

А. В. ЛЫКОВ

# ТЕОРИЯ СУШКИ

*Издание 2-е, переработанное  
и дополненное*

**ДОПУЩЕНО**

*Министерством высшего и среднего  
специального образования РСФСР  
в качестве учебного пособия  
для высших технических учебных  
заведений*



**«ЭНЕРГИЯ»**

МОСКВА 1968

Лыков А. В.

Л88 Теория сушки. М., «Энергия», 1968.

472 с. с илл.

В книге подробно излагаются статика, кинетика и динамика процесса сушки влажных материалов (коллоидных капиллярнопористых тел) при разных способах подвода тепла (конвекцией, теплопроводностью, тепловым излучением и при воздействии переменного электромагнитного поля). Перенос тепла и влаги рассматривается на основе современной теории тепло- и массообмена, термодинамики необратимых процессов и учения о формах связи влаги с влажными материалами. Основной задачей теории сушки является разработка методов расчета длительности сушки, расхода тепла на испарение и нагрев материала, а также методов определения оптимального режима сушки с учетом изменения технологических и структурно-механических свойств влажного материала в процессе его сушки.

Книга является учебным пособием для студентов теплотехнических и химико-технологических специальностей высших учебных заведений.



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Процесс сушки влажных материалов является не только теплофизическим, но и технологическим процессом, в характере протекания которого решающую роль играет форма связи влаги с материалом.

Основой теории сушки являются закономерности переноса тепла и влаги во влажных материалах при взаимодействии их с нагретыми газами, с горячими поверхностями, а также в процессах облучения тепловыми и электромагнитными волнами при наличии фазовых превращений.

Теория сушки является важным разделом науки о тепло- и массообмене. Однако процесс сушки влажных материалов является одновременно и технологическим процессом, при котором меняются структурно-механические, технологические и биохимические свойства материала. Изменение этих свойств обусловлено тем обстоятельством, что в процессе сушки происходит изменение форм связи влаги с материалом и ее частичное удаление путем испарения. Поэтому теория сушки включает в себя не только разделы тепло- и массопереноса в капиллярнопористых телах, но и учение о формах связи влаги с влажными материалами, ряд основных разделов физико-химической механики и некоторые разделы технологии и биохимии.

Все многообразие влажных материалов, подвергаемых сушке, можно примерно разделить на три вида: капиллярнопористые тела, коллоидные тела и коллоидные капиллярнопористые тела. Процесс сушки этих материалов, механизм тепло- и влагопереноса имеют свои специфические особенности, и поэтому при описании кинетики сушки мы отдельно рассматриваем сушку капиллярнопористых тел и сушку коллоидных тел.

Основные положения кинетики процесса сушки были впервые сформулированы русскими учеными: П. С. Коссовичем и А. В. Лебедевым применительно к испарению влаги из почвы. Ими было установлено, что механизм перемещения влаги внутри почвы определяется формой связи влаги с влажными дисперсными материалами, а процесс сушки имеет свою периодичность. В дальнейшем эти положения успешно развивались Ю. Л. Кавказовым, Г. К. Филоненко, И. М. Федоровым, Ф. Е. Калясевым, Я. М. Миниовичем и др. Примерно в 30-х годах американскими учеными У. К. Льюисом и Т. К. Шервудом был применен аппарат классической теории диффузии для описания переноса влаги внутри материала в процессе сушки. Затем Т. К. Шервудом была выдвинута гипотеза углубления поверхности испарения внутрь материала в процессе сушки.

Автором этой книги в 1932 году для анализа кинетики процесса сушки были предложены температурные кривые, на основе которых установлены основные закономерности механизма сушки и, в частности, разработана теория углубления зоны испарения.

Следующим важным этапом развития теории сушки является установление в 1933—1935 гг. явления термодиффузии влаги (термо-влажнопроводность), что совместно с концентрационной диффузией послужило основой для создания системы дифференциальных уравнений влаго- и теплопереноса в капиллярнопористых телах.

Эта система дифференциальных уравнений влаго- и теплопереноса находится в полном согласии с основными положениями термодинамики необратимых процессов, где процессы переноса тепла и массы рассматриваются в их неразрывной связи.

Источники влаги и тепла учитываются при помощи критерия фазовых превращений. Были установлены основные числа и критерии подобия кинетики процесса сушки. На протяжении более чем 35 лет теория углубления поверхности испарения получила полное экспериментальное подтверждение. Последними работами удалось установить взаимосвязь между скоростью углубления зоны испарения и критерием фазовых превращений. Таким образом, теория сушки получила свое окончательное завершение.

Система уравнений тепло- и влагопереноса была решена для разнообразных условий взаимодействия капиллярнопористых тел с окружающей средой и в настоящее время представляет собой аналитическую теорию взаимосвязанного тепло- и массопереноса.

В теории сушки широко используются методы теории обобщенных переменных (теории подобия), созданных в Советском Союзе

А. А. Гухманом и М. В. Кирпичевым. Исследования А. А. Гухмана в области кинетики сушки являются одновременно и дальнейшим развитием теории обобщенных переменных.

В области технологии сушки основное значение приобретает наука о формах связи влаги с материалом, созданная акад. П. А. Ребиндером и его учениками. Большое значение в технологии сушки имеет физико-химическая механика, которая также развивается школой акад. П. А. Ребиндера. Развитие эти разделы получили в работах С. М. Липатова, Ю. Л. Кавказова, Г. А. Максимова и других ученых.

В настоящее время технология процесса сушки неразрывно связана с основными закономерностями тепло- и влагопереноса в капиллярнопористых телах. Совокупность знаний по тепло- и влагопереносу, физико-химической механике и учению о формах связи влаги с влажными материалами дает возможность определить оптимальный режим сушки конкретного материала. Однако реализация оптимального режима при создании конкретных сушильных устройств требует детальных исследований в области термодинамики влажного воздуха, теплопередачи при горении топлив и ряда разделов строительной техники.

Достаточно надежный метод расчета сушильных устройств был создан выдающимся русским ученым проф. Л. К. Рамзиным, которым впервые в 1918 г. была предложена  $Id$  — диаграмма влажного воздуха. Несмотря на дальнейшее развитие методов расчета, основные исходные положения, разработанные Л. К. Рамзиным, до сих пор остаются неизменными. Большие исследования как в области расчета сушильных устройств, так и конструирования сушильных установок были проведены сотрудниками сушильной лаборатории Всесоюзного теплотехнического института А. П. Ворошиловым, Н. М. Михайловым, М. Ю. Лурье, И. М. Федоровым и др.

Некоторые уточнения в методике расчета сушильных устройств при сушке влажных материалов в гигроскопической области были сделаны проф. Гомареном (Франция), И. В. Кречетовым (СССР) и Щ. Эндрени (Венгрия). Большой вклад в развитие теории сушки внесли работы советских ученых П. Д. Лебедева, М. В. Лыкова, Ю. А. Михайлова, А. Г. Темкина, М. Ф. Казанского, Б. М. Смольского П. Г. Романкова, А. С. Гинзбурга, В. В. Красникова и др.

Предлагаемая читателю книга является вторым изданием учебного пособия «Теория сушки», вышедшего в 1950 г. и почти полностью переработанного.

В методическом отношении она построена таким образом, что первые четыре главы, посвященные основным разделам теории сушки, являются самостоятельным разделом. Это — учение о формах связи влаги с материалом и их тензиметрический анализ (гл. 1 «Статика процесса сушки»), кинетика процесса сушки (гл. 2), динамика процесса сушки (гл. 3). Глава 4 посвящена основным сведениям из технологии сушки.

Остальные главы (5—9) посвящены различным методам сушки — конвективная сушка, кондуктивная сушка, радиационно-конвективная сушка, сушка в электромагнитном поле и сублимационная сушка.

В гл. 10 рассматриваются основные закономерности тепло- и влагопереноса в коллоидных капиллярнопористых телах и их взаимодействие с нагретым газом (внешний тепло- и влагообмен).

Книга является учебным пособием для студентов теплотехнических специальностей вузов, она отражает в кратком изложении современное состояние теории сушки, включая итог более чем 37-летней деятельности автора и его учеников в области теории сушки, разработки оптимальных режимов и создания новых методов сушки.

Автор будет считать цель достигнутой, если этот труд обеспечит студентам возможность изучить теорию сушки, а инженерам-технологам на производстве поможет наметить оптимальные режимы и реализовать их в соответствующих сушильных устройствах.

*Автор*

# ГЛАВА ПЕРВАЯ

## СТАТИКА ПРОЦЕССА СУШКИ

### 1-1. КЛАССИФИКАЦИЯ ФОРМ СВЯЗИ КОЛЛОИДНЫХ КАПИЛЛЯРНОПОРИСТЫХ ТЕЛ С ПОГЛОЩЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Влажные материалы являются капиллярнопористыми коллоидными телами. Коллоидные капиллярнопористые тела принадлежат к классу связно-дисперсных систем, в которых частицы дисперсной фазы образуют более или менее жесткие пространственные структуры-сетки или каркасы. Эти системы называют гелями (уголь, торф, древесина, ткани, бумага, кожи и т. д.).

Все влажные материалы в зависимости от их основных коллоидно-физических свойств можно разделить на три вида:

1. *Типичные коллоидные тела* (эластичные гели). При удалении жидкости эти тела значительно изменяют свои размеры (сжимаются), но сохраняют свои эластичные свойства (желатин, агар-агар, пресованное мучное место и т. д.).

2. *Капиллярнопористые тела* (хрупкие гели). При удалении жидкости эти тела становятся хрупкими, мало сжимаются и могут быть превращены в порошок (слабо обожженные керамические материалы, увлажненные в воде, влажный кварцевый песок, древесный уголь и т. д.).

3. *Капиллярнопористые коллоидные тела*, обладающие свойствами первых двух видов. Стенки их капилляров эластичны и при поглощении жидкости набухают. К числу этих тел принадлежит большинство материалов, подвергаемых сушке и применяемых в строительной технике (торф, древесина, картон, ткани, уголь, зерно, кожа, глина, почвы, грунты и т. д.). Коллоидные тела (эластичные гели) поглощают наиболее близкие по полярности жидкости. При этом они увеличивают свои размеры — набухают. Капиллярнопористые тела впитывают любую смачивающую их жидкость независимо от ее химического состава.

По способности набухания эластичные гели можно разделить на *неограниченно набухающие*, которые способны растворяться в жидкости, образуя золь, и *ограниченно набухающие*. Эти последние гели при погружении в жидкость поглощают определенное количество ее, что и служит мерой максимального набухания. При изменении

# Классификация форм связи вещества (влаги)

Характер данной формы связи	I. Химическая связь (связь в точных количественных соотношениях)		II. Физико-химиче (связь в различных нестрог	
	Ионная связь	Молекулярная связь (гидратная вода)	Адсорбционная (связь влаги в гидратных	
Условия образования данной формы связи с влагой	Химические реакции (гидратация)	Кристаллизация из раствора (образование кристаллогидратов)	Растворение в воде, предел адсорбции влаги молекулами и ионами, образование сольватных оболочек	Адсорбция влаги
Причина, обуславливающая данную форму связи	Первичная валентность (электростатические силы взаимодействия)	Вторичные валентности	Молекулярное силовое	
			всех молекул	молекул и мицелл внешней и внутренней поверхности
Примеры тел, образующих данную форму связи	$\begin{array}{c} \text{Ca}^{++} = \text{O}^{--} - \text{N}^{+} \\ \quad \quad \quad   \\ \quad \quad \quad \text{OH}^{-} \end{array} \rightarrow \begin{array}{c} \text{Ca}^{++} \begin{array}{l} \text{OH}^{-} \\ \text{OH}^{-} \end{array} \end{array}$	$\text{CuSO}_4 + 5\text{H}_2\text{O}$	Тела, образующие ионно-дисперсные или молекулярно-дисперсные водные растворы	Гидро(д-ио)фильные тела
Интенсивность (энергия связи)	Очень сильная связь	Сильная связь	Связь средней интен	
			Необратимая	Трудно обратимая
Условия нарушения связи	Химическое взаимодействие, иногда прокаливание	Прокаливание	Испарение влаги	Десорбция
Изменение тела и воды вследствие осуществления данной формы связи с влагой	Образуется новое тело. Вода как таковая исчезает и входит в состав нового вещества	Тело резко меняет свои свойства. Вода входит в структуру кристалла	Тело спонтанно диспергируется до ионов или молекул, так как энергия образования сольвата больше сил сцепления частиц вещества между собой. Вода входит в сольватные оболочки и находится в свободном состоянии. Образуется истинный раствор. Вода, входящая в сольватные оболочки, не меняет своих свойств	Тело меняет свои свойства — пластифицируется. Вода является понизителем твердости — пластификатором. Происходит набухание материала вследствие внедрения воды — дисперсной среды в межмоллекулярные пространства. В пределе образуется коллоидный раствор. Вода теряет свои свойства

связь определенных соотношениях)		III. Физико-механическая связь (удерживание воды в неопределенных соотношениях)			
связь оболочках)	Осмотическая связь	Структурная связь	Связь в микрокапиллярах	Связь в макрокапиллярах	Связь смачивания
	Избирательная диффузия через полупроницаемую оболочку	Образование геля	Поглощение воды из влажного воздуха либо непосредственным соприкосновением	Поглощение воды непосредственным соприкосновением в сквозных капиллярах и поглощение из влажного воздуха в замкнутых капиллярах	Прилипание воды при непосредственном соприкосновении с поверхностью тела
поле	Осмотическое давление	Вода захватывается при образовании структуры геля	Капиллярное давление, обусловленное кривизной поверхности жидкости	То же	Поверхностное натяжение характеризуется углом смачивания $\theta < 90^\circ$
молекул внешних поверхностей					
Гидро-(лио)-фобные тела	Растительные клетки с концентрированным раствором, в которые вода проникает из менее концентрированного раствора-среды	Студенеобразующие тела (1% твердой фазы + 99% воды)	Тело с капиллярами $r < 10^{-5}$ см	Тело с капиллярами $r > 10^{-5}$ см	Непористые смачиваемые (гидрофильные) тела
связности	Слабая обратимая связь-удерживание	Механическое удерживание воды, мономолекулярный слой связан адсорбционно	Механическая связь воды (слой у стенок связан адсорбционно)		Механическое удерживание воды (слой влаги у поверхности тела связан адсорбционно)
Обратимая					
Дезадсорбция	Влагоотнятие, образование более концентрированного раствора вне клетки	Испарение, отжатие влаги давлением, нарушение структуры	Давление большее, чем капиллярное; испарение		Механические способы, испарение
Поверхностный слой меняет свои свойства вследствие того, что образуется поверхностный слой воды (мономолекулярный слой связан наиболее сильно). Связанная часть влаги теряет свои свойства	Набухание тела	Тело меняет свои свойства, образуется квазитвердое тело. Происходит иммобилизация воды в структуре. Вода меняет свои свойства	Основная масса удержанной воды является свободной и сохраняет свои свойства. Слой воды, связанной адсорбционно, меняет свои свойства. Тело сохраняет свои основные свойства, изменяя некоторые в связи с образованием адсорбционно связанной воды		



физических условий, например, при повышении температуры растворителя, ограниченно набухающий гель может быть неограниченно набухающим и наоборот.

Влажные материалы, подвергаемые термической обработке или периодическому воздействию тепла и влаги, изменяют свои физические свойства. Эти изменения обусловлены молекулярным характером связи поглощенной жидкости с веществом тела. Кроме того, перенос поглощенной жидкости или пара (а также тепла) внутри коллоидного капиллярнопористого тела зависит от характера молекулярной связи жидкости, содержащейся в теле, с веществом скелета тела. Поэтому анализ видов связи вещества, поглощенного коллоидными капиллярнопористыми телами, представляет особый интерес для физики переноса тепла и массы.

Процесс удаления жидкости из тела сопровождается нарушением связи ее с телом, на что затрачивается определенная энергия. Поэтому классификация форм связи веществ должна быть построена по принципу изучения интенсивности энергии связи. По такому принципу построена схема акад. П. А. Ребиндера [Л. 72].

Каждая форма связи по П. А. Ребиндеру характеризуется семью основными признаками (табл. 1-1).

Из табл. 1-1 видно, что все формы связи делятся на три большие группы: *химическая* связь, *физико-химическая* связь, *физико-механическая* связь.

Химически связанная вода удерживается наиболее прочно и при нагревании тела до 120—150° С не удаляется. Останавливаться на этой форме связи мы не будем.

### Физико-химическая связь жидкости

Многочисленными экспериментами было установлено, что процесс связывания жидкости с коллоидным телом в первой стадии аналогичен процессу смешивания двух жидкостей с разными молекулярными весами, например, растворению серной кислоты в воде.

При поглощении жидкости коллоидным телом выделяется некоторое количество тепла  $Q$  (теплота набухания) аналогично тому выделению тепла, которое имеет место при растворении кислоты в воде. Количество тепла, выделившегося при набухании коллоидного тела по мере поглощения жидкости, увеличивается. Оно может быть рассчитано по следующей эмпирической формуле:

$$Q = \frac{aU}{b + U}, \quad (1-1-1)$$

где  $Q$  — интегральная теплота набухания или теплота смачивания, ккал/кг;  $U$  — количество поглощенной жидкости, кг/кг сухого тела (удельное влагосодержание тела, если поглощение жидкости происходит абсолютно сухим телом);  $a$  и  $b$  — постоянные.

При поглощении жидкости происходит контракция (сжатие) системы коллоидное тело — жидкость. Тело, поглощая жидкость, увеличивает свои размеры, но объем набухшего тела  $V_{н,т}$  меньше



суммы объемов тела  $V_{с.т.}$  и поглощенной жидкости  $V_{ж.}$ . Разность  $\Delta V$  между этой суммой и объемом набухшего тела характеризует величину сжатия системы; она может быть вычислена по аналогичной эмпирической формуле

$$\Delta V = \frac{a_1 U}{b_1 + U}, \quad (1-1-2)$$

где  $\Delta V = (V_{с.т.} + V_{ж.}) - V_{н.т.}$  — контракция системы;  $a_1$  и  $b_1$  — постоянные.

Опыты показывают, что отношение  $\Delta V/Q$  является величиной постоянной для данной системы тело — жидкость. Точно такие же соотношения мы имеем при растворении серной кислоты в воде. В этом случае тоже выделяется теплота растворения  $Q$ , наблюдается контракция системы кислота — вода  $\Delta V_1$ , и отношение  $\Delta V_1/Q$  есть величина постоянная. Обычно тепловой эффект набухания характеризуется дифференциальной теплотой набухания  $Q'_U$ , т. е. количеством тепла в ккал, выделившегося при поглощении 1 кг жидкости. Из соотношения (1-1-1) получаем:

$$Q'_U = \frac{dQ}{dU} = \frac{ab}{(b + U)^2}. \quad (1-1-3)$$

С увеличением  $U$  дифференциальная теплота набухания уменьшается. Максимальный тепловой эффект набухания будет в начале процесса. Его можно оценить величиной  $Q'_0$  при  $U = 0$ , т. е.

$$Q'_0 = \frac{a}{b}$$

Обычно максимальную теплоту набухания ( $Q'_0$ ) определяют по экспериментальным данным. Для этого строят график  $Q = f(U)$ , так что отрезок, отсекаемый кривой на оси ординат (рис. 1-1), как раз и дает величину  $Q'_0$ . Кривая пересекает ось абсцисс в некоторой точке, которой соответствует максимальное количество жидкости, поглощаемое телом с выделением тепла ( $U_a$ ). Из приведенного на рис. 1-1 графика, соответствующего набуханию желатина, получаем:

$$Q'_0 = 228 \text{ ккал/кг}, \quad \text{а} \quad U_a = 0,5 \text{ кг/кг}.$$

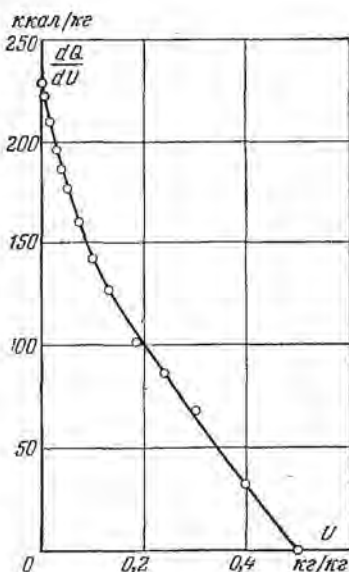


Рис. 1-1. Зависимость между дифференциальной теплотой набухания и влагосодержанием желатина.

Значения максимальной теплоты набухания некоторых тел приведены в табл. 1-2.

## Максимальная дифференциальная теплота

Набухание в воде		Растворение в воде	
Коллоидное тело	$Q'_0$ , ккал/кг	Жидкость	$Q'_0$ , ккал/кг
Желатин	228	Серная кислота	550
Агар	265	Фосфорная кислота	150
Казеин	265	Глицерин	20
Целлюлоза	390		
Инулин	420		
Мука	440		
Искусственный крахмал	315		
Различные волокна древе- сины	265		
Иловатая глина	176		
Глина	263		
Гумусная почва	625		

А. В. Думанским [Л. 15а] было установлено, что теплота смачивания водой сухого гидрофильного тела  $Q'_0$  и количество адсорбционно-связанной воды  $U_a$  пропорциональны друг другу, т. е.

$$Q'_0 / U_a = \text{const.}$$

Постоянная этого соотношения определяется правилом А. В. Думанского, которое состоит в том, что при расчете теплоты смачивания на 1 г связанной воды получается постоянная, равная 80 ккал/кг для самых разнообразных тел (крахмал, глина, целлюлоза и др.). Это правило можно написать так:

$$\frac{1}{U_a} \int_0^{U_a} Q'_0 dU = \frac{Q'_0}{U_a} = 80. \quad (1-1-4)$$

Из табл. 1-2 видно, что теплота набухания, характеризующая активность коллоидного тела к воде, сравнима с величиной теплоты растворения. Такая аналогия между растворением и поглощением жидкости коллоидным телом распространяется довольно далеко. Тело, поглощающее жидкость, обладает давлением набухания, аналогичным осмотическому давлению растворенного вещества. С увеличением количества поглощенной жидкости давление набухания быстро уменьшается.

Давление набухания зависит от концентрации сухого тела в жидкости и от температуры. В качестве приближенного соотношения можно принять зависимость в виде

$$P = \frac{C}{M} RT + AC_1^k, \quad (1-1-5)$$

где  $M$  — молекулярная масса тела;

$$C_1^k = \frac{C\rho_{\tau}}{C + \rho_{\tau}}; \quad (1-1-6)$$

$C = \rho_{\text{ж}}/U$  — концентрация сухого вещества в жидкости — величина, обратная влагосодержанию тела;  $\rho_{\tau}$  и  $\rho_{\text{ж}}$  — соответственно плотности тела и жидкости;  $A$  и  $k$  — постоянные (постоянная  $k$  близка к 3).

Первый член соотношения (1-1-5) является аналогом осмотического давления растворенного твердого вещества в жидкости, второй член учитывает взаимодействие частиц тела с растворителем.

Пользуясь обычными термодинамическими соотношениями, можно установить связь между давлением набухания и относительной упругостью пара данной жидкости в теле ( $\varphi$ ). Обозначим давление набухания двух тел через  $P_1$  и  $P_2$ , а парциальные давления пара соответственно через  $p_1$  и  $p_2$ , тогда

$$\frac{1}{P_1 - P_2} \ln \frac{p_1}{p_2} = -\frac{M}{RT\rho_{\text{ж}}}. \quad (1-1-7)$$

Из полученного соотношения следует, что если  $P_2 > P_1$ , то  $p_2 < p_1$  и наоборот (так как величина  $M/RT\rho_{\text{ж}} > 0$ ). Таким образом, тело с большим давлением набухания имеет меньшую упругость пара. Давление пара жидкости в теле при полном насыщении жидкостью будет равно давлению насыщенного пара жидкости ( $p_2 = p_{\text{н}}$ ), давление набухания будет равно нулю ( $P_2 = 0$ ). Из соотношения (1-1-7) получаем:

$$P = -\frac{RT}{M} \rho_{\text{ж}} \ln \frac{p}{p_{\text{н}}} = -\frac{RT}{M} \rho_{\text{ж}} \ln \varphi, \quad (1-1-8)$$

где  $\varphi = p/p_{\text{н}}$  — относительное давление пара жидкости в теле.

Соотношение (1-1-8) между давлением набухания и относительным давлением пара жидкости в теле тождественно соотношению между осмотическим давлением раствора и относительным давлением пара.

Такая термодинамическая аналогия между набуханием и растворением дает возможность рассматривать процесс набухания коллоидного тела как процесс образования твердого раствора, а теплоту набухания считать теплотой гидратации.

Эта аналогия объясняется на основе схемы акад. П. А. Ребиндера. При набухании имеет место адсорбция молекул жидкости молекулами внешней и внутренней поверхности мицелл тела, а при растворении — молекулами растворенного вещества. Известно, что процесс адсорбции сопровождается выделением большого количества тепла, поэтому теплота набухания (теплота гидратации) обусловлена теплотой адсорбции.

Наибольшее количество тепла выделяется при образовании первого мономолекулярного слоя. Этот слой молекул жидкости находится под большим давлением, обусловленным молекулярным

силовым полем, в результате чего плотность воды увеличивается, а следовательно, получается контракция (сжатие) системы. Так как поглощение жидкости коллоидным телом с выделением тепла и растворение вещества определяются адсорбцией, то гидратационная влага коллоидного тела является адсорбционно связанной влагой.

Связанная вода обладает рядом свойств, которые отличают ее от обычной воды. Одним из этих свойств является неспособность к растворению электролитов и других растворимых веществ, например сахара, что было использовано А. В. Думанским [Л. 15а] при разработке методов определения количества связанной воды. При этом надо иметь в виду, что не только адсорбционно связанная жидкость не растворяет легко растворимые вещества, но и свободная жидкость, если она находится в замкнутой клетке, а растворимое вещество не может диффундировать внутрь клетки.

Связанная вода обладает свойствами упругого твердого тела, тонкие пленки связанной воды толщиной около 0,1 мк обладают расклинивающим свойством (подробно см. ниже). Такие водные пленки были получены не только на плоской поверхности тела, но и на песках (отсеянные фракции). Толщина пленки уменьшается с увеличением дисперсности. Так, например:

Фракция песка, меш	Толщина пленки, мк
10	$h_{10} = 0,285$
20	$h_{20} = 0,214$
40	$h_{40} = 0,135$
50	$h_{50} = 0,114$

Из числа других свойств связанной воды следует указать на повышенную плотность. Связанная вода почвы (чернозем) имеет плотность от 1,74 г/см<sup>3</sup> при влагосодержании почвы 1,64% до 1,13 кг/м<sup>3</sup> при влагосодержании почвы 13,87%.

Связанная вода отличается тем, что она замерзает при температуре, значительно более низкой, чем 0° С, при этом первая часть связанной воды не замерзает даже при температуре -78° С.

С. И. Долговым [Л. 14а] было экспериментально установлено, что удельное сопротивление связанной воды очень велико (удельная проводимость практически равна нулю по сравнению с проводимостью свободной воды), что объясняется отсутствием в связанной воде растворенных веществ, а электропроводность воды, лишенной электролитов, ничтожна. Пользуясь этим свойством, С. И. Долгов определил количество связанной воды в почвах. Оно оказалось равным для серозема 3%, чернозема — 8% и подзолистой почвы — 5%. Экспериментальная зависимость между удельной проводимостью тела и его влагосодержанием, как видно из рис. 1-2, близка к линейной. Прямые пересекают ось влагосодержания в точках, соответствующих максимальному количеству связанной воды в теле.

Н. В. Книппер [Л. 21] предложил новый метод определения связанной воды в сыпучих влажных материалах. Он основан на неза-

в зависимости коэффициента  $K$  (произведение тангенса угла потерь  $\operatorname{tg} \vartheta$  на диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$ ) от частоты  $\nu$  для связанной воды [коэффициент  $K$  для свободной воды резко изменяется в зависимости от частоты (рис. 1-3)]. Этим методом было установлено, что количество связанной воды в пшенице (сорт «Украинка») и ржи примерно одинаково и равно 13,5%.

В заключение необходимо отметить, что не вся связанная жидкость имеет одинаковые свойства. Более прочно связан мономолекулярный слой жидкости, свойства которой резко отличны от свойств обычной жидкости. Последующие слои связанной жидкости менее прочно связаны, и свойства их постепенно приближаются к свойствам обычной свободной жидкости.

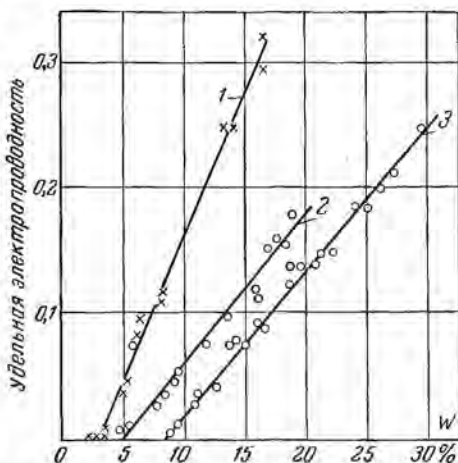


Рис. 1-2. Зависимость между удельной электропроводностью и влагосодержанием почвы.

1 — серозем; 2 — подзолистая почва; 3 — чернозем.

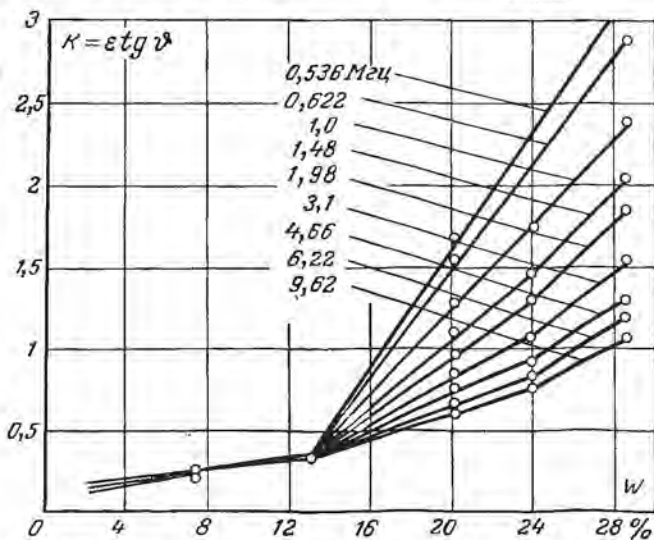


Рис. 1-3. Зависимость между коэффициентом  $K$  и влагосодержанием пшеницы (сорт «Украинка») при различных частотах.

Толщина такого слоя полимолекулярной адсорбции примерно равна нескольким сотням диаметров молекул жидкости.

Под абсорбционно связанной жидкостью надо понимать не только жидкость, адсорбированную на внешней поверхности коллоидных частиц (мицелл), но и адсорбированную на внутренних поверхностях мицеллы. Поэтому связанная жидкость возможна как интрамицеллярная, так и интермицеллярная (в обоих случаях при адсорбции происходит выделение тепла).

### Осмотическое поглощение и иммобилизация жидкости

Процесс поглощения (набухания) как уже было сказано выше, только в первой стадии аналогичен процессу растворения. При дальнейшем поглощении жидкости ни выделения тепла, ни контракции системы не наблюдается. Поэтому весь процесс поглощения можно разделить на две стадии: 1) поглощение с выделением тепла и контракцией системы (адсорбция вещества мицеллами тела) и 2) присоединение жидкости без выделения тепла и контракции системы (собственно набухания).

Количество жидкости, поглощаемое без выделения тепла, во много раз больше. Например, количество гидратационной влаги для желатина порядка 50%, а общее количество воды, которое может поглощать желатин, — от 1 000 до 2 000% на сухое вещество, т. е. больше примерно в 20—40 раз в зависимости от температуры воды. Границу между первой и второй стадиями поглощения жидкости коллоидным телом можно приближенно определить по отрезку, отсекаемому на оси абсцисс (ось влагосодержания) кривой «дифференциальная теплота набухания — удельное влагосодержание тела».

Величины гидратационного влагосодержания  $W_r$  некоторых коллоидных капиллярнопористых тел следующие:

Тело	$W_r$ , %	Тело	$W_r$ , %
Желатин . . . . .	50	Пшеница «Украинка» .	13,0
Агар-агар . . . . .	37	Рожь . . . . .	13,5
Крахмал . . . . .	32	Серозем . . . . .	3,0
Гольевой порошок недубленный . . . . .	73	Подзолистая почва . .	5,0
Гольевой порошок хромового дубления . .	50	Чернозем . . . . .	8,0

Видно, что количество воды, поглощаемое с выделением тепла, для этих тел сравнительно невелико. Некоторое количество воды поглощается без выделения тепла.

Для системы жидкость — тело можно написать основное уравнение термодинамики в следующем виде:

$$T dS = P dV + dE, \quad (1-1-9)$$

где  $dE$  и  $dS$  — соответственно изменение внутренней энергии и энтропии.

Из этого соотношения получаем:

$$P = T \left( \frac{dS}{dV} \right)_T - \left( \frac{dE}{dV} \right)_T, \quad (1-1-10)$$

Если давление набухания  $P$  пропорционально абсолютной температуре, а поглощение жидкости телом происходит без выделения



тепла, то  $(dE/dV)_T = 0$ . В этом случае увеличение объема тела происходит за счет увеличения энтропии. Такой процесс набухания, очевидно, связан с изменением кишетической энергии коллоидных частиц.

Теория набухания коллоидного тела в этой стадии была детально разработана акад. С. М. Липатовым [Л. 30]. Согласно этой теории коллоидное тело состоит не из однородных частиц, а из смеси фракций различного молекулярного веса (различной степени дисперсности). Фракции высокомолекулярного веса нерастворимы в жидкости, а низкомолекулярного веса растворимы. Коллоидное тело представляет собой скелет из замкнутых клеток, стенки которого состоят из фракций высокомолекулярного веса. В этих клетках (ячейках) находится растворимая фракция, которая не может пройти через стенку клетки. Она попадает внутрь клетки в процессе формирования коллоидного тела.

Растворимая фракция находится не только внутри клетки, но и на внешней ее поверхности. Так как концентрация растворимой фракции внутри больше, чем вне клетки, то жидкость проникает внутрь путем избирательной диффузии (осмоса) через стенку клетки.

Таким образом, замкнутая клетка является осмотической ячейкой и диффузия жидкости обусловлена разностью осмотических давлений растворимой фракции. Теория подтверждается прямыми экспериментами, показывающими зависимость набухания от концентрации растворимых фракций во внешней жидкости. Так, например, если желатин, набухший в чистой воде, поместить в раствор, содержащий растворимую фракцию, то произойдет отбухание (процесс, обратный набуханию, сопровождающийся уменьшением объема тела).

Поглощение жидкости без выделения тепла и контракции называется собственным набуханием, а поглощенная жидкость — осмотической (физико-химическая связь). Поглощаемая осмотически жидкость по своим свойствам не отличается от обычной жидкости.

К осмотически поглощенной жидкости надо отнести и жидкость, находящуюся внутри клетки, захваченную при образовании коллоидного тела (структурная связь по классификации П. А. Ребиндера), т. е. жидкость иммобилизованную.

Некоторые исследователи первую стадию процесса поглощения жидкости (поглощение жидкости адсорбционными силами) называют гидратацией, а вторую стадию (осмотическое поглощение жидкости) — набуханием. Тогда осмотически поглощенную и иммобилизованную жидкость можно назвать жидкостью набухания. По своим свойствам она является свободной жидкостью.

### Физико-механическая связь жидкости

Под физико-механически связанной жидкостью мы понимаем жидкость, находящуюся в капиллярах, и жидкость смачивания.

Капиллярная связь жидкости характеризуется коэффициентом поверхностного натяжения  $\sigma$  и капиллярным давлением  $p_a$ . Коэффициентом поверхностного натяжения называют свободную потенциальную энергию молекул жидкости, находящихся в поверхностном слое, рассчитанную на единицу площади поверхности жидкости ( $\text{эрг/см}^2$ ). Коэффициент поверхностного натяжения численно равен силе, действующей вдоль поверхности жидкости и приложенной к единице длины междофазной границы раздела ( $\text{дин/см}$ ).

Сила  $\sigma$  является измеряемой величиной во всех случаях, когда поверхность жидкости имеет границу раздела, например, в явлениях смачивания. Явления смачивания наблюдаются на границе раздела трех фаз, одна из которых обычно является твердым телом (фаза 3), а две другие — жидкостью (фаза 1) и газом (фаза 2). При неполном смачивании жидкая поверхность раздела пересекает твердую поверхность по некоторой линии, называемой периметром смачивания, и образует с ней конечный краевой угол ( $\Theta$ ). Косинус краевого угла ( $\cos \Theta$ ) является мерой смачивания ( $B$ ), так как он связан с коэффициентами поверхностного натяжения  $\sigma_{12}$ ,  $\sigma_{31}$  и  $\sigma_{32}$  соотношением

$$B = \cos \Theta = \frac{\sigma_{32} - \sigma_{31}}{\sigma_{12}}. \quad (1-1-11)$$

Возможны два случая смачивания: 1)  $0 < B < 1$ , когда капля жидкости растекается по твердой поверхности, образуя равновесный краевой угол  $\Theta < 90^\circ$  (такая поверхность называется лиофильной); 2) когда  $-1 < B < 0$  ( $\sigma_{31} > \sigma_{32}$ ), капля жидкости образует на твердой поверхности краевой угол  $\Theta > 90^\circ$  (такая поверхность называется лиофобной).

Величина угла смачивания зависит от того, какая поверхность твердого тела, сухая или предварительно смоченная, приходит в соприкосновение с жидкостью. Например, при погружении сухой стеклянной пластинки в воду угол смачивания больше, чем при вынимании пластинки из воды. Это явление носит название гистерезиса смачивания. Природа его не вполне ясна. Возможно, что этот гистерезис обязан своим происхождением адсорбции поверхностью твердого тела вещества, в том числе и воздуха.

Если разность  $\sigma_{32} - \sigma_{31}$  не только положительна, но равна или больше  $\sigma_{12}$ , то жидкость полностью растекается по твердой поверхности, краевого угла не образуется и поверхностное натяжение сохраняет лишь значение избытка свободной энергии поверхностного слоя.

В этом случае смачивание не может быть определено величиной  $B = \cos \Theta$ , а характеризуется свободной энергией ( $E$ ) смачивания на единицу смоченной поверхности ( $\Omega$ ) твердого тела в процессе растекания капли.

Удельная работа  $dA/d\Omega$  или коэффициент растекания равен:

$$\frac{dA}{d\Omega} = -\frac{dE}{d\Omega} = \sigma_{32} - \sigma_{31} - \sigma_{12}. \quad (1-1-12)$$



Для обычных жидкостей  $\sigma_{12}$  изменяется от 16—18 до 73  $\text{эрг/см}^2$ . С увеличением температуры коэффициент поверхностного натяжения уменьшается приблизительно по линейному закону. Например, для воды эта зависимость имеет вид:

$$\sigma_t = 75,7 (1 - 0,0020t). \quad (1-1-13)$$

Молекулярное давление ( $p_r$ ) поверхностного слоя жидкости, обусловленное силами молекулярного сцепления, зависит от кривизны поверхности, а именно

$$p_r = p_0 + 2\sigma_{12} \left( \frac{1}{r} \right), \quad (1-1-14)$$

где  $p_0$  — молекулярное давление для плоской поверхности;  $\left( \frac{1}{r} \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$  — средняя кривизна поверхности жидкости;  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы кривизны двух главных сечений (сечение поверхности двумя взаимно перпендикулярными поверхностями, проходящими через нормаль к данной точке). Для выпуклых поверхностей молекулярное давление ( $p_r$ ) больше, чем для плоской поверхности,  $\left( \frac{1}{r} \right) > 0$ , для вогнутых поверхностей  $p_r < p_0$ , а средняя кривизна  $\left( \frac{1}{r} \right) < 0$ . Разность давлений ( $p_r - p_0$ ) называется капиллярным давлением ( $p_\sigma$ )

$$p_\sigma = p_r - p_0 = 2\sigma_{12} \left( \frac{1}{r} \right). \quad (1-1-15)$$

Для выпуклых поверхностей оно положительно, для вогнутых — отрицательно и для плоской поверхности равно нулю. Если поверхность жидкости принять за сферическую ( $r_1 = r_2 = r$ ), то капиллярное давление будет равно:

$$p_\sigma = \frac{2\sigma_{12}}{r}. \quad (1-1-16)$$

Капиллярное давление обуславливает поднятие смачивающей жидкости или опускание несмачивающей жидкости в капиллярной трубке на некоторую высоту  $h$ , так как поверхность жидкости в капиллярной трубке благодаря явлению смачивания искривлена. Высота поднятия смачивающей жидкости в цилиндрической капиллярной трубке определяется формулой Жюрена

$$h = \frac{2\sigma_{12}}{r'g(\rho_{ж} - \rho_{п})}, \quad (1-1-17)$$

где  $\rho_{ж}$  и  $\rho_{п}$  — соответственно плотность жидкости и пара;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $r'$  — радиус мениска жидкости.

Если мениск жидкости принять за сферическую поверхность, то между радиусом капилляра ( $r$ ) и радиусом мениска  $r'$  существует простая зависимость

$$r = r' \cos \Theta. \quad (1-1-18)$$

При полном смачивании ( $\cos \Theta = 1$ ) радиус мениска равен радиусу капилляра ( $r' = r$ ).

Формулу (1-1-17) можно написать в виде

$$h = \frac{2\sigma_{12} \cos \Theta}{r \rho_{ж} g}, \quad (1-1-19)$$

так как  $\rho_{ж} \gg \rho_{п}$ .

Из формулы (1-1-19) следует, что высота поднятия жидкости обратно пропорциональна радиусу капилляра. Например, для воды при полном смачивании ( $\cos \Theta = 1$ ) и при температуре  $t = 20^\circ \text{C}$  высота поднятия  $h = 0,15/r$ .

В капиллярах с радиусом  $r = 10^{-6} \text{ см}$  возможное капиллярное поднятие равно 1,5 км, а всасывающая сила равна примерно  $150 \text{ кг/см}^2$ . Капиллярные поры подобных размеров имеются в таких пористых телах, как уголь, силикагель. Если капилляр имеет длину, меньшую чем  $h$ , то стремление вогнутого мениска уменьшить свою поверхность создает отрицательное давление, вызывающее уменьшение плотности жидкости, в отличие от адсорбционно поглощенной жидкости, которая находится в сжатом состоянии. Стенки капилляра будут испытывать действие сил, стремящихся вызвать их сжатие, в результате чего происходит деформация скелета эластичного тела.

Капиллярное давление обуславливает то обстоятельство, что давление насыщенного пара над выпуклой поверхностью выше, а над вогнутой ниже, чем над плоской поверхностью. Эта зависимость известна под названием формулы Томсона (Кельвина). Она выводится из условия термодинамического равновесия, при котором существует равенство температур ( $T_{ж} = T_{п}$ ) и равенство химических потенциалов ( $\mu_{п} = \mu_{ж}$ ).

Если на границе жидкость — пар существует перепад давления  $\Delta p_{ж}$  за счет искривления поверхности или утоньшения слоя, то на основе общих термодинамических соотношений получаем:

$$\varphi = \frac{p_{п}}{p_0} = \exp \left( \frac{M}{RT\rho_{ж}} \Delta p_{ж} \right), \quad (1-1-20)$$

где  $\varphi$  — относительное давление пара, равное отношению давления пара на поверхности жидкости  $p_{п}$  к давлению насыщенного пара свободной жидкости  $p_0$  (давление над свободной поверхностью жидкости).

Если перепад давления  $\Delta p_{ж}$  определяется кривизной поверхности жидкости, то

$$\varphi = \exp \left[ \frac{M}{RT\rho_{ж}} \sigma_{12} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \right]. \quad (1-1-21)$$

Для вогнутого мениска  $r_1' = r_2' = r'$  и

$$\varphi = \frac{p_{п}}{p_0} = \frac{p_r}{p_0} = \exp \left( -\frac{2\sigma_{12}\rho_{п}}{\rho_0\rho_{ж}r'} \right). \quad (1-1-22)$$

Формула Томсона может быть применена для капилляров, радиус которых лежит в пределах  $0,5 \cdot 10^{-7} < r < 10^{-5} \text{ см}$ .

Нижний предел обусловлен размерами молекул тела, так как если радиус капилляра сравним с радиусом молекул  $\approx 10^{-8} \text{ см}$ ,

то соотношение (1-1-21) теряет свой физический смысл. Для капилляров с радиусом, большим  $10^{-5}$  см, давление насыщенного пара над мениском капилляра практически равно давлению насыщенного пара над плоской поверхностью.

Формула Томсона проверялась прямыми экспериментами. К. В. Чмутов опытами по капиллярной конденсации паров различных жидкостей в щели показал, что формула Томсона не применима к вычислению радиусов пор сорбентов [Л. 92].

Таким образом, значения радиусов цилиндрического капилляра, получаемые по формуле (1-1-22) в зависимости от относительной упругости пара надо считать грубо ориентировочными.

Таблица 1-3

Зависимость между относительным давлением водяного пара над мениском воды при полном смачивании и радиусом капилляра (температура воды 20° С)

$\varphi$	$r \cdot 10^7, \text{ см}$	$\varphi$	$r \cdot 10^7, \text{ см}$	$\varphi$	$r \cdot 10^7, \text{ см}$
0,05	0,36	0,50	1,56	0,95	21,9
0,10	0,46	0,55	1,80	0,96	26,3
0,15	0,57	0,60	2,11	0,97	35,3
0,20	0,67	0,65	2,50	0,98	53,3
0,25	0,78	0,70	3,01	0,99	106,6
0,30	0,89	0,75	3,73	0,999	1077,0
0,35	1,02	0,80	4,83	0,9999	10770,0
0,40	1,17	0,85	6,61	1,000	$\infty$
0,45	1,34	0,90	10,25		

Из табл. 1-3 видно, что при  $\varphi = 0,1$  (давление насыщенного пара над мениском капилляра в 10 раз меньше давления насыщенного пара над плоской поверхностью) радиус капилляра равен  $0,46 \cdot 10^{-7}$  см. Для капилляра радиусом  $r = 1,07 \cdot 10^{-5}$  см давление насыщенного пара практически не отличается от давления насыщенного пара над плоской поверхностью с точностью до 1%.

Такой вывод послужил одной из причин, позволяющих считать капилляры с радиусом  $r > 10^{-5}$  см макрокапиллярами в отличие от микрокапилляров, радиус которых  $r < 10^{-5}$  см.

Основная причина деления капилляров на микро- и макрокапилляры обусловлена разными механизмами переноса газообразного вещества в этих капиллярах. В капиллярах, радиус которых меньше средней длины свободного пробега молекулы  $l$ , механизм переноса один, а в капиллярах с радиусами  $r > l$  — иной (при нормальном барометрическом давлении  $l \approx 10^{-5}$  см).

Если в капилляре имеется мениск жидкости, то происходит процесс капиллярной конденсации. Мениск может образоваться в результате адсорбции пара с последующим сжижением на дне капил-

ляра. Если капилляр без дна, то мениск образоваться не может. В случае полного смачивания стенки капилляра покрываются слоем сжиженного пара (толщина слоя  $\sim 10^{-5}$  см).

Если радиус сквозного капилляра меньше  $10^{-5}$  см, то этот микрокапилляр заполняется путем образования пленок на его стенках, если же радиус сквозного капилляра больше  $10^{-5}$  см, то этот макрокапилляр не может быть заполнен водой путем сорбции пара. Такой капилляр может быть заполнен водой только при непосредственном соприкосновении. В несквозных капиллярах мениски образуются при наличии адсорбированного сжиженного слоя на стенках независимо от величины радиуса.

Экспериментальное обоснование деления капилляров на макро- и микрокапилляры было дано Ю. Л. Кавказовым [Л. 17]. Им было показано, что капиллярнопористые тела, у которых капилляры больше  $10^{-5}$  см, не сорбируют влагу из влажного воздуха, а наоборот, отдают всю влагу в атмосфере, насыщенной водяными парами. Поэтому все капилляры с радиусом больше  $10^{-5}$  см мы считаем макрокапиллярами. Давление насыщенного пара для таких капилляров равно давлению пара над плоской поверхностью. Капилляры, радиусы которых меньше  $10^{-5}$  см, мы называем микрокапиллярами. Давление насыщенного пара в микрокапиллярах зависит от кривизны мениска.

Внутренняя поверхность микрокапилляров очень велика по сравнению с поверхностью макрокапилляров. Так, для активированного угля поверхность микрокапилляров с радиусом  $r = 10^{-7}$  см равна от 900 до 1 500  $\text{м}^2/\text{г}$ , а поверхность макрокапилляров с радиусом  $r = 10^{-4}$  см равна от 0,35 до 1,7  $\text{м}^2/\text{г}$ . Поэтому в процессах сорбции и десорбции большое количество пара проходит через макрокапилляры.

В заключение этого раздела необходимо отметить, что поры тела мы считаем капиллярными, если поверхность жидкости в них принимает форму, обусловленную силами поверхностного натяжения и мало искаженную силами тяжести. Если влажное пористое тело имеет размеры около 10 см, то поры, радиус которых меньше  $10^{-3}$  см, можно считать капиллярами (влиянием силы тяжести в таких порах можно пренебречь с точностью примерно до 6%). Все поры, большие  $10^{-3}$  см, не являются капиллярными, и поведение жидкости в таких порах необходимо рассматривать с учетом влияния силы тяжести [Л. 38]. Жидкость, находящаяся в таких порах, еще менее прочно удерживается лиофильной поверхностью.

Таким образом, мы выделили два основных вида связи жидкости с материалом: 1) физико-химическая связь (адсорбция, осмотическое набухание и иммобилизация жидкости), 2) физико-механическая связь (жидкость макро- и микрокапилляров, жидкость смачивания и пор).

Наиболее правильным методом оценки форм связи влаги с влажными материалами является метод, основанный на энергии связи, т. е. на классификации по свободной энергии обезвоживания.

В последнее время работами М. Ф. Казанского и его учеников [Л. 18—19] на основе анализа термограмм сушки установлен ряд сингулярных точек, характеризующих различные формы связи влаги с капиллярнопористыми телами (рис. 1-4). По схеме М. Ф. Казанского вся влага разделяется на влагу физико-механической и физико-химической связи. К влаге физико-механической связи относятся три вида капиллярной влаги, два из которых представляют воду, различную по особым состояниям (капиллярному и стыковому) в грубых порах тела, а третий — капиллярную влагу микропор. Влага физико-химической связи может состоять из осмотической воды и двух видов адсорбированной влаги — влаги полимолекулярных и мономолекулярных слоев.

Работа отрыва 1 моля воды (эрг/моль)  $A$  при изотермическом обратимом процессе без изменения состава выразится так:

$$A = -\Delta F = RT \ln \frac{p_v}{p_n} = -RT \ln \phi, \quad (1-2-1)$$

где  $\Delta F$  — изменение свободной энергии;  $\phi$  — относительное давление пара, равное отношению давления пара материала при данном влагосодержании  $U$ , к давлению пара воды  $p_n$  (давление насыщенного пара при температуре  $T$ ).

Согласно уравнению Гиббса — Гельмгольца имеем:

$$dH = dF - T \frac{\partial \Delta F}{\partial T}, \quad (1-2-2)$$

где  $H$  — энтальпия изотермического процесса или теплота диссоциации (отрыва) связанной воды.

Дифференцируя (1-2-1) по  $T$ , находим:

$$Q = RT^2 \left( \frac{\partial \ln p_u}{\partial T} - \frac{\partial \ln p_n}{\partial T} \right) = Q_1(U) - Q_0, \quad (1-2-3)$$

где  $Q_1(U)$  — теплота испарения воды из материала при данном влагосодержании,  $Q_1(U) = RT^2 \partial \ln p_u / \partial T$ ;  $Q_0$  — теплота испарения свободной воды.

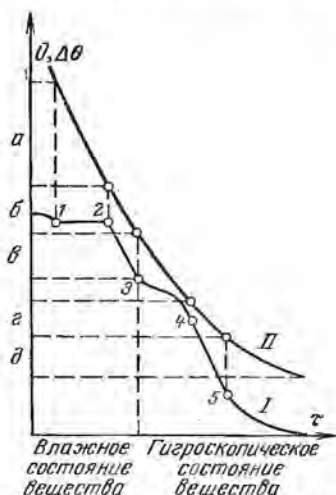


Рис. 1-4. Термограмма сушки (I) и кривая кинетики сушки (II) капиллярнопористых материалов различной природы. Виды связи влаги.

$a$  — осмотическая влага коллоидного тела или влага капиллярного состояния в порах ( $r > 10^{-6}$  см);  $b$  — стыковая влага ( $r > 10^{-6}$  см);  $c$  — капиллярная влага микропор ( $r < 10^{-6}$  см);  $d$  — влага полимолекулярной адсорбции;  $e$  — влага мономолекулярной адсорбции.

Из условия  $Q_1(U) > Q_0 > 0$  следует:

$$p_u < p_v,$$

а

$$\frac{\partial \ln p_u}{\partial T} > \frac{\partial \ln p_v}{\partial T}, \quad (1-2-4)$$

т. е. давление пара воды в материале меньше давления пара свободной воды, а темп роста кривой  $\ln p_u = f(T)$  выше темпа роста кривой  $\ln p_v = f(T)$ .

На рис. 1-5 приведена зависимость  $\ln p$  от температуры для связанной и свободной воды. Из рис. 1-5 видно, что для температуры  $T_1$  парциальное давление пара связанной воды меньше, чем свободной воды, а  $\operatorname{tg} \psi_2 > \operatorname{tg} \psi_1$ , последнее определяется неравенством (1-2-4).

Предполагается, что в небольшом интервале температур

$$Q = RT^2 \frac{\partial \ln \varphi}{\partial T} = \text{const.} \quad (1-2-5)$$

Отсюда получаем зависимость между давлением пара связанной воды, температурой и теплотой испарения

$$p_u = p_v \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right). \quad (1-2-6)$$

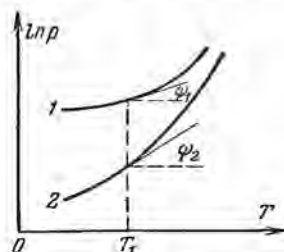


Рис. 1-5. Зависимость давления пара свободной воды (1) и связанной воды (2) от температуры.

По величине и природе энергии связи следует различать четыре формы связи с дисперсными системами.

### Химически связанная вода

Различают воду, связанную в виде гидроксильных ионов, и воду молекулярных соединений типа кристаллогидратов, последняя связана значительно слабее первой. По величине давления диссоциации гидратов в зависимости от температуры можно рассчитать свободную энергию связи воды и теплоты нарушения связи, приняв за основу зависимость давления насыщенного пара свободной воды от температуры.

Для кристаллогидратов сульфата меди получаем при  $25^\circ \text{C}$  ( $p_v = 23,8 \text{ мм рт. ст.}$ ) следующие значения свободной энергии связи:

$$\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{aq}, \quad p_u = 7,8, \quad A = 2,74 \cdot 10^{10} \text{ эрг/моль};$$

$$\text{CuSO}_4 \cdot 3\text{aq}, \quad p_u = 5,6, \quad A = 3,60 \cdot 10^{10} \text{ эрг/моль};$$

$$\text{CuSO}_4 \cdot 1\text{aq}, \quad p_u = 0,8, \quad A = 8,4 \cdot 10^{10} \text{ эрг/моль}.$$



## Адсорбционно связанная вода

Адсорбционно связанная вода в основном представлена мономолекулярным слоем на внутренних и внешних поверхностях капиллярнопористого тела. Зависимость между равновесным влагосодержанием  $U_p$  и влажностью воздуха  $\varphi$  приведена на рис. 1-6.

Необходимо различать изотермы адсорбции для гидрофильных, промежуточных и гидрофобных поверхностей. Это различие в основном связано с образованием краевого угла смачивания, его величиной или с непрерывным переходом от мономолекулярного адсорбционного слоя к пленке объемной жидкости (свободной воды). При этом энергия связи для примеров, приведенных на рис. 1-6, при  $\varphi = 0,25$  составляет:

$$A = RT \ln 4 = 3,47 \cdot 10^{10} \text{ эрг/моль.} \quad (1-2-7)$$

Сделаем приближенную оценку количества адсорбционно связанной воды в дисперсных средах. Удельная поверхность дисперсной фазы  $S_1$  равна отношению поверхности  $S_{12}$  к объему связанной воды ( $S_1 = S_{12}/V_a$ ). Для частиц сферической формы удельная поверхность  $S_1$  равна  $3/r_1$ , где  $r_1$  — средний радиус частиц ( $S_1 = 3/r_1$ ). Обозначим толщину адсорбционно связанного слоя воды через  $l_1$ , тогда объем связанной воды  $V_a = S_1 V_1 l_1$ , где  $V_1$  — объем дисперсной фазы. Если  $V_2$  — объем всей жидкости, то  $(V_2 - V_a)$  — объем свободной воды в системе. Предположим, что слой адсорбционно связанной воды мономолекулярный ( $l_1 = \delta = 3 \cdot 10^{-8}$  см, где  $\delta$  — диаметр молекулы воды), тогда будем иметь:

$$\frac{V_a}{V_2} = \frac{V_1}{V_2} S_1 l_1; \quad V_c = \frac{V_a}{V_1 + V_2} 100 = \frac{S_1 l_1 V_1}{V_1 + V_2} 100. \quad (1-2-8)$$

Величина  $V_c$  равна объему связанной воды в процентах. При  $l_1 = 3 \cdot 10^{-8}$  см и  $100 V_1/(V_1 + V_2) = 10$  получим соответственно  $2 r = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}$  см;  $S_1 = 6 \cdot 10^3, 6 \cdot 10^4, 6 \cdot 10^5, 6 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/см<sup>3</sup>;  $V_c = 0,018; 0,18; 1,8; 18\%$ .

Количество связанной воды особенно мало, когда гель образуется отвердеванием золя при малом содержании твердой фазы. Например, водные суспензии бентонита тиксотропно отвердевают при 2—4% твердой фазы в суспензии. Это означает, что содержание

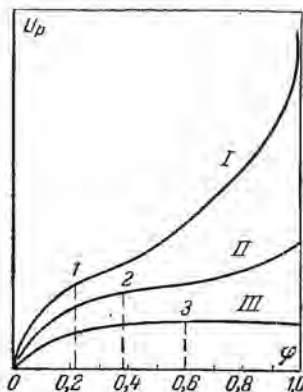


Рис. 1-6. Схематические изотермы сорбции водяного пара для поверхностей: гидрофильной (I), гидрофобной (III) и промежуточной (II).

Точки 1, 2, 3 соответствуют моментам образования насыщенного мономолекулярного слоя.

свободной воды, механически удержанной (захваченной или иммобилизованной) в пространственных сетках различного рода, может составлять 90—99% по объему.

### Капиллярно связанная вода

Вода, заключенная в капиллярах и ограниченная менисками, является свободной водой, за исключением тончайшего слоя воды, адсорбционно связанной у стенок капилляра. Однако при наличии менисков давление пара в капилляре отлично от давления пара над плоской поверхностью. Это понижение давления пара формально характеризует энергию связи капиллярной воды, определяемой не взаимодействием твердой поверхности с водой, а действием искривленного мениска. Поэтому энергия капиллярной связи не зависит от природы стенок в условиях полного смачивания и от количества воды в капиллярах. Энергия капиллярной связи

$$A(r) = \frac{2\sigma}{r} v_0; \quad (1-2-9)$$

$v_0$  — удельный объем.

Представление об энергии капиллярной связи дают следующие данные: при  $2r = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}$  см  $A = 5,3 \cdot 10^3, 5,3 \cdot 10^7, 5,3 \cdot 10^8, 5,3 \cdot 10^9$  эрг/моль.

Работами Н. Н. Федякина [Л. 84] было показано, что поверхностное натяжение и вязкость воды в капиллярах радиусом до  $3,8 \times 10^{-6}$  см остаются такими же, как и для свободной воды.

### Осмотически связанная вода

Осмотический характер связи наиболее ярко выражен в разбавленных растворах, где в отличие от энергетического связывания воды химическими и молекулярными силами связь определяется величиной энтропии. Поэтому осмотически связанную воду можно считать энтропийно связанной.

Согласно закону Рауля, являющемуся следствием уравнения Вант-Гоффа, относительное понижение давления растворителя под действием растворенного вещества в идеально разбавленных растворах равно молярной доле этого вещества  $v_{10}$ :

$$\frac{p_n - p}{p_n} = v_{10} = 1 - v_{00}, \quad (1-2-10)$$

где  $v_{00}$  — молярная доля воды в растворе, т. е.

$$v_{00} + v_{10} = 1. \quad (1-2-11)$$

Следовательно, небольшое понижение давления пара раствора ( $p_n - p$ ) указывает на наличие связанности воды, однако полная неспецифичность этого понижения или уменьшения величины  $\Phi = p/p_n = v_{00}$  указывает на неадсорбционный характер связи.



Свободная энергия такой связи

$$-\Delta F = -RT \ln v_{00}. \quad (1-2-12)$$

Эта величина не зависит от природы веществ, содержащихся в растворе, все характеристики такой связи зависят только от суммарной доли растворенных веществ  $v_{10}$  или от молярной доли воды  $v_{00}$  в растворе ( $v_{10} = 1 - v_{00}$ ) при условии  $v_{00} \rightarrow 1$ , а  $v_{10} \rightarrow 0$ .

Энтропийная природа связи воды или другого растворителя означает, что изотермическое растворение сопровождается уменьшением свободной энергии

$$-(\Delta F)_T = \Delta E + T\Delta S > 0. \quad (1-2-13)$$

Это уменьшение  $(\Delta F)_T$  происходит не благодаря уменьшению внутренней энергии ( $\Delta E = 0$ ) или энтальпии ( $\Delta H = 0$ ), а вследствие увеличения энтропии

$$\Delta S = -R \ln v_{00} > 0. \quad (1-2-14)$$

Соотношение (1-2-14) справедливо для идеального раствора, для которого изменение энтальпии равно нулю ( $\Delta H = 0$ ). Такой процесс всегда является эндотермическим, т. е. сопровождается поглощением теплоты растворения  $dQ = TdS$ . Отклонения от законов идеальных или предельно разбавленных растворов вызваны силами взаимодействия между частицами (молекулами или ионами) растворенных веществ. При этом взаимодействии происходит выделение тепла (экзотермический процесс), поскольку  $-\Delta H = q > 0$ , если энергетический эффект превышает энтропийный.

Зависимость между давлением пара  $p$  осмотически связанной влаги и давлением пара чистой воды  $p_0$  можно получить из формулы (1-1-20), если вместо  $\Delta p_{ж}$  подставить  $p_{ос}$  ( $\Delta p_{ж} = -p_{ос}$ ), где  $p_{ос}$  — осмотическое давление.

### 1-3. ОСНОВНЫЕ СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАПИЛЛЯРНОПОРИСТЫХ ТЕЛ

Под пористой средой обычно понимают твердое тело, содержащее поры. Дать точное геометрическое определение понятия «поры» достаточно трудно. Обычно под порами понимают пустые промежутки, распределенные в твердом теле. Поры в пористом теле могут быть сообщающимися друг с другом и не сообщающимися. Иногда взаимосоеобщающуюся часть порового пространства называют эффективным поровым пространством. Этот термин широко применяется в теории фильтрации.

Как будет установлено ниже, все пустоты мы делим на микрокапилляры, макрокапилляры и макропоры, или каверны. Было сделано много попыток заменить пористое тело модельным телом, в котором пористая структура определялась системой капилляров или системой зернистых тел правильной геометрической формы. Наиболее простая модель — это система прямых капилляров, более слож-

ная модель — система параллельных капилляров, сообщающихся между собой.

Следующей усложненной моделью является система капилляров серийного типа [Л. 95].

Модельное пористое тело — совокупность зернистых тел правильной геометрической формы (обычно сферической), представляет собой также довольно сложную систему. Реальные влажные материалы являются пористыми телами, которые трудно описать модельным телом. Однако для качественного анализа представляет несомненный интерес рассмотреть основные структурные закономерности таких модельных тел.

## Элементарные капилляры

Капилляры правильной геометрической формы мы называем элементарными (цилиндрические, конические капиллярные трубки, капиллярные щели и т. д.).

Такие капилляры являются моделями капиллярных пор и применяются для анализа поведения жидкости в капиллярнопористых телах.

Рассмотрим основные соотношения для элементарных капилляров. Высота поднятия жидкости в капиллярной трубке радиуса  $r$  определяется известным соотношением Жюрена (1-1-19)

$$h = l \sin \vartheta = \frac{2\sigma \cos \Theta}{r g \rho_{ж}}, \quad (1-3-1)$$

где  $\vartheta$  — угол наклона капиллярной трубки к горизонту (рис. 1-7).

В работе А. П. Порхаева [Л. 65] показано, что это соотношение выполняется достаточно строго при хорошем смачивании ( $\cos \Theta \rightarrow 1$ ), при неполном смачивании высота поднятия жидкости в наклонном капилляре немного меньше, чем это следует из формулы Жюрена. Если капилляр не цилиндрический, а имеет вид узкой щели, то

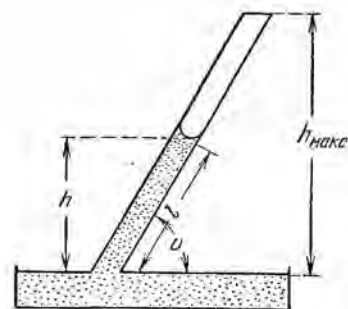


Рис. 1-7. Высота поднятия жидкости в наклонном цилиндрическом капилляре.

соотношение (1-3-1) остается тем же, но только под величиной  $r$  надо понимать ширину щели.

В четочных капиллярах может иметь место не одно, а несколько равновесных состояний столбика жидкости со свободной поверхностью. Четочными капиллярами называют такие капилляры, радиус которых периодически увеличивается и уменьшается (рис. 1-8). Допустим, что расширения и сужения все одинаковы и в сечении дают окружность радиуса  $r_1$  и  $r_2$ . Если четочный капилляр погрузить в смачивающую жидкость, то она поднимается на высоту  $h_1$ , соответствующую высоте поднятия жидкости в цилиндрическом

капилляре, радиус которого равен  $r_1$  (радиус расширения четочного капилляра). Если же четочный капилляр погрузить весь в жидкость, а затем поднять так, чтобы нижний конец остался в жидкости, то высота столбика жидкости будет равна  $h_2$ , т. е. соответствовать высоте поднятия узкого капилляра, у которого радиус равен радиусу сужения четочного капилляра ( $r_2$ ). Задержка жидкости на более высоком уровне, обусловливаемая нахождением мениска в суженном участке капилляра, называется «капиллярным гистерезисом».

По аналогии с потенциалом земного поля введем понятие капиллярного потенциала\*.

Капиллярным потенциалом будем называть потенциальную энергию поля капиллярных сил, отнесенную к единице массы жидкости ( $\text{эрг/г}$ ).

Для цилиндрического капилляра капиллярный потенциал равен:

$$\Psi_k = hg = \frac{2\sigma}{\rho_{ж}} \left( \frac{1}{r'} \right), \quad (1-3-2)$$

где  $h$  — высота капиллярного поднятия;  $(1/r')$  — средняя кривизна мениска ( $r' = r/\cos \Theta$ ).

Для смачивающей жидкости капиллярный потенциал отрицательный, так как кривизна  $(1/r')$  вогнутой поверхности отрицательна, а для несмачивающей жидкости — положительна ( $1/r' > 0$ ). В обоих случаях капиллярный потенциал зависит от коэффициента поверхностного натяжения, радиуса капилляра ( $r$ ) и свойств поверхности стенок капилляра ( $\cos \Theta$ ).

Рис. 1-9. Жидкость в коническом капилляре.

Смачивающая жидкость перемещается от низшего потенциала к высшему (узкий капилляр высасывает жидкость из широкого капилляра), а несмачивающая — от высшего к низшему.

Соотношение (1-3-2) справедливо для капилляра, один конец которого находится в соприкосновении с жидкостью. Для конического капилляра с радиусом менисков  $r'_1$  и  $r'_2$  (рис. 1-9) капиллярный

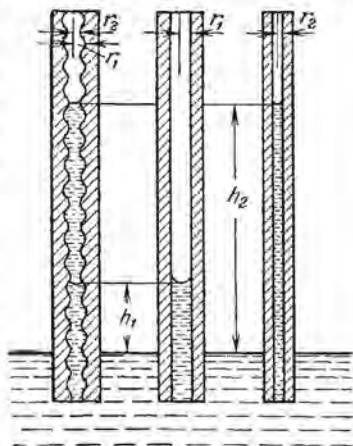
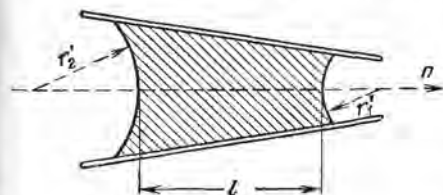


Рис. 1-8. Равновесие жидкости в четочном капилляре.



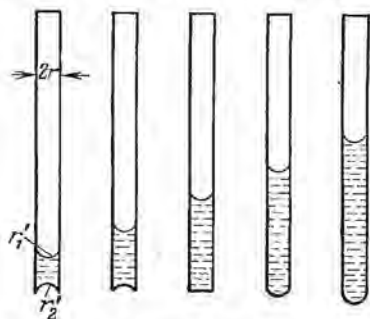
\* Потенциалом поля тяжести называется величина, равная  $\Psi_{п.т} = mgh/m = gh$ , где  $h$  — высота над уровнем моря и  $m$  — масса тела.

потенциал равен:

$$\Psi_{\kappa} = \frac{2\sigma}{\rho_{\text{ж}}} \left( \frac{1}{r'_1} - \frac{1}{r'_2} \right). \quad (1-3-3)$$

В таком капилляре смачивающая жидкость перемещается в сторону более узкого конца до тех пор, пока мениск не займет крайнее положение. Если капилляр цилиндрический ( $r'_1 = r'_2 = r'$ ), то его капиллярный потенциал равен нулю. Столбик жидкости в таком капилляре может быть расположен в любом месте, и перемещение жидкости в нем отсутствует.

Между радиусом мениска  $r'$  и радиусом капилляра существует простая зависимость ( $r = r' \cos \Theta$ ). В случае полного смачивания ( $\cos \Theta = 1$ ) на стенках капилляра образуется слой адсорбированной влаги толщиной  $\delta \approx 10^{-6}$  см. Зависимость между радиусом капилляра и радиусом мениска будет такова:



$$r' = r - \delta - \frac{\delta}{a}, \quad (1-3-4)$$

где  $a$  — некоторая постоянная, зависящая от свойств жидкости и поверхности стенки капилляра.

В первом приближении можно считать:

$$r' = r - \delta. \quad (1-3-5)$$

Рис. 1-10. Смачивающая жидкость в тонкой цилиндрической трубке.

В капиллярной трубке с ограниченным количеством жидкости форма мениска не зависит от силы тяжести, а определяется только взаимодействием жидкости со стенками капилляра. Если трубка недостаточно малого радиуса, форма мениска зависит от действия силы тяжести, т. е. от количества жидкости в трубке (рис. 1-10). Гидростатическое давление столбика жидкости высотой  $l$  в вертикальной цилиндрической трубке радиуса  $r$  уравнивается разностью капиллярных давлений верхнего и нижнего менисков. Если в качестве приближения поверхности менисков принять за сферические, то можно написать:

$$l\rho_{\text{ж}}g = -2\sigma \left( \frac{1}{r'_1} - \frac{1}{r'_2} \right), \quad (1-3-6)$$

где  $r'_1$  и  $r'_2$  — соответственно радиусы верхнего и нижнего менисков, знак минус поставлен потому, что кривизна вогнутых менисков отрицательна.

Из соотношения (1-3-6) видно, что  $\frac{1}{r'_1} > \frac{1}{r'_2}$ , т. е. радиус кривизны  $r'_1$  верхнего мениска меньше, чем нижнего  $r'_2$ . Зависимость между кривизной нижнего и верхнего мениска можно написать так:

$$\frac{1}{r'_2} = \frac{1}{r'_1} \left( 1 - \frac{l}{h_1} \right), \quad (1-3-7)$$

где  $h_1 = 2\sigma/r_1 \rho_{ж} g$  — максимальная высота поднятия жидкости в цилиндрической трубке радиуса  $r_1 = r'_1 \cos \Theta$ , определяемая из формулы Жюрена.

Из соотношения (1-3-7) видно, что по мере увеличения высоты поднятия жидкости  $l$  радиус кривизны  $r'_2$  нижнего мениска возрастает (кривизна уменьшается). При  $l \approx 0$  радиус кривизны становится равным бесконечности (поверхность мениска плоская); при дальнейшем увеличении  $l$  кривизна нижнего мениска ( $1/r'_2$ ) делается величиной положительной, а поверхность выпуклой. Таким образом, по мере увеличения высоты столбика жидкости нижний мениск из вогнутого становится выпуклым с постепенно уменьшающимся радиусом кривизны (рис. 1-10), вплоть до полного отрыва капли с нижнего конца трубки.

Трубку будем считать капиллярной, если величина  $l/h_1 \ll 1$ , т. е. кривизна верхнего и нижнего мениска одинакова. Например, при  $l = 10$  см величиной  $l/h_1$  можно пренебречь (с точностью до 6%), если радиус трубки  $r \leq 10^{-3}$  см и соблюдается условие полного смачивания ( $\cos \Theta = 1$ ).

Таким образом, для пористого тела с размером  $l = 10$  см поры можно считать капиллярными, если радиус их меньше 0,01 мм, а само тело можно считать капиллярнопористым. Как видно из соотношения (1-3-7), понятие капиллярных пор данного тела зависит от его размеров. Если размеры тела увеличить в 10 раз (слой грунта толщиной  $l = 1$  м), то соответственно уменьшаются и капиллярные поры, так как радиус их должен быть  $r \leq 0,001$  мм и т. д. При этом считается, что жидкость в порах может образовать непрерывную трубку высотой в наибольший размер тела.

Более точное определение капиллярнопористого тела можно дать на основе закономерностей кинетики капиллярного впитывания. В капиллярнопористых телах, для которых влиянием поля тяжести можно пренебречь, скорость капиллярного движения обратно пропорциональна пути движения.

### Свойства тонких слоев жидкости

В капиллярнопористых телах или дисперсных системах при некотором влагосодержании стенки капилляров имеют слой сорбированной жидкости. Эти тонкие слои жидкости на поверхности твердого тела обладают специфическими свойствами. Остановимся на этом несколько подробнее.

Условием термодинамического равновесия любой системы является равенство химических потенциалов и температур. Пусть имеется тонкий слой жидкости на поверхности твердого тела. Химический потенциал в граничном слое жидкости  $\mu_c$  не равен химическому потенциалу в большом объеме жидкости  $\mu_\infty$  ( $\mu_c \neq \mu_\infty$ ). Тогда при изотермических условиях ( $T_c = T_\infty$ ) в граничном слое жидкости возникает добавочное давление  $\mathcal{P}_c$ , названное Б. В. Деря-

гным расклинивающим давлением и равное:

$$\mathcal{F}_c = \frac{\mu_\infty - \mu_c}{V_m}, \quad (1-3-8)$$

где  $V_m$  — молярный объем.

Расклинивающее давление определяется перепадом давления между фазами жидкость — твердое тело при переходе через плоскую междуфазовую поверхность от жидкости, находящейся в тонком слое  $n$ , к объемной жидкости, граничащей с тонким слоем. Обозначим этот перепад давления через  $\Delta p_n$ , тогда

$$-\Delta p_n = \mathcal{F}_c, \quad (1-3-9)$$

т. е. перепад давления  $\Delta p_n$  численно равен расклинивающему давлению, но с обратным знаком.

Все эти рассуждения были справедливы для плоской междуфазовой поверхности. В общем случае перепад давления на границе фаз жидкость — пар будет равен:

$$\Delta p = \Delta p_\sigma + \Delta p_n, \quad (1-3-10)$$

где  $\Delta p_\sigma$  — перепад давления, обусловленный кривизной поверхности жидкости, определяемый по формуле Лапласа

$$\Delta p_\sigma = \sigma \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right),$$

а перепад давления  $\Delta p_n$  определяется величиной расклинивающего давления.

Давление насыщенного пара под тонкой пленкой в соответствии с формулой (1-1-20) будет отлично от давления насыщенного пара свободной жидкости. При положительном расклинивающем давлении ( $\Delta p_n = -\mathcal{F}_c$ ) из формулы (1-1-20) получаем:

$$\varphi = \exp \left( -\frac{M}{RT\rho_{жк}} \mathcal{F}_c \right), \quad (1-3-11)$$

так как в нашем случае  $\Delta p_{жк} = \Delta p_n = -\mathcal{F}_c$ .

### Капиллярнопористые тела

Тело мы считаем капиллярнопористым, а поры капиллярными, если капиллярный потенциал значительно больше потенциала поля тяжести ( $\Psi_k \gg \Psi_{г.т}$ ). В этом случае действием силы тяжести на жидкость в капилляре можно пренебречь.

Если капиллярный потенциал сравним с потенциалом поля тяжести, то тело будем называть просто пористым телом. Радиус капилляра или поры будем называть радиусом наибольшей сферы, проведенным в данной точке пространства поры. Обычно поры тела уподобляют системе цилиндрических капилляров, связанных между собой. Более тонкие капилляры впитывают жидкость из более ши-



роких, так что скорость движения жидкости в каждом капилляре зависит от наличия других капилляров.

Большое значение имеет закон распределения пор по радиусу. Если по оси ординат мы будем откладывать объем пор  $V'$  в единице объема тела, а по оси абсцисс — радиус капилляра, то получим интегральную кривую распределения пор по радиусу (рис. 1-11, а).

Начиная с некоторого значения  $r_0$  (минимальный радиус капиллярной поры) объем пор увеличивается. В области больших значений радиуса ( $\sim r_{\text{макс}}$ ) кривая становится пологой и, наконец, пересекает прямую  $V'_{\text{макс}}$  (объем всех пор в единице объема тела или пористость тела в  $\text{см}^3/\text{см}^3$ ). Это значение  $V'$  достигается суммированием объема всех пор, радиус которых лежит от  $r_0$  до  $r_{\text{макс}}$ . Зависимость между производной  $dV'/dr$ , численно равной тангенсу угла наклона касательной к интегральной кривой, и радиусом пор называется дифференциальной кривой распределения пор

$$\frac{dV'}{dr} = f_v(r) \quad (1-3-12)$$

или дифференциальным уравнением объемной характеристики пор.

Если на некотором участке от  $r_1$  до  $r_2$  нет пор такого размера, то кривая на этом участке превращается в прямую, параллельную оси абсцисс (см. кривую II, рис. 1-11, а).

На участке от  $r_1$  до  $r_2$  для кривой II  $f_v(r) = 0$  производная равна нулю, поэтому на этом участке дифференциальная кривая распределения пор обрывается и совпадает с осью абсцисс (рис. 1-11, б).

Площадь под кривой на любом участке дает нам объем пор, радиусы которых изменяются в пределах этого участка.

Таким образом, суммарный объем всех пор в единице объема тела будет равен:

$$V_v = V'_{\text{макс}} = \int_{r_0}^{r_{\text{макс}}} \frac{dV'}{dr} dr = \int_{r_0}^{r_{\text{макс}}} f_v(r) dr, \quad (1-3-13)$$

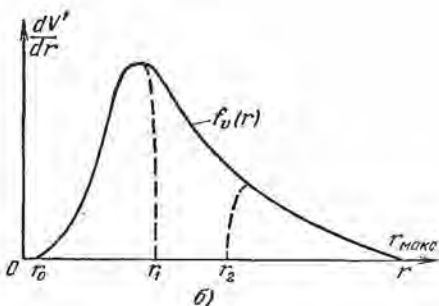
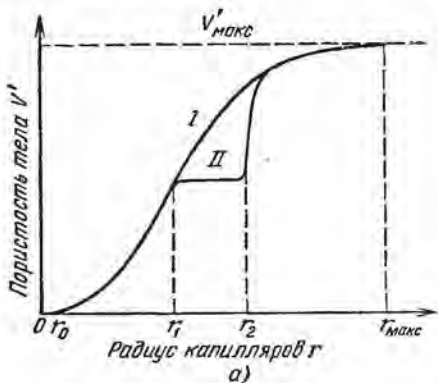


Рис. 1-11. Кривые распределения пор по радиусу.

а — интегральная; б — дифференциальная.

а максимальное объемное содержание жидкости  $\omega_{\text{макс}}$  (максимальное объемное влагосодержание или концентрация жидкости) равно:

$$\omega_{\text{макс}} = V'_{\text{макс}} \rho_{\text{ж}} = \rho_{\text{ж}} \int_{r_0}^{r_{\text{макс}}} f_v(r) dr. \quad (1-3-14)$$

Количество жидкости в пористом теле характеризуется удельным влагосодержанием  $U$ :

$$U = \frac{1}{\rho_0} \omega = \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_0} \int_{r_0}^r f_v(r) dr, \quad (1-3-15)$$

где  $\rho_0$  — плотность абсолютно сухого тела.

Для иллюстрации приведем кривые для пористой керамики. Пористая керамика изготавливалась из глинисто-шамотных масс; она имеет высокую проницаемость даже при малых размерах пор

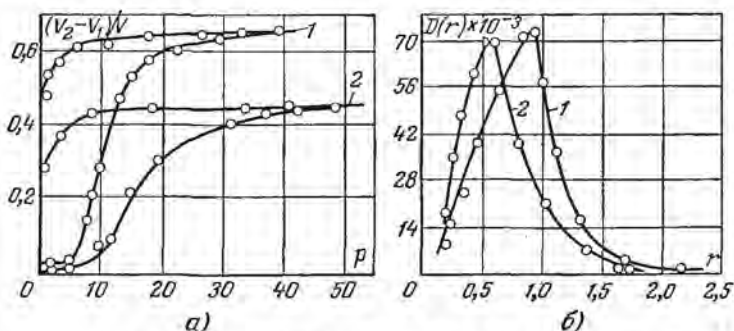


Рис. 1-12. Структурные характеристики пористой керамики.

а — интегральная; б — дифференциальная; 1 — тонкость помола 10%;  
2 — 2%.

(0,3—0,5 мк), обладает достаточной прочностью, хорошей обрабатываемостью (сверление, точение, шлифовка, резка и др.), полной сохраняемостью пористой структуры, неразрушаемостью ее скелета в процессе увлажнения и высыхания и значительной прочностью граней, кромок, углов, плоскостей опытных тел. Особенно важным достоинством пористой керамики является возможность получения заданных физико-химических характеристик в весьма широких пределах.

Были изготовлены образцы [Л. 11а] из массы различной тонкости помола (10 и 2%). Результаты измерения распределения объема пор по размерам в обожженных образцах приведены на рис. 1-12. При измерении применялся метод определения объема ртути, вдавленной в образец объемом  $V$ . Каждой точке на интегральной кривой (рис. 1-12, а) с координатами  $\frac{V_2 - V_1}{V}$ ,  $p$  (где  $p$  — давление ртути,  $V_1$  — объем пор с радиусами, меньшими  $r$ ) соответствует



объем всех пор, имеющих радиусы больше чем  $r$ . Искомая функция распределения пор по их размерам рассчитывалась по формуле

$$D(r) = \frac{p}{r} \frac{d[(V_2 - V_1)/V]}{dp}.$$

Анализ кривых дает следующие характеристики пористости, %: общая пористость  $\Pi_1 = 70$ ,  $\Pi_2 = 50$ ; пористость, соответствующая радиусам пор, меньшим  $0,9 \text{ мк}$ ,  $\Pi'_1 = 37$ ,  $\Pi'_2 = 27$ ; пористость, соответствующая радиусам пор, большим  $0,9 \text{ мк}$ ,  $\Pi''_1 = 33$ ,  $\Pi''_2 = 23$ . Радиусы пор, соответствующие максимуму кривой распределения,  $r_{1 \text{ макс}} = 0,9 \text{ мк}$ ,  $r_{2 \text{ макс}} = 0,55 \text{ мк}$ ; радиусы максимальных пор  $r_1 = 3,0 \text{ мк}$ ,  $r_2 = 2,5 \text{ мк}$ . Для удельной внешней поверхности получены значения  $S_{01} = 11\,000$  и  $S_{02} = 6\,680 \text{ см}^2/\text{см}^3$ .

Воздухопроницаемость образцов оказалась  $k_1 = 6,2 \cdot 10^{-2}$ ,  $k_2 = 5,1 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{см}/\text{м}^2 \cdot \text{мм вод} \cdot \text{см} \cdot \text{ч}$ .

Плотность потока вещества определяется количеством переносимого вещества в единицу времени через единицу площади, нормальной к некоторой поверхности, проведенной внутри тела. С целью определения плотности потока вещества введем понятие дифференциальной кривой поверхностной пористости тела.

Пусть площадь сечения тела равна  $1 \text{ см}^2$ , часть этой площади занимают капилляры (дырки), остальную часть — вещество самого тела. Предположим, что все капилляры заполнены жидкостью, тогда удельное содержание жидкости  $U$  будет равно:

$$U = \frac{m_{\text{жк}}}{m_0} = \frac{\int_0^L \rho_{\text{жк}} S_{\text{жк}} dL}{\rho_0 \cdot 1 L}, \quad (1-3-16)$$

где  $S_{\text{жк}}$  — площадь, занимаемая жидкостью, т. е. площадь всех дырок, заполненных жидкостью и находящихся на  $1 \text{ см}^2$  сечения тела,  $L$  — глубина (толщина) слоя.

Обозначим количество цилиндрических капилляров в данном сечении, имеющих радиус от  $r$  до  $r + dr$ , через  $dn_S$ , тогда  $S_{\text{жк}}$  будет равно:

$$\Pi_S = S_{\text{жк}} = \int_{r_0}^r \pi r^2 \frac{dn_S}{dr} dr. \quad (1-3-17)$$

Если  $S_{\text{жк}}$  не зависит от  $L$ , т. е. пористость одинакова в каждом сечении тела, что равнозначно равенству поверхностной и объемной пористости тела, то можно написать:

$$U = \frac{\rho_{\text{жк}}}{\rho_0} S_{\text{жк}} = \frac{\rho_{\text{жк}}}{\rho_0} \int_{r_0}^r \pi r^2 \frac{dn_S}{dr} dr, \quad (1-3-18)$$

где  $n_S$  — количество капилляров, приходящихся на единицу площади сечения тела.

Для большинства пористых тел поверхностная пористость (просвет) изменяется по координатам тела, поэтому наряду с дифференциальной объемной характеристикой пор  $f_v(r)$  необходимо пользоваться поверхностной характеристикой в виде

$$\frac{dS_{\text{ж}}}{dr} = \pi r^2 \frac{dn_S}{dr} = f_S(r). \quad (1-3-19)$$

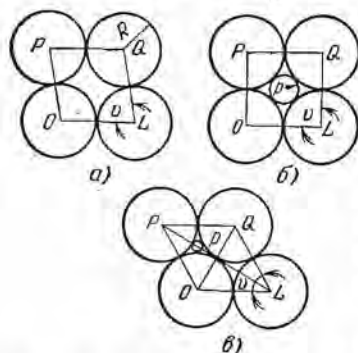


Рис. 1-13. Укладка сферических частиц при образовании ячейки.

*a* — общий случай укладки; *б* — кубическая укладка  $\varphi = 90^\circ$ ; *в* — гексагональная укладка  $\varphi = 60^\circ$ .

Другой моделью капиллярнопористого тела может служить система, состоящая из сферических частиц достаточно малого радиуса и одинакового размера. Рассмотрим основные свойства такой модели.

Сферические [частички могут быть уложены различным способом. От вида укладки зависят величина и форма пор между ними. Угол  $\varphi$  (рис. 1-13, *a*) изменяется в пределах от  $\varphi = 90^\circ$  (рис. 1-13, *б*) до  $\varphi = 60^\circ$  (рис. 1-13, *в*). Первый случай соответствует наименее плотной укладке (кубическая

укладка), а второй — наиболее плотной (гексагональная укладка). Пористость такой среды не зависит от диаметра частиц, а зависит только от вида укладки, т. е. определяется величиной  $\varphi$ .

При кубической укладке ( $\varphi = 90^\circ$ ) пористость равна 47,64%. Каждая элементарная пора имеет форму октаэдра с вогнутыми сферическими гранями (рис. 1-14). Радиус наиболее узких проходов, соединяющих соседние поры между собой (радиус окружности,

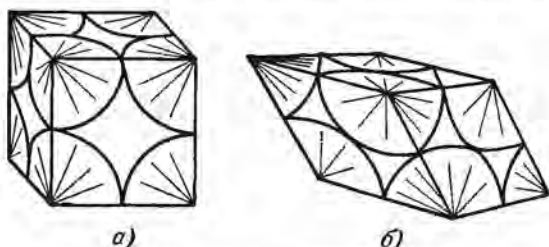


Рис. 1-14. Единица ячейка.

*a* — кубическая укладка; *б* — гексагональная укладка.

вписанной между четырьмя соседними частицами), равен  $0,41 R$ , где  $R$  — радиус сферической частицы. Радиус же поры в наиболее широкой части измеряемой радиусом шара, вписанного между восемью соприкасающимися частицами, равен  $0,73 R$ .

При гексагональной укладке каждая частица соприкасается с 12 соседними частицами. Пористость системы при такой укладке —

25,95%. Элементарные поры имеют двоякую форму: тетраэдрическую и ромбоэдрическую; число последних в 2 раза превышает число первых. Поровое пространство приобретает очень сложное очертание. Радиус наиболее узких проходов (рис. 1-13, в) равен 0,155  $R$ .

Радиусы шаров, вписанных в тетраэдрическую и ромбоэдрическую поры, т. е. поперечники последних в наиболее широкой части, равны: для поры тетраэдрической 0,288  $R$ , для поры ромбоэдрической 0,414  $R$ .

Доля объема, который приходится на поры тетраэдрические, равна 7,37%, а на поры ромбоэдрические — 18,58%.

Такая дисперсная система представляет собой тело, пронизанное капиллярными трубками с кривой осью, которая совпадает с ходом поверхности сферических частиц. Капилляры представляются в сечении треугольными, площадь их поперечного сечения испытывает правильные чередующиеся изменения от некоторого максимума до минимума.

Если считать, что наибольшая высота капиллярного подъема жидкости в таком модельном теле определяется поперечниками узких проходов, то максимальный капиллярный потенциал будет равен:

$$\Psi_k = hg = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho_{ж} AR}, \quad (1-3-20)$$

где  $R$  — радиус сферической частицы;  $A$  — постоянная, зависящая от вида укладки и способа подвода жидкости (влияние капиллярного гистерезиса). Если поглощение жидкости происходит снизу и сухим телом, то надо брать радиус наиболее широкой части поры; если поглощение происходит сверху или тело было предварительно смочено, то надо брать радиус наиболее узкой части поры.

Максимальная высота поднятия воды в сухом теле (в высокой колонне, состоящей из сферических частиц достаточно малого размера) при температуре 20° С будет равна: при кубической укладке  $h = 0,205 R^{-1}$ , при гексагональной укладке  $h = 0,52 R^{-1}$ .

Высота капиллярного поднятия в смоченном теле будет равна: при кубической укладке  $h = 0,366 R^{-1}$ , при гексагональной укладке  $h = 0,968 R^{-1}$ .

Таким образом, высота капиллярного подъема  $h$  в модельном грунте может изменяться в следующих пределах:  $0,205 R^{-1} \leq h \leq 0,968 R^{-1}$ .

Опытная проверка показывает, что в большинстве случаев высота капиллярного подъема в пористых средах укладывается в это соотношение.

Капиллярный потенциал можно определить экспериментально следующим методом. Если капиллярнопористое тело привести в соприкосновение с жидкостью, то последняя будет подниматься под действием капиллярного потенциала, преодолевая потенциал силы тяжести. В состоянии равновесия капиллярный потенциал тела в любой точке равен потенциалу тяжести  $\Psi_k = \Psi_{п, т} = hg$ .

Если построить кривую распределения влагосодержания  $W$  по высоте тела  $h$ , то получаем одновременно экспериментальную зависимость между капиллярным потенциалом и влагосодержанием тела (для этого необходимо масштаб высоты  $h$  умножить на  $981 \text{ см/сек}^2$ ).

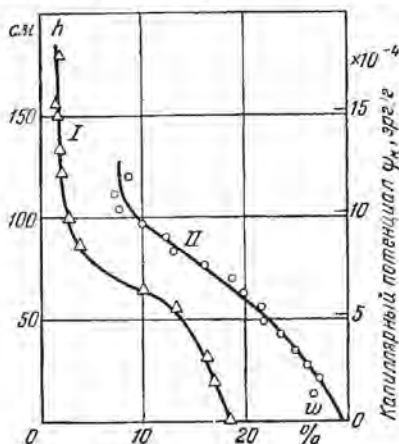


Рис. 1-15. Изменение капиллярного потенциала от влагосодержания для тонкозернистого (I) и для глинистого песка (II).

На рис. 1-15 приведена кривая изменения капиллярного потенциала от влагосодержания для тонкозернистого песка (песчаная колонна была предварительно смочена) по данным С. М. Проскурникова [Л. 68] и для монолита тонких глинистых песков — по данным И. С. Васильева [Л. 3]. Рисунок 1-15 показывает, что капиллярный потенциал увеличивается с уменьшением влагосодержания. При максимальном влагосодержании тела ( $h = 0$ ) этот потенциал равен нулю. Жидкость перемещается от низшего капиллярного потенциала к высшему ана-

логично передаче тепла в области отрицательных температур, если температура измеряется градусами Цельсия. При малых влагосодержаниях капиллярный потенциал резко увеличивается, что соответствует особому состоянию капиллярной жидкости, для которой капиллярный потенциал перестает быть характеристикой переноса жидкости (область связанной жидкости).

Пользуясь модельным телом, можно рассмотреть поведение капиллярной жидкости при разных заполнениях пор. В точке контакта частиц по мере поступления жидкости образуется скопление жидкости, которая имеет вид двояковогнутой линзы. Боковая поверхность этой линзы является выпукловогнутой (рис. 1-16). Двойная кривизна ее боковой поверхности измеряется радиусами  $r_1$  и  $r_2$ , при этом  $r_2$  есть радиус вогнутой поверхности, а  $r_1$  — выпуклой. Средняя кривизна такой поверхности равна

$$\left(\frac{1}{r}\right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right), \quad (1-3-21)$$

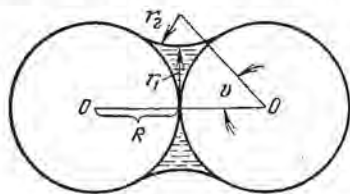


Рис. 1-16. Жидкостная манжета (стыковая жидкость) между двумя сферическими частицами.

что будет соответствовать вогнутой поверхности, так как  $r_2 < r_1$ . Радиусы кривизны при полном смачивании зависят от радиуса частицы  $R$  и угла  $\vartheta$ .

Такое скопление жидкости называется жидкостной манжетой, а жидкость — стыковой (пендулярной). Капиллярное давление стыковой жидкости будет равно:

$$p_{\sigma} = \sigma \left( \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) = \frac{\sigma}{R} K, \quad (1-3-22)$$

где  $K$  — некоторая постоянная, зависящая только от угла  $\vartheta$ .

Если жидкости мало, то она распределена дискретными разоб-  
щенными кольцами в точках соприкосновения частиц (капиллярно  
разобщенное состояние или состояние заземленной жидкости).  
Если размеры частиц малы, то по мере поступления жидкости ман-  
жеты постепенно увеличиваются и сливаются между собой. Такое  
слияние происходит при угле  $\vartheta = 30^\circ$  (рис. 1-17).

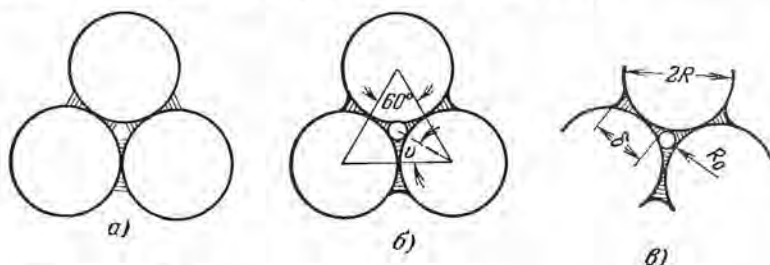


Рис. 1-17. Переход от стыкового состояния в канатное состояние.

а — заземленная вода; б — заземленный воздух; в — к расчету капилляр-  
ного давления.

В этот момент капиллярное давление при наиболее плотной  
укладке равно  $p_{\sigma 1} = 4,1 \frac{\sigma}{R}$ , а содержание жидкости составляет  
22,6% от объема пор (18,3% при кубической укладке).

Клинья жидкости находятся теперь в контакте между собой;  
имеется, следовательно, возможность непрерывного перехода от  
одной точки жидкой пленки к другой. По мере увеличения коли-  
чества жидкости пленка утолщается в перехвате (рис. 1-17) и,  
наконец, ячейка полностью заполняется водой. Наступает так назы-  
ваемое капиллярное состояние. Тогда капиллярное давление ста-  
новится равным  $p_{\sigma 2} = 6,9 \frac{\sigma}{R}$ , что соответствует переходу канатного  
состояния в капиллярное при поглощении жидкости \*.

В обратном процессе (постепенное увеличение количества жид-  
кости), при переходе от капиллярного состояния в канатное, вначале  
образуется мениск в поверхностных порах, который продвигается  
внутрь. Капиллярное давление увеличивается и при вступлении

\* Канатным состоянием жидкости называется такое состояние, когда имеется  
непрерывная жидкая пленка, обволакивающая частицы тела. Капиллярное  
состояние отличается от канатного наличием хотя бы одной свободной поверх-  
ности для образования мениска капилляра.

мениска в наиболее узкую часть поры становится равным  $p_{\sigma 3} = 12,9 \frac{\sigma}{R}$ . Затем мениск продвигается в следующую ячейку. Этот момент соответствует неустойчивому состоянию, расширение мениска происходит внезапно, жидкость перераспределяется с небольшим уменьшением  $p_{\sigma}$ .

Таким образом, при удалении жидкости из пористого тела капиллярное состояние заменяется канатным (состояние защемленного воздуха), затем стыковым (состояние защемленной жидкости). В последнем случае давление равно  $p_{\sigma} = 12,9 \frac{\sigma}{R}$ , в то время как при поглощении жидкости давление  $p_{\sigma} = 4,1 \frac{\sigma}{R}$ . Отсюда следует, что процесс поглощения и удаления капиллярной жидкости необратим.

Рассмотрим более детально равновесие между стыковой и пленочной влагой. Предположим, что при данном влагосодержании мениски, ограничивающие элементы стыковой влаги, не сомкнулись и кривизна соединяющей их пленки соответствует кривизне поверхности частиц (шариков). При этом участки пленки малы по сравнению с размерами частиц и менисков. Обозначив толщину шейки элемента стыковой влаги через  $\delta$ , а радиус свободных от влаги просветов пор через  $R_0$  (рис. 1-17, в), будем иметь:

$$\delta = R - R_0; \quad R_0/R = \frac{2}{\sqrt{3}} - 1. \quad (1-3-23)$$

В этом случае между пленочной и стыковой влагой будет равновесие при условии  $\mathcal{P} = 6 \sigma/R$ , т. е. в случае, когда пленка может развивать положительное расклинивающее давление  $\mathcal{P}$  [Л. 58].

При увеличении влагосодержания участки пленки исчезают и мениски смыкаются. Для сохранения равновесия между пленкой и мениском должно быть равенство  $\mathcal{P} = \frac{\sigma}{R} (1 - \sqrt{3})^{-1}$ , т. е. наличие отрицательного расклинивающего давления. Изменение знака  $\mathcal{P}$  обычно не наблюдается, т. е. равновесие между пленочной и стыковой влагой невозможно. Предельное значение капиллярного потенциала, когда возможно существование пленочной и стыковой влаги, называют критическим потенциалом  $\Psi_{кр}$  [Л. 58].

При достижении критического потенциала происходит скачкообразное заполнение влагой пор. На основании термодинамического условия существования пленочной и стыковой влаги в работе [Л. 58] была установлена связь между размером шеек менисков  $\delta$  по высоте колонки в состоянии равновесия.

### Пористые тела

Слой песка толщиной около 10 см можно считать пористым телом, если радиус зерна больше величины  $0,01/0,41 \approx 0,025$  мм (при кубической укладке  $R \geq 0,025$  мм и при гексагональной —  $R \geq 0,065$  мм).



На такой грубопористой системе можно проверить зависимость между критическими давлениями, полученными выше, и влажностью тела. Экспериментальные зависимости между всасывающим давлением и насыщенностью для песка (средний радиус зерен 0,64 мм) и слоя бисера (мелкие стеклянные шарики радиуса 0,19 мм) приведены на рис. 1-18.

Эти кривые получаются следующим образом: песок или бисер слоем толщины от 0,5 до 2,54 см насыпают на фильтровальную бумагу, уложенную внутри бюхнеровской воронки, которая соединяется с бюреткой и манометром. Поднимая уровень воды в бюретке, можно получить ряд значений всасывающего давления при разной начальной влажности тела. Соответствующее увеличение или уменьшение влажности при наступлении равновесия определяется отсчетом по бюретке.

На рис. 1-18 видно, что на кривой  $p = f(W_s)$  имеются две характерные точки А и С. Точке С соответствует давление 12,5, точке А — 4 см вод. ст.

Первому значению соответствует критическое капиллярное давление  $p_c = 12,9 \frac{\sigma}{R} = 15 \text{ см вод. ст.}$ , второму —

$p_A = 4,1 \frac{\sigma}{R} = 3,4 \text{ см вод. ст.}$  Для бисера были получены более близкие совпадения.

До точки А проникновение воздуха в процессе обезвоживания происходит только в отдельных местах, после чего начинается массовое проникновение воздуха в ячейки (поры в поверхностном слое имеют радиус, равный радиусу ромбоидальной ячейки при плотной укладке). При этом 80% воды можно удалить при приблизительно постоянном давлении, равном 6—8 см вод. ст. В точке С канатное состояние жидкости заменяется стыковым (защемленная вода), что обнаруживается по резкому прекращению движения воды из-за разрыва пленки.

Пользуясь экспериментальной кривой  $p = f(W_s)$ , можно расчетным путем построить кривые распределения влагосодержания по толщине слоя песка. Пусть влагосодержание поверхностного слоя песка, выраженное в процентах насыщения пор водой, равно  $W_s$ . Тогда по кривой  $p = f(W_s)$  находим соответствующее давление  $p_n$  (рис. 1-18). Так как тело пористое, то давление  $p_x$  на некоторой глубине  $x$  от поверхности равно  $p_x = p_n + x$ . Далее по кривой  $p = f(W_s)$  определим соответствующее влагосодержание  $u$  для данного слоя. В результате получим кривые распределения  $u = F(x)$  по толщине слоя песка для различных значений  $u_n$ . Путем графического интегрирования можно найти среднее влагосодержание

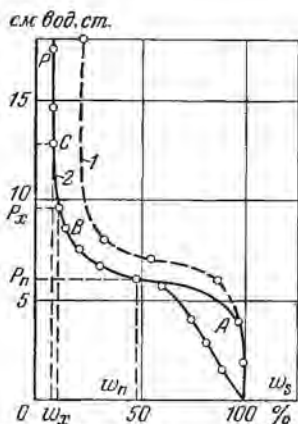


Рис. 1-18. Зависимость между всасывающим давлением  $p$  и насыщенностью  $W_s$  бисера (1) и песка (2).

слоя песка, соответствующее данному распределению. Построенные таким способом кривые приведены на рис. 1-19, а для различного среднего влагосодержания от 8 до 88%. Рядом приведены

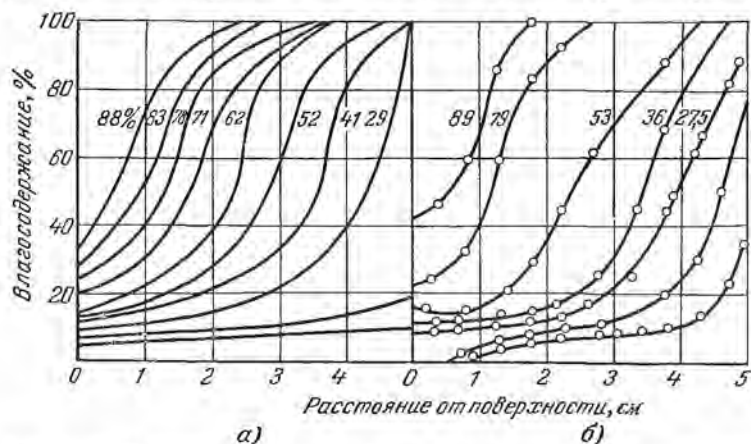


Рис. 1-19. Кривые распределения влагосодержания по толщине слоя песка высотой в 5,08 см.

а — построенные по формуле; б — полученные при сушке песка.

(рис. 1-19, б) кривые распределения влагосодержания, полученные опытным путем при сушке песка в слое толщиной 5,08 см. Из рис. 1-19 видно, что экспериментальные кривые распределения влагосодержания близки к теоретическим. Следовательно, основные теоретические положения о состоянии влаги в пористом теле подтверждаются опытами.

#### 1-4. ГИГРОТЕРМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ КАПИЛЛЯРНОПОРИСТЫХ КОЛЛОИДНЫХ ТЕЛ

Капиллярнопористые коллоидные тела в различных технологических процессах производства в условиях эксплуатации и длительного хранения подвергаются воздействию тепла, пара и жидкости. Наибольший интерес для практики представляют воздействие тепла и воды (гидротермическая обработка) и воздействие тепла и водяного пара (гигротермическая обработка). В данном параграфе мы рассмотрим гигротермическое равновесное состояние тела, т. е. состояние равновесия тела с окружающим влажным воздухом.

Исследование равновесного состояния тела представляет особый интерес для изучения проблемы связывания воды с коллоидными капиллярнопористыми телами. В состоянии равновесия с окружающим влажным воздухом температура тела равна температуре воздуха, а давление пара воды в материале ( $p_m$ ) равно парциальному давлению водяного пара в воздухе  $p_n$  (молекулярное равновесие).

Влагосодержание коллоидного капиллярнопористого тела приобретает некоторое постоянное значение, называемое равновесным удельным влагосодержанием или равновесной влажностью.

Равновесная влажность материала зависит от температуры, влажности окружающего воздуха и от способа достижения равновесия. Если материал в процессе установления равновесия отдавал влагу, то равновесие было достигнуто путем десорбции или сушки, если же поглощал влагу, то равновесное состояние наступило путем сорбции или увлажнения\*. Обычно содержание водяного пара в воздухе характеризуют относительной влажностью воздуха ( $\varphi$ ), равной отношению концентрации водяного пара  $\omega_n$  (количество водяного пара в единице объема влажного воздуха) к максимальной концентрации  $\omega_{\text{макс}}$  при той же температуре и при данном барометрическом давлении

$$\varphi = \frac{\omega_n}{\omega_{\text{макс}}}. \quad (1-4-1)$$

При температуре, меньшей  $100^\circ \text{C}$ , и нормальном барометрическом давлении  $\omega_{\text{макс}} = \omega_n$ , где  $\omega_n$  — плотность насыщенного пара при данной температуре.

Если в качестве первого приближения считать применимым для пара уравнение Менделеева — Клапейрона, то относительная влажность воздуха будет равна отношению парциального давления пара ( $p_n$ ) в воздухе к давлению насыщенного пара  $p_n$  при данной температуре, т. е.

$$\varphi = \frac{p_n}{p_n}. \quad (1-4-2)$$

В состоянии гигротермического равновесия относительная влажность воздуха равна отношению давления пара материала  $p_m$  к давлению пара жидкости  $p_{\text{ж}}$ , так как  $p_n = p_m$  (давление насыщенного пара жидкости есть давление пара, находящегося в термическом и молекулярном равновесии со своей жидкостью  $p_m = p_{\text{ж}}$ ).

Следовательно, в состоянии равновесия

$$\varphi = \frac{p_n}{p_n} = \frac{p_m}{p_n} = \frac{p_m}{p_{\text{ж}}}. \quad (1-4-3)$$

Изменяя относительную влажность воздуха при постоянной температуре, можно получить зависимость между влагосодержанием (влажностью) и давлением пара в материале в виде некоторой кривой, называемой изотермой. Если равновесие было достигнуто путем сорбции, то изотерма называется изотермой сорбции, если же равновесие достигнуто десорбцией, то изотермой десорбции.

В состоянии равновесия влагосодержание тела одинаково во всем его объеме, что было подтверждено экспериментами; среднее интегральное влагосодержание  $W$  равно влагосодержанию в любой точке тела ( $w$ ).

\* Сушка и увлажнение — понятия более общие, они включают в себя десорбцию и сорбцию как часть процесса сушки и увлажнения (см. ниже).

Материалы, у которых равновесная влажность значительна, обычно называют гигроскопическими материалами, а равновесную влажность — гигроскопической влажностью.

### Изотермы коллоидных тел

Как было указано, коллоидные тела разделяются на неограниченно набухающие и ограниченно набухающие. Тела первой категории дают изотермы сорбции, не пересекающиеся с прямой  $\varphi = 1$  (давление пара над чистой водой), а изотермы сорбции тел второй категории пересекают линию  $\varphi = 1$  (рис. 1-20). Равновесная влажность, соответствующая  $\varphi = 1$ , называется максимальным сорбционным влагосодержанием или максимальной гигроскопической влажностью.

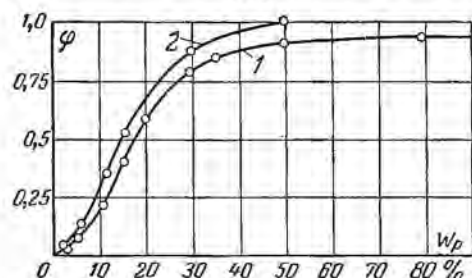


Рис. 1-20. Изотермы сорбции коллоидных тел.

1 — неограниченно набухающего (гуммиарабик);  
2 — ограниченно набухающего (желатин).

Эта величина, как будет показано ниже, является основной характеристикой гигротермических свойств тела и может быть определена не только путем сорбции, но и путем десорбции.

Максимальная гигроскопическая влажность значительно меньше максимальной влажности тела, которую оно может приобрести при поглощении воды (намокаемость тела). Например, для желатина

максимальное гигроскопическое влагосодержание равно 50%, а влагосодержание намокания — порядка 1 000—2 000% в зависимости от температуры. Такая разница между гигротермическим и гидротермическим поглощениями влаги объясняется видом связи ее с коллоидным телом. В коллоидном теле влага в основном связана физико-химически (адсорбционное и осмотическое поглощение), причем здесь она преимущественно поглощается адсорбционно. Например, для желатина гидратационное влагосодержание (связанная влага) и максимальное гигроскопическое влагосодержание совпадают и равны 50%.

Это подтверждается также опытами по измерению давления набухания. По данным С. М. Липатова, давление набухания желатина при влагосодержании 48%, близкому к максимально гигроскопическому, незначительно и равно  $520 \text{ Г/см}^2$ , тогда, как согласно соотношению (1-1-9) этому давлению будет соответствовать относительная упругость пара желатина  $\varphi = 0,9996$ , т. е. практически равная величине  $\varphi = 1$ .

Во время взаимодействия коллоидного тела с окружающим влажным воздухом мы имеем поверхность раздела твердое тело — пленка — пар. При погружении тела в жидкость происходит замена

этой поверхности раздела поверхностью твердое тело — жидкость в объеме.

Химический потенциал адсорбированного вещества в обоих этих случаях одинаков, но поверхностное натяжение и поверхностная плотность различны. Дополнительное уменьшение свободной энергии при погружении тела с максимальным гигроскопическим влагосодержанием в жидкость равно изменению поверхностного натяжения, т. е.

$$\sigma_1 - \sigma_2 = \sigma_3 \cos \Theta, \quad (1-4-4)$$

где  $\sigma_1$  — коэффициент поверхностного натяжения в системе твердое тело — пленка — пар;  $\sigma_2$  — коэффициент поверхностного натяжения в системе твердое тело — жидкость;  $\sigma_3$  — коэффициент поверхностного натяжения чистой жидкости.

Таким образом, при непосредственном соприкосновении с жидкостью тело дополнительно поглощает ее. Основной причиной значительного поглощения жидкости является ее проникновение за счет осмотического давления.

Согласно теории С. М. Липатова для осмотического поглощения необходима разность осмотических давлений раствора фракции низкого молекулярного веса вне и внутри клетки. В процессе сорбции на поверхности клетки образуется сольватный слой воды, достаточно прочно связанный адсорбционными силами со стенкой клетки. Растворимость фракции желатина низкого молекулярного веса в таком слое мала. Поэтому разность концентраций растворимой фракции желатина внутри и на внешней поверхности клетки незначительна, что и приводит к ничтожно малому осмотическому поглощению.

Если тело погрузить в жидкость, то концентрация растворимой фракции на внешней поверхности клетки резко уменьшится за счет перехода последней в растворитель. Тогда будет происходить дальнейшее осмотическое поглощение жидкости внутри клетки до тех пор, пока упругость стенок клетки тела не уравнивает разницу осмотических давлений (тело приобретает максимальную влажность).

Адсорбционную связь влаги, которая поглощается коллоидным телом путем сорбции, подтверждают исследования изотерм сорбции и десорбции для самых различных коллоидных тел. На рис. 1-21 приведены изотермы сорбции и десорбции крахмала по данным А. В. Раковского [Л. 70а] и кологена — по данным С. И. Соколова [Л. 78]. Анализ изотермы сорбции крахмала показывает, что она тождественна изотерме «относительное давление пара раствора — процентное содержание воды в серной кислоте», а именно, для любых значений  $W_p$  имеет место постоянство отношения

$$\frac{C - 15,4}{W_p},$$

где  $C$  — процентное содержание воды в растворе серной кислоты;  $W_p$  — равновесное влагосодержание крахмала в процентах; 15,4 — процентное содержание воды в гидрате  $H_2SO_4 \cdot H_2O$ .



На рис. 1-20 и 1-21 видно, что изотермы сорбции и десорбции имеют S-образный вид. Вначале кривая обращена выпуклостью к оси абсцисс (ось влагосодержания), а потом — к оси ординат (ось относительного давления). Из теории адсорбции известно, что классическая изотерма адсорбции, соответствующая мономолекулярной адсорбции, имеет параболический вид, причем кривая обращена выпуклостью к оси влагосодержания, тогда как изотерма полимолекулярной адсорбции обращена выпуклостью к оси относительного давления. Следовательно, на первоначальном участке изотермы, примерно до  $\varphi = 0,1$ , мы имеем мономолекулярную

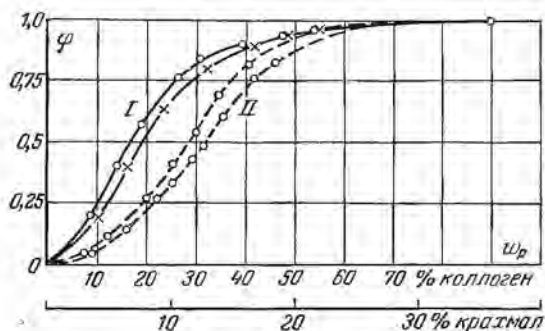


Рис. 1-21. Изотермы сорбции и десорбции коллоидных тел (коллогена — I, крахмала — II).

адсорбцию, а на остальном участке изотермы — полимолекулярную адсорбцию. Таким образом, влага, поглощаемая коллоидным телом из влажного воздуха, адсорбируется на внешних и внутренних поверхностях коллоидных частиц, образуя полимолекулярные слои жидкости. Как видно из рис. 1-20 и 1-21, изотермы сорбции и десорбции не совпадают между собой, за исключением двух крайних точек при  $\varphi = 0$  и при  $\varphi = 1$ . Это несовпадение изотерм сорбции и десорбции носит название сорбционного гистерезиса. Изотерма сорбции в системе координат ( $\varphi$ ,  $W$ ) лежит несколько выше, чем изотерма десорбции. Поэтому равновесное влагосодержание, определяемое из изотермы сорбции, всегда меньше, чем из изотермы десорбции для одной и той же относительной влажности воздуха  $\varphi$ . Наибольшее расхождение между изотермами сорбции и десорбции мы имеем на участке  $\varphi$  от 0,3 до 0,8.

Теории, удовлетворительно объясняющей гистерезис сорбции коллоидных тел, до сих пор нет. Одна из гипотез состоит в том, что гигроскопическое равновесие наступает медленно, и поэтому наблюдаемое равновесие не является истинным. Таким образом, в процессе десорбции мы получаем равновесное влагосодержание, несколько большее истинного, а в процессе сорбции — наоборот, несколько меньшее. Согласно этой гипотезе изменением постановки опыта гистерезис не может быть уничтожен.



## Изотермы капиллярнопористых тел

Изотермы сорбции и десорбции типичного капиллярнопористого тела (силикагеля) паров различных жидкостей — воды, спирта и бензола — приведены на рис. 1-22. Видно, что изотермы сорбции и десорбции этих веществ в отличие от изотерм коллоидных тел совпадают не в двух точках, а в интервалах  $\varphi$  от 0 до 0,2—0,4 и от 0,7—0,9 до 1,0 в зависимости от рода жидкости. На этих участках процессы сорбции и десорбции обратимы. Необратимость имеет место только на среднем участке  $\varphi$ . Первоначальный обратимый

м.м.рт.ст.

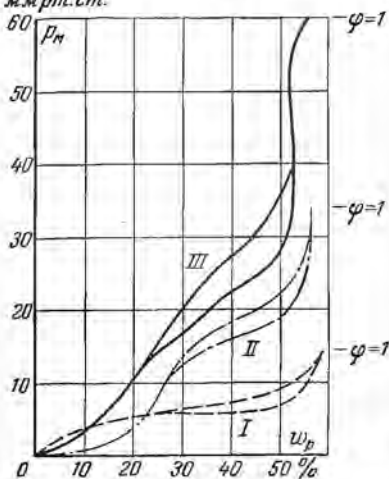


Рис. 1-22. Изотермы сорбции и десорбции силикагелем паров разных жидкостей.

I — воды; II — спирта ( $C_2H_5OH$ ); III — бензола ( $C_6H_6$ ).

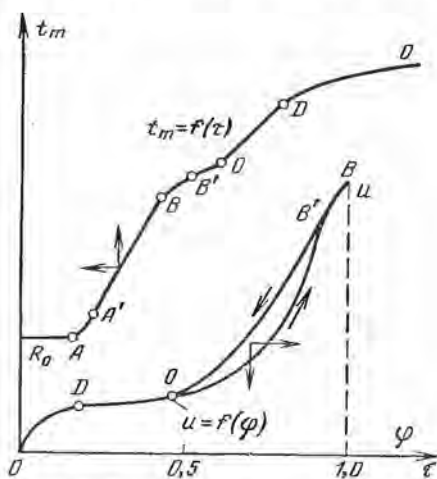


Рис. 1-23. Изотермы сорбции и десорбции, термограмма  $t_m = f(\tau)$  капиллярнопористых тел (силикагель мелкопористый).

участок (малые  $\varphi$ ) соответствует адсорбции пара на стенках микро- и макрокапилляров. На необратимом участке (средние значения  $\varphi$ ) происходит капиллярная конденсация. Если бы капилляры были одинакового размера, то изотермы были бы параллельны оси абсцисс (капилляры заполнялись бы жидкостью, увеличивая влагосодержание тела при одном и том же давлении). При равновесном влагосодержании силикагеля (около 52%) давление пара резко возрастает (кривые круто поднимаются вверх до пересечения с прямыми  $\varphi = 1$ ). Этот участок изотермы характерен только для капиллярнопористых тел. Здесь происходит интенсивная капиллярная конденсация в наиболее крупных микрокапиллярах, вплоть до капилляров среднего радиуса порядка  $10^{-5}$  см.

Изотермы сорбции и десорбции типичных капиллярнопористых тел (силикагель, активированный древесный уголь) имеют три характерных точки (рис. 1-23). Точка D соответствует завершению

мономолекулярной адсорбции, точка  $C$  — началу гистерезисного участка, точка  $B'$  — концу гистерезиса изотерм сорбции и десорбции. В тонкодисперсных сорбентах (силикагель марки МСМ) конец гистерезисной петли (точка  $B'$ ) не совпадает с точкой  $B$ , отвечающей максимальному сорбционному влагосодержанию. Для крупнопористых сорбентов эти точки совпадают.

М. Ф. Казанским предложен новый метод анализа форм связи влаги с капиллярнопористыми телами (термографический метод). Сущность метода состоит в том, что весьма тщательно записываются термограммы, представляющие собой кривые изменения температуры малого образца тела в процессе сушки. При медленной сушке небольших частиц пористого тела перепады влагосодержания и температуры внутри частицы очень малы. Поэтому можно считать, что температура и влагосодержание внутри частицы распределены равномерно (квазиравновесное состояние).

На такой термограмме наблюдается ряд характерных точек. Удаление влаги мономолекулярной адсорбции (крайний справа участок  $OD$  термограммы) сопровождается повышением температуры тела с течением времени по закону экспоненты. На последующем участке  $DO$  температура тела повышается по линейному закону. Такой же линейный закон изменения температуры имеет место на участке  $BA'$  (рис. 1-23).

При этом если на изотермах сорбции и десорбции точка  $B$  не совпадает с точкой  $B'$ , то на термограмме наблюдается точка перегиба  $B'$ , не совпадающая с точкой  $B$ .

М. Ф. Казанский дает следующее объяснение критических точек термограммы. Капиллярная влага удаляется при постоянной температуре (участок  $R_0A$  термограммы). На участке  $AA'$  удаляется влага канатного состояния, а участок  $A'B$  термограммы соответствует влаге стыкового состояния. Начиная с точки  $O$ , происходит удаление влаги полимолекулярной адсорбции и, наконец, участок  $DO$  термограммы соответствует влаге мономолекулярной адсорбции.

Эти результаты были получены М. Ф. Казанским на основании анализа большого экспериментального материала по испарению разных жидкостей (вода, спирт) из пористых сорбентов (кварцевый песок, активированный уголь, силикагель различной пористости).

С целью уточнения интервала относительной влажности воздуха, в котором происходит массовая капиллярная конденсация, Ю. Л. Кавказовым были поставлены специальные опыты по сорбции водяного пара различными пористыми телами. Результаты опытов приведены в табл. 1-4 [Л. 17].

Из табл. 1-4 видно, что массовая капиллярная конденсация наступает при  $\varphi = 96\%$ , что соответствует согласно формуле Томсона среднему радиусу капилляров  $0,26 \cdot 10^{-5}$  см.

При вычислении среднего радиуса капилляра необходимо учитывать адсорбцию пара на стенках капилляра. В случае полного

## Равновесное влагосодержание некоторых пористых тел, %

Образцы пористых тел	$\varphi = 85$	$\varphi = 90$	$\varphi = 93$	$\varphi = 96$
Стекланные капилляры . . . . .	0,2	0,3	0,5	14,5
Пемза . . . . .	0,3	0,4	0,5	4,0
Кирпич обожженный . . . . .	0,2	0,3	0,8	3,2
Губка (белковое вещество спон- гин) . . . . .	43,8	47,4	44,3	129,3
Сырье кожи (голье) . . . . .	24,3	29,2	23,7	55,2

смачивания заполнение микрокапилляров может происходить в результате слияния адсорбированных пленок ожиженного пара. Соотношение (1-1-21) можно написать так:

$$\bar{r} = \frac{2\sigma \cos \Theta p_{\Pi}}{p_{ж} p_{\Pi} \ln \left( \frac{1}{\varphi} \right)} \quad (1-4-5)$$

При сорбции пара стенки капилляров содержат слой адсорбированного воздуха, следствием чего является неполное смачивание ( $\cos \Theta < 1$ ). При обратном процессе (десорбция) смачивание полное ( $\cos \Theta = 1$ ). Следовательно, одной и той же относительной влажности  $\varphi$  в случае десорбции будет соответствовать большее значение  $\bar{r}$ , чем при сорбции [см. соотношение (1-1-21)], т. е. равновесное влагосодержание при десорбции будет больше, чем при сорбции.

Таким образом, сорбционный гистерезис объясняется неполным смачиванием стенок капилляров при сорбции и, значит, может быть уничтожен, если равновесие будет происходить при отсутствии воздуха. Эксперименты подтверждают этот вывод. Сорбционный гистерезис исчезает при проведении опытов в высоком вакууме. С другой стороны, сорбционный гистерезис объясняется запаздыванием образования мениска в сквозных порах. Стенки сквозной поры постепенно покрываются слоем ожиженного пара, но мениска не образуется до тех пор, пока адсорбционная пленка не сделается настолько толстой, чтобы перекрыть пору в самом узком месте. Тогда капилляры заполняются конденсированным паром и к моменту насыщения все микропоры становятся заполненными жидкостью.

По формуле Томсона при полном насыщении все капилляры должны быть заполнены ( $\varphi = 1$ ,  $r = \infty$ ), т. е. действие конденсированной влаги и капельной жидкости должно быть одинаковым. Однако эксперименты показывают, что максимальная гигроскопическая влажность всегда меньше максимальной влажности намокания.

Ю. Л. Кавказов экспериментально доказал, что в процессе сорбции при нормальном барометрическом давлении влагой заполняются только микрокапилляры ( $r < 10^{-5}$  см). Макрокапилляры  $r > 10^{-5}$  см,

заполненные влагой путем непосредственного соприкосновения с водой, отдают ее в атмосфере, полностью насыщенной водяными парами ( $\varphi = 1$ ). Таким образом, максимальное гигроскопическое влагосодержание капиллярнопористого тела является некоторой постоянной, определяемой количеством микрокапилляров в теле.

В качестве исследуемого пористого тела в опытах Ю. Л. Кавказова были взяты: 1) шоттовский фильтр разных номеров, разбитый на куски и тщательно промытый в хромовой смеси, затем несколько раз прокипяченный в дистиллированной воде так, что смачиваемость стенок капилляров была максимальной; 2) тончайший порошок гидрофобного полихлорвинила. Результаты опытов приведены в табл. 1-5.

Таблица 1-5

**Сорбция и десорбция некоторых пористых тел в атмосфере, насыщенной водяными парами ( $\varphi = 1$ )**

Материал	Начальное вла- госодержание, %	Влагосодержание, %, при выдер- живании над водой в течение	
		2 мес.	3 мес.
<b>Крупнозернистый шоттовский фильтр</b> $(r \approx 10^{-2} \text{ см})$			
увлажненный:			
1-й образец . . . . .	14,69	7,07	4,4
2-й образец . . . . .	18,90	11,44	8,7
сухой:			
1-й образец . . . . .	0	0	0
2-й образец . . . . .	0	0	0
<b>Мелкозернистый шоттовский фильтр</b> $(r > 4 \cdot 10^{-4} \text{ см})$			
увлажненный:			
1-й образец . . . . .	10,26	0,43	0
2-й образец . . . . .	10,83	0,02	0
сухой:			
1-й образец . . . . .	0	0	0
2-й образец . . . . .	0	0	0
<b>Абсолютно сухой порошок полихлор- винила <math>(r &lt; 10^{-5} \text{ см})</math>:</b>			
1-й образец . . . . .	0,46	7,13	10,30
2-й образец . . . . .	0,46	5,30	10,00

Из этой таблицы видно, что абсолютно сухие образцы как крупнозернистого ( $r \approx 10^{-2}$  см), так и мелкозернистого ( $r \approx 4 \cdot 10^{-4}$  см) гидрофильного стекла не сорбируют влагу из воздуха (или поглощают ее в ничтожном количестве). Предварительно увлажненные в воде, они отдают ее в атмосфере, насыщенной водяными парами ( $\varphi = 1$ ).

Высушенный порошок гидрофобного полихлорвинила ( $r < 10^{-6}$  см) поглощает влагу в этих же условиях до 10%. Таким образом, капиллярная конденсация происходит только в микрокапиллярах даже в тех случаях, когда стенки капилляров не обладают хорошей смачиваемостью. Макрокапилляры не способны поглощать влагу путем сорбции даже из атмосферы влажного воздуха с полным насыщением ( $\varphi = 1$ ). Несмотря на хорошую смачиваемость, они теряют всю предварительно введенную влагу. Аналогичные результаты были получены О. В. Шаповаловой [Л. 94] в опытах с образцами почвы различного состава.

С нашей точки зрения, испарение влаги из макрокапилляров в условиях нормального барометрического давления при  $\varphi = 1$  объясняется особым механизмом переноса вещества в капиллярах при наличии испарения. Хотя наблюдаемым явлениям и не дано строгого теоретического обоснования, однако можно считать экспериментально установленным различное действие жидкой воды (гидротермическое воздействие) и ее насыщенного пара (гигротермическое воздействие) на капиллярнопористые тела.

### Изотермы капиллярнопористых коллоидных тел

Влажные материалы являются коллоидными капиллярнопористыми телами, изотермы сорбции и десорбции которых имеют S-образный вид, без наличия сингулярных точек (рис. 1-24—1-27). Изотермы влажных материалов похожи на изотермы коллоидных тел, так как здесь нет участка изотермы, обращенного выпуклостью к оси влагосодержания при больших  $\varphi$ , что характерно для капиллярнопористых тел (рис. 1-22). Это объясняется тем, что большинство материалов при увлажнении набухает, поэтому размер капилляров изменяется с влагосодержанием (стенки капилляров эластичны). Кроме того, большинство пор, размером порядка  $10^{-6}$  см, заполняется при насыщениях, близких к  $\varphi = 1$ , и поэтому влагосодержание тела при малом изменении  $\varphi$  резко увеличивается (рис. 1-27). Из рис. 1-24—1-27 видно, что равновесное влагосодержание для большинства материалов зависит от температуры.

Для некоторых материалов (крахмал, кожи растительного дубления и др.) равновесное влагосодержание не зависит от темпера-

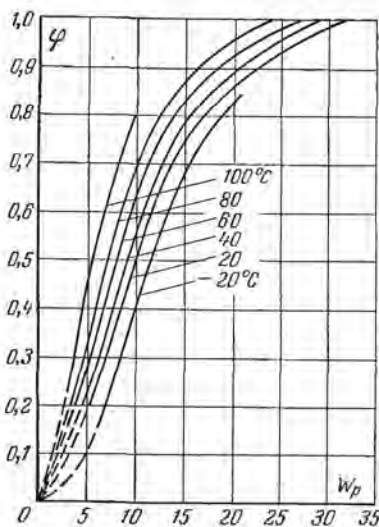


Рис. 1-24. Изотермы сорбции древесины при разных температурах от  $-20$  до  $+100^\circ\text{C}$ .

туры, для других материалов (торф) влияние температуры на равновесное влагосодержание сказывается только на участке  $\varphi$  от 0,7 до 1,0 (рис. 1-26). Так, например, при повышении температуры от 0 до 25° С равновесное влагосодержание торфа не изменяется, а максимальное гигроскопическое влагосодержание уменьшается от 163 до 50%.

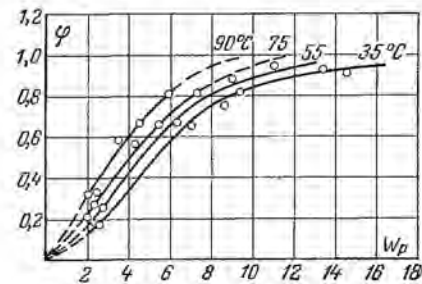


Рис. 1-25. Изотермы десорбции глины при разных температурах от 35 до 90° С.

гольевого порошка различного вида дубления составляет примерно 70% от максимального гигроскопического влагосодержания и соответствует по изотерме сорбции относительной упругости около  $\varphi = 0,95$ . Таким образом, участок изотермы  $\varphi$  от 0 до 0,95 соответствует гидратационному влагосодержанию, а участок от 0,95 до 1,0 — капиллярной влаге.

Сорбционный гистерезис влажных материалов аналогичен гистерезису коллоидных тел. На рис. 1-28 приведены изотермы сорбции и десорбции почвы для различных фракций. Почва типа бурозема была разделена на четыре фракции, содержание которых было соответственно равно, %: 12,19; 12,65; 13,04 и 62,12. Из рис. 1-28 видно, что с уменьшением фракции величина сорбционного гистерезиса возрастает. Отсюда можно сделать вывод, что влага, сорбируемая из воздуха частицами почвы, связана в основном адсорбционными силами. Этот вывод подтверждается опытами многих исследователей.

Подводя итог анализу изотерм сорбции и десорбции, можно прийти к следующим заключениям:

1. Первоначальный участок изотермы (в интервале  $\varphi$  от 0 до 0,1) имеет характерную для мономолекулярной адсорбции выпуклость

максимальное гигроскопическое влагосодержание уменьшается от 163 до 50%. Отсюда следует, что характер связи влаги с материалом тела различный на разных участках изотермы.

Основные формы связи сорбированной влаги — адсорбционная и капиллярная. Для большинства материалов гидратационное влагосодержание меньше максимального гигроскопического влагосодержания. По данным С. И. Соколова [Л. 78], гидратационное влагосодержание

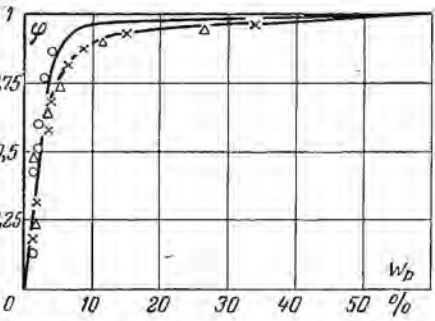


Рис. 1-26. Изотермы сорбции торфа при разных температурах от 0 до 25° С. ○ — при 25° С, × — при 17° С, Δ — при 0° С.



кривой к оси влагосодержания. Поглощение жидкости сопровождается значительным выделением тепла.

2. На участке изотермы  $\varphi$  от 0,1 до 0,9 изотермы обращены выпуклостью к оси влажности воздуха, что характерно для полимолекулярной адсорбции. Поглощение жидкости также сопровождается выделением тепла, но в значительно меньшем количестве, чем в первом случае.

3. На участке изотермы  $\varphi$  от 0,9 до 1,0 жидкость поглощается без выделения тепла. На этом участке жидкость в основном является капиллярной.

Дальнейшее поглощение жидкости сверх максимального гигроскопического влагосодержания происходит путем непосредственного соприкосновения материала с жидкостью. В этом процессе поглощения жидкости имеет место заполнение макрокапилляров и пор, а также осмотическое поглощение жидкости через полупроницаемые клетки замкнутых стенок. Свойства этой поглощенной жидкости не отличаются от свойств свободной жидкости, и, в частности, давление пара жидкости тела практически равно давлению насыщенного пара свободной жидкости ( $\varphi = 1$ ).

Данная схема не претендует на полноту, но анализ большого экспериментального материала по исследованию коэффициентов переноса тепла и массы вещества в зависимости от массосодержания поглощенного вещества телом подтверждают ее. Эта схема полностью согласуется также с классификацией акад. П. А. Ребиндера, указанной выше.

Изотермы сорбции и десорбции имеют для технологии процесса сушки еще и другое важное значение. Очевидно, если материал после сушки хранится в обычных условиях (например, на складах,

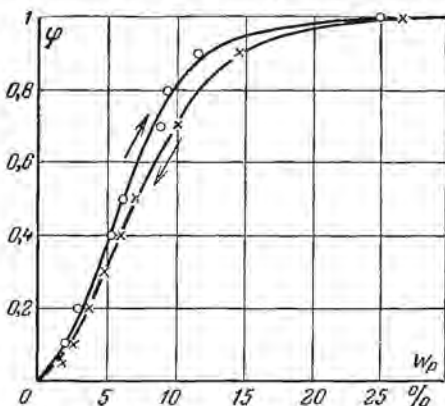


Рис. 1-27. Изотермы сорбции и десорбции фильтровальной бумаги при температуре 22° С.

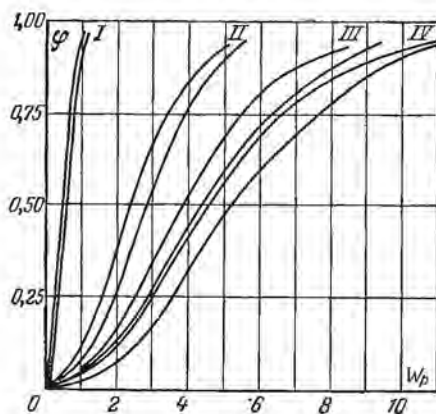


Рис. 1-28. Сорбционный гистерезис почвы.

I — фракции  $> 0,020$  мм; II — фракции  $0,006 - 0,020$  мм; III — фракции  $0,020 - 0,006$  мм; IV — фракции  $< 0,002$  мм.

где имеет место взаимодействие материала с влажным воздухом), то конечное влагосодержание высушенного материала не должно быть меньше равновесного для условий хранения. Иначе при хранении материал будет поглощать влагу из воздуха путем сорбции вплоть до равновесного влагосодержания. Таким образом, изотермы сорбции могут служить для определения конечного влагосодержания материала при сушке в соответствии с условиями хранения.

### Приближенные уравнения изотерм сорбции и десорбции

В настоящее время теория явлений сорбции и десорбции находится в таком состоянии, что она не может еще дать строго аналитического решения вопроса о единстве различных видов связи влаги с материалом. В связи с этим важное значение приобретают эмпирические соотношения между равновесным влагосодержанием и относительной влажностью воздуха. А. А. Родэ, обрабатывая экспериментальные данные К. В. Сперанского и Н. Курона [Л. 79] по равновесному влагосодержанию почв различного состава, пришел к заключению, что изотерма сорбции вполне удовлетворительно описывается двумя уравнениями [Л. 73]

$$W_p = A\varphi^{0.5} \quad \text{при } 0 < \varphi < 0,35; \quad (1-4-6)$$

$$W_p = A_0 + B\varphi^2 \quad \text{при } 0,35 < \varphi < 0,94, \quad (1-4-7)$$

где  $W_p$  — равновесное влагосодержание, %;  $\varphi$  — относительная влажность в долях единицы ( $0 \leq \varphi \leq 1$ );  $A$ ,  $A_0$  и  $B$  — постоянные коэффициенты, зависящие от состава почвы. (Для чернозема  $A = 5,4$ ;  $A_0 = 2,88$  и  $B = 6,3$ .) Уравнения (1-4-6) и (1-4-7) известны в почвоведении как уравнения Сперанского.

Экспериментами Я. М. Миниовича [Л. 50], проведенными с сырой фиброй и керамической массой (изготовления завода Лензос), а также другими материалами, было установлено, что в интервале температур от 20 до 90° С и относительной влажности воздуха  $\varphi$  от 0,1 до 0,9 уравнение изотермы десорбции можно принять в виде

$$\lg W_p = A\varphi + \lg(B + CT), \quad (1-4-8)$$

где  $T$  — абсолютная температура материала ( $T = 273 + t$ );  $A$ ,  $B$  и  $C$  — постоянные, зависящие от свойств материала. (Для сырой фибры постоянные равны:  $A = 0,8$ ;  $B = 13,34$ ;  $C = 0,003$ ; для керамической массы  $A = 0,8$ ;  $B = 2,29$ ;  $C = 0,00506$ .)

Б. А. Поснов из экспериментальных данных разных исследователей получил зависимость между равновесным влагосодержанием древесины и относительной влажностью воздуха в виде соотношения [Л. 67]

$$\frac{1}{W_p} = \frac{1}{W_c} + B \ln \varphi, \quad (1-4-9)$$

где  $W_c$  — максимальное гигроскопическое влагосодержание древесины в процентах;  $B$  — некоторый коэффициент, зависящий от температуры.

Соотношение (1-4-9) справедливо в интервале  $\varphi$  от 0,1 до 1,0. Максимальное гигроскопическое влагосодержание  $W_c$  обратно пропорционально абсолютной температуре.

Мы полагаем, что в интервале относительной влажности воздуха  $\varphi$  от 0,1 до 0,9 равновесное влагосодержание вполне удовлетворительно можно вычислить по простой эмпирической формуле

$$W_p = \frac{a\varphi}{b - \varphi}, \quad (1-4-10)$$

где  $a$  и  $b$  — постоянные коэффициенты, зависящие от температуры и свойств материала.

В интервале относительной влажности  $\varphi$  от 0,3 до 1,0 лучшие результаты дает формула Б. А. Поснова (1-4-9).

В табл. 1-6 приведены значения равновесного влагосодержания для разных значений  $\varphi$  у некоторых материалов \*. На основании этих данных по соотношению (1-4-9) были подсчитаны коэффициент  $B$  и максимальное гигроскопическое влагосодержание  $W_c$  этих материалов (табл. 1-7).

Из табл. 1-6 и 1-7 видно, что максимальное гигроскопическое влагосодержание зависит от коллоидных свойств материала. Те материалы, у которых физико-химическая связь влаги преобладает над физико-механической связью, имеют большую гигроскопическую влажность. Таким образом, связь влаги с материалом определяет гигротермическое равновесное состояние тела и его основные технологические свойства. Перенос тепла и вещества в материалах тоже зависит от формы связи жидкости с телом. Поэтому рассмотрение явлений переноса необходимо увязывать с коллоидно-физическими и физико-химическими свойствами материалов.

### Классификация состояний материала в процессе сушки

При сушке нагретым воздухом с определенными параметрами ( $t_c$ ,  $\varphi$ ,  $v$ ) нельзя удалить всю влагу. Процесс может быть проведен только до равновесной, соответствующей данным параметрам воздуха влажности материала. Поэтому в сушильной технике вводится понятие удаляемого влагосодержания  $W_y$ . Это влагосодержание материала  $W$  за вычетом равновесного влагосодержания  $W_p$ , т. е.

$$U_y = U - U_p \quad \text{или} \quad W_y = W - W_p. \quad (1-4-11)$$

Поэтому в расчетах процесса сушки нагретым воздухом необходимо знать равновесное влагосодержание материала так же, как в расчетах охлаждения твердых тел необходимо знать температуру окружающей среды, которую примет тело в конце процесса охлаждения.

Из изотерм сорбции и десорбции следует, что если влагосодержание материала больше максимального гигроскопического  $U_{г.м}$ ,

\* Подробные таблицы равновесного влагосодержания разных материалов даны в книгах [Л. 56, 57].

Равновесное влагосодержание, %

Влажность воздуха $\varphi$	Асбестовое волокно при $t=24^{\circ}\text{C}$	Бумага при $t=24^{\circ}\text{C}$						Вата		Войлок шерстяной при $t=20^{\circ}\text{C}$	Гипсоплакбетон при $t=20^{\circ}\text{C}$
		асбестовая	газетная	лакированная	оберточная (хвойная)	писчая	упаковочная (крафт)	гигроскопическая	стеклянная		
0,05	0,07	0,30	1,45	0,45	—	2,00	2,20	—	—	—	—
0,10	0,13	0,45	0,05	0,70	3,20	3,00	3,25	4,80	—	—	—
0,15	0,20	0,60	2,75	0,80	—	3,70	4,00	—	0,09	—	—
0,20	0,25	0,85	3,20	1,10	4,60	4,30	4,70	9,00	—	—	—
0,25	0,28	1,00	3,70	1,40	—	4,75	5,20	—	—	—	—
0,30	0,30	1,10	4,05	1,50	5,70	5,25	5,70	12,50	0,09	—	—
0,35	0,31	1,20	4,45	1,95	—	5,70	6,30	—	—	—	—
0,40	0,33	1,30	4,75	2,20	6,60	6,15	6,65	15,70	—	1,05	5,20
0,45	0,35	1,50	5,00	2,45	—	6,65	7,20	—	—	—	—
0,50	0,39	1,60	5,40	2,60	7,60	7,20	7,70	18,50	0,17	1,24	7,50
0,55	0,44	1,80	5,75	3,00	—	7,75	8,35	—	—	—	—
0,60	0,49	1,95	6,05	3,15	8,90	8,40	8,95	20,80	—	1,44	7,20
0,65	0,50	2,00	6,65	3,60	—	9,10	9,75	—	—	—	—
0,70	0,61	2,05	7,20	3,90	10,50	10,00	10,60	22,80	0,23	1,72	7,80
0,75	0,70	2,40	8,00	4,10	—	10,90	11,50	—	—	—	—
0,80	0,75	2,60	8,75	5,05	12,60	11,95	12,65	23,40	—	2,09	8,70
0,85	0,80	3,10	9,65	6,40	—	13,00	13,70	—	—	—	—
0,90	0,83	4,00	10,70	7,35	14,90	14,20	14,90	25,80	0,40	2,70	8,30
0,95	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	10,30
1,00	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3,95	11,50

Влажность воздуха $\varphi$	Фибролит при $t=20^{\circ}\text{C}$	Хлопок-сырец	Хлопчатобумажная ткань	Цементно-песчаный раствор при $t=20^{\circ}\text{C}$	Целлюлоза
0,05	—	—	—	—	—
0,10	—	2,00	2,60	—	—
0,15	—	2,80	—	—	3,55
0,20	—	3,50	3,70	—	—
0,25	—	—	—	—	—
0,30	—	4,70	4,40	—	5,80
0,35	—	—	—	—	—
0,40	2,65	5,50	5,20	0,56	—
0,45	—	—	—	—	—
0,50	3,15	6,50	5,90	0,65	6,30
0,55	—	—	—	—	—
0,60	3,69	8,00	6,80	0,80	—
0,65	—	—	—	—	—
0,70	4,30	10,70	8,10	0,97	7,80
0,75	—	—	—	—	—
0,80	5,30	—	10,00	1,18	—
0,85	—	—	—	—	—
0,90	6,85	—	14,30	1,41	10,50
0,95	—	—	—	—	—
1,00	10,00	—	—	—	—

## некоторых материалов

Глина часов-арская	Дерево при $t=20^{\circ}\text{C}$			Джут при $t=24^{\circ}\text{C}$	Древесная масса (сосна)	Каолин при $t=24^{\circ}\text{C}$	Каучук при $t=24^{\circ}\text{C}$	Керамика из блоков ВТУ	Кизельгур при $t=24^{\circ}\text{C}$
	без предварительного подсушивания	после предварительного просушивания	сосна						
—	—	—	—	1,65	—	0,11	—	—	0,20
1,70	—	—	—	3,05	—	0,22	—	—	0,31
—	—	—	—	4,35	4,55	0,30	—	—	0,50
2,40	—	—	—	5,50	—	0,42	0,35	—	0,67
—	—	—	—	6,50	—	0,54	0,40	—	0,76
3,00	—	—	—	7,40	6,30	0,64	0,50	—	0,82
—	—	—	—	8,20	—	0,74	0,55	—	0,95
3,40	8,75	6,00	4,00	8,85	—	0,79	0,60	0,33	1,10
—	—	—	—	9,55	—	0,82	0,65	—	1,25
4,00	9,25	6,50	4,80	10,35	7,90	0,89	0,70	0,34	1,37
—	—	—	—	11,10	—	0,95	0,75	—	1,50
4,80	10,25	7,50	5,60	12,00	—	1,00	0,80	0,33	1,07
—	—	—	—	13,00	—	1,05	0,85	—	1,80
6,00	12,00	9,50	6,65	14,15	9,50	1,10	0,95	0,51	2,00
—	—	—	—	15,40	—	1,20	1,05	—	2,25
7,70	14,75	12,50	8,00	16,75	—	1,23	1,15	0,55	2,55
—	—	—	—	18,40	—	1,25	1,50	—	2,82
10,00	19,50	17,25	10,40	20,00	12,20	1,275	2,00	0,94	3,22
—	22,50	20,75	—	—	—	—	—	—	—
—	29,25	27,00	15,20	—	—	—	—	1,29	—

Продолжение табл. 1-6

Шелк						Шерсть		
ацетатный	вискозный	медно-аммиачный	натуральный	нитроцеллюлозный $t=24^{\circ}\text{C}$	сырец при $t=24^{\circ}\text{C}$	натуральная	стеклянная при $t=24^{\circ}\text{C}$	шлакобетон при $t=20^{\circ}\text{C}$
—	—	—	—	1,75	2,15	—	0,08	—
0,80	—	4,00	3,20	2,60	3,80	4,70	0,10	—
—	5,60	—	—	3,75	4,70	—	0,12	—
1,10	—	5,70	5,50	4,85	5,50	7,00	0,15	—
—	—	—	—	6,00	6,20	—	0,17	—
1,40	7,60	6,80	6,90	6,50	6,80	8,90	0,19	—
—	—	—	—	7,00	7,40	—	0,21	—
1,90	—	7,90	8,00	7,55	8,00	10,80	0,22	0,89
—	—	—	—	8,10	8,45	—	0,22	—
2,40	9,40	9,20	8,90	8,70	9,25	12,80	0,22	1,08
—	—	—	—	9,90	9,80	—	0,23	—
3,00	—	10,80	10,20	10,80	10,45	14,90	0,23	1,25
—	—	—	—	11,75	11,30	—	0,24	—
3,60	12,90	12,40	11,90	12,30	12,20	17,20	0,25	1,51
—	—	—	—	13,20	13,30	—	0,25	—
4,30	—	14,20	14,30	13,90	15,00	16,90	0,30	1,88
—	—	—	—	15,00	16,50	—	0,35	—
5,30	16,80	16,00	18,80	16,40	19,50	23,40	0,40	2,30
—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	3,10

Влажность воздуха $\varphi$	Кирпич при $t=20^\circ\text{C}$ *				Клей	Кокс	Лен (полотно) при $t=24^\circ\text{C}$	Льняная пряжа	Мыло	Пенобетон* при $t=20^\circ\text{C}$	Пеногипс* при $t=60^\circ\text{C}$
	глиняный	красный	саманный	силикатный							
0,05	—	—	—	—	—	—	1,00	—	—	—	—
0,10	—	—	—	—	4,30	—	1,75	3,60	1,90	—	—
0,15	—	—	—	—	—	0,33	2,30	—	—	—	—
0,20	—	—	—	—	4,80	—	2,95	5,40	3,80	—	—
0,25	—	—	—	—	—	—	3,40	—	—	—	—
0,30	—	—	—	—	5,80	0,60	3,80	6,50	5,70	—	—
0,35	—	—	—	—	—	—	4,20	—	—	—	—
0,40	0,07	0,10	2,10	0,52	6,60	—	4,55	7,30	7,60	1,05	24,55
0,45	—	—	—	—	—	—	4,95	—	—	—	—
0,50	0,09	0,15	2,47	0,62	7,60	1,02	5,30	8,10	10,00	1,24	24,35
0,55	—	—	—	—	—	—	5,70	—	—	—	—
0,60	0,13	0,21	2,85	0,75	9,00	—	6,10	8,90	12,90	1,48	24,05
0,65	—	—	—	—	—	—	6,55	—	—	—	—
0,70	0,19	0,30	3,30	0,91	10,70	1,48	7,10	9,80	16,10	1,78	24,6
0,75	—	—	—	—	—	—	7,75	—	—	—	—
0,80	0,25	0,44	3,92	1,14	11,80	—	8,50	11,20	19,80	2,15	24,55
0,85	—	—	—	—	—	—	9,40	—	—	—	—
0,90	0,33	0,64	4,74	1,46	12,10	1,89	10,35	13,80	23,80	2,66	24,7
0,95	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	25,3
1,00	0,50	1,09	6,10	1,98	—	—	—	—	—	3,48	26,1

\* Объемное влагосодержание  $\text{кг/м}^3 \cdot 100$ .

то давление пара жидкости материала равно давлению насыщенного пара свободной жидкости при температуре материала и не зависит от его влагосодержания, т. е. \*

$$U > U_{г.м}; \quad p_m = p_n = \text{const.} \quad (1-4-12)$$

При этом необходимо сделать оговорку, что здесь мы рассматриваем квазистатический процесс сушки, т. е. бесконечно медленную сушку. В этом случае перепады влагосодержания и температуры внутри материала ничтожно малы, так что средние интегральные их значений равны локальным, в том числе и их значения на поверхности материала.

Если влагосодержание материала меньше максимального гигроскопического ( $U < U_{г.м}$ ), то давление пара жидкости в материале меньше давления насыщенного пара свободной жидкости и является функцией влагосодержания и температуры материала

$$U < U_{г.м}; \quad p_m = f(U, t). \quad (1-4-13)$$

\* В состоянии гигротермического равновесия среднее (по объему) влагосодержание  $U$  равно влагосодержанию в любой точке тела  $u$  ( $u = U = 0,01 \text{ W}$ ).



Пено- силикат * при $t=20^{\circ}\text{C}$	Пено- стекло * после предва- ритель- ного подсуши- вания при $t=20^{\circ}\text{C}$	Пробка* при $t=20^{\circ}\text{C}$	Пух	Резина	Шины	Силикагель	Торф (сфагнум) при $t=20^{\circ}\text{C}$	Торфо- плита $t=20^{\circ}\text{C}$	Уголь подмо- сков- ый
				реген- ерирован- ная при $t=24^{\circ}\text{C}$					
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	5,00	—	0,11	5,70	—	—	—
—	—	—	—	0,85	0,21	9,80	—	—	—
—	—	—	—	0,90	—	—	—	—	—
—	—	—	6,40	1,00	0,32	12,70	—	—	6,40
—	—	—	—	1,05	—	—	—	—	—
0,55	0,17	0,74	—	1,10	0,44	15,20	2,35	1,64	—
—	—	—	—	1,15	—	—	—	—	—
0,67	0,18	0,86	8,10	1,20	0,54	17,20	2,80	1,95	9,20
—	—	—	—	1,40	—	—	—	—	—
0,78	0,19	1,00	—	1,50	0,66	18,80	3,30	2,27	—
—	—	—	—	1,65	—	—	—	—	—
0,96	0,23	1,20	10,40	2,00	0,76	20,20	3,90	2,70	13,00
—	—	—	—	2,50	—	—	—	—	—
1,19	0,30	1,47	—	3,00	0,88	21,50	4,75	3,30	15,50
—	—	—	—	3,75	—	—	—	—	—
1,51	0,49	1,90	12,70	4,00	0,99	22,60	6,15	4,25	—
—	1,16	—	—	—	—	—	—	—	—
2,05	2,00	2,75	—	—	—	—	8,95	6,16	—

В связи с этим различают область влажного состояния материала ( $U > U_{г.м.}$ ) и область гигроскопического состояния материала ( $U < U_{г.м.}$ ).

Эта классификация состояний материала с точки зрения процесса сушки схематически изображена на рис. 1-29.

Необходимо отметить, что это деление носит условный характер. Реальный процесс сушки происходит при наличии градиента влагосодержания или градиента температуры, поэтому влагосодержание материала на поверхности материала не равно среднему влагосодержанию. Очень часто при среднем влагосодержании материала  $U > U_{г.м.}$  влагосодержание на его поверхности близко к равновесному.

На рис. 1-29 видно, что процесс сушки как термический процесс обезвоживания материала является более общим процессом. Десорбция есть процесс, обратный процессу сорбции, при котором также происходит сушка материала в пределах зоны гигроскопического влагосодержания. Следовательно, процесс сушки включает в себя как часть его и процесс десорбции.

В отличие от влагосодержания тела влажность материала равна содержанию жидкости  $m_{ж.}$  отнесенной к единице массы влажного

**Максимальное приведенное гигроскопическое влагосодержание  
и коэффициент  $B$  уравнения изотермы десорбции**

Материал	$t, ^\circ\text{C}$	$W_c, \%$	$B, 1/\%$
Асбестовое волокно . . . . .	24	1,00	0,21
Бумага асбестовая . . . . .	24	4,54	0,58
Бумага газетная . . . . .	24	13,0	0,16
То же лакированная . . . . .	24	8,33	0,46
То же оберточная (хвойная) . . . . .	—	17,2	0,10
То же писчая . . . . .	24	17,5	0,12
То же упаковочная (крафт) . . . . .	24	17,2	0,98
Вата гигроскопическая . . . . .	—	28,6	0,03
То же стеклянная . . . . .	—	0,62	4,92
Войлок (шерстяной) . . . . .	40	3,31	0,83
То же . . . . .	20	3,50	0,75
То же . . . . .	0	3,50	0,71
То же . . . . .	—20	3,70	0,59
То же . . . . .	—40	4,00	0,58
Гипсошлакобетон . . . . .	20	11,5	0,11
Глина часов-ярская . . . . .	—	11,1	0,21
Дерево . . . . .	20	23,8	0,09
Дерево после предварительного просушивания . . . . .	20	22,2	0,15
Сосна . . . . .	40	13,15	0,23
То же . . . . .	20	14,28	0,20
То же . . . . .	0	14,28	0,17
То же . . . . .	—20	14,28	0,15
То же . . . . .	—40	14,70	0,13
Джут . . . . .	24	25,00	0,08
Древесная мука (сосна) . . . . .	—	13,7	0,08
Каолин . . . . .	24	1,43	0,65
Каучук . . . . .	24	1,61	1,15
Керамика из блоков . . . . .	20	1,56	4,07
Кизельгур . . . . .	24	4,00	0,71
Кирпич глиняный . . . . .	20	0,59	13,0
Кирпич красный . . . . .	40	1,00	10,90
То же . . . . .	20	1,11	7,70
То же . . . . .	0	1,25	6,00
То же . . . . .	—20	1,33	4,28
То же . . . . .	—40	1,54	3,54
Кирпич саманный . . . . .	40	5,55	0,41
То же . . . . .	20	5,71	0,33
То же . . . . .	0	6,09	0,29
То же . . . . .	—20	6,28	0,24
То же . . . . .	—40	6,57	0,20
Кирпич силикатный . . . . .	40	1,82	1,93
То же . . . . .	20	1,88	1,55
То же . . . . .	0	2,00	1,30
То же . . . . .	—20	2,15	1,07
То же . . . . .	—40	2,38	0,95
Клей . . . . .	—	14,7	0,09
Кокс . . . . .	—	2,85	1,02
Лен (полотно) . . . . .	24	11,75	0,15
Льняная пряжа . . . . .	—	13,9	0,07
Мыло . . . . .	—	40,0	0,12
Пенобетон . . . . .	40	2,90	1,08

Материал	$t, ^\circ \text{C}$	$W_c, \%$	$B, 1/\%$
Пенобетон . . . . .	20	2,94	0,88
То же . . . . .	0	3,07	0,70
То же . . . . .	-20	3,33	0,63
То же . . . . .	-40	3,64	0,52
Пеногипс . . . . .	60	25,2	0,003
Пеносиликат . . . . .	40	1,88	1,85
То же . . . . .	20	2,00	1,46
То же . . . . .	0	2,08	1,21
То же . . . . .	-20	2,22	1,02
То же . . . . .	-40	2,38	0,83
Пеностекло после предварительного просу- шивания . . . . .	20	1,33	10,0
Пробка . . . . .	40	2,50	1,29
То же . . . . .	20	2,50	1,11
То же . . . . .	0	2,63	0,99
То же . . . . .	-20	2,70	0,86
То же . . . . .	-40	2,77	0,80
Пух . . . . .	—	13,5	0,07
Резина регенерированная . . . . .	24	3,7	0,61
Резина шины . . . . .	—	1,25	1,63
Силикагель . . . . .	—	23,8	0,03
Торф (сфагнум) . . . . .	40	7,58	0,40
То же . . . . .	20	8,33	0,34
То же . . . . .	0	8,61	0,30
То же . . . . .	-20	8,61	0,26
То же . . . . .	-40	9,09	0,24
Торфплита . . . . .	40	5,32	0,58
То же . . . . .	20	5,43	0,48
То же . . . . .	0	5,21	0,40
То же . . . . .	-20	5,94	0,39
То же . . . . .	-40	6,02	0,34
Уголь подмосковный . . . . .	—	2,32	0,90
Фибролит . . . . .	40	8,69	0,35
То же . . . . .	20	9,25	0,30
То же . . . . .	0	9,43	0,27
То же . . . . .	-20	10,41	0,26
То же . . . . .	-40	10,51	0,24
Хлопок-сырец . . . . .	—	21,7	0,15
Хлопчатобумажная ткань . . . . .	—	13,9	0,13
Цементно-песочный раствор . . . . .	20	1,78	1,07
Целлюлоза . . . . .	—	11,1	0,09
Шелк ацетатный . . . . .	—	9,07	0,49
» вискозный . . . . .	—	17,8	0,07
» медно-аммиачный . . . . .	—	18,2	0,08
» натуральный . . . . .	—	18,2	0,08
» нитроцеллюлозный . . . . .	—	17,8	0,07
Шелк-сырец . . . . .	24	19,2	0,08
Шерсть . . . . .	—	31,2	0,67
» стеклянная . . . . .	24	4,34	3,18
Шлакобетон . . . . .	40	2,90	1,08
То же . . . . .	20	2,94	0,88
То же . . . . .	0	3,07	0,70
То же . . . . .	-20	3,33	0,63
То же . . . . .	-40	3,64	0,52

материала (относительная влажность материала по прежней терминологии), т. е.

$$W_{от} = \frac{m_{ж}}{m_0 + m_{ж}}, \quad (1-4-14)$$

где  $m_0$  — масса абсолютно сухого материала, кг;  $W_{от}$  — влажность материала влажного тела, кг/кг или %.

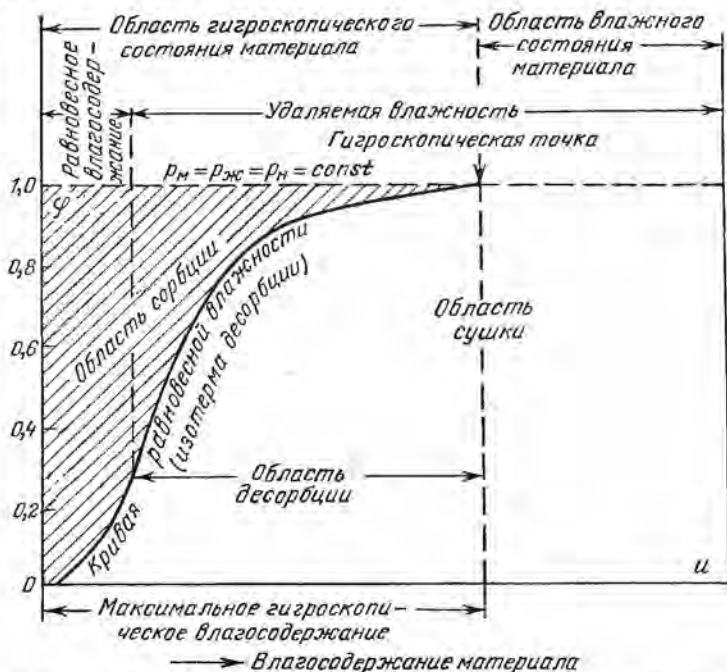


Рис. 1-29. Схема классификации состояния материала с точки зрения процесса сушки.

Следовательно, зависимость между влагосодержанием и влажностью материала можно записать так:

$$W_{от} = \frac{W}{1 + W}. \quad (1-4-15)$$

Таким образом, влагосодержанию  $W = 1$  кг/кг (100%) соответствует влажность материала  $W_{от} = 0,5$  кг/кг (50%).

## 1-5. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ВЛАГОПЕРЕНОСА

### Потенциал влагопереноса

Кинетика переноса тепла и массы вещества в капиллярнопористых телах определяется разностью потенциалов переноса. Потенциал переноса тепла (температура) был введен очень давно и получил свое строгое обоснование в термодинамике. Потенциал переноса

влаги во влажных телах был введен только в последнее время на основе термодинамической аналогии тепло- и массообмена.

Термодинамика в отличие от молекулярной физики изучает макроскопические свойства тела или системы тел и процессы их взаимодействия, не интересуясь микроскопической картиной. Это обстоятельство имеет особо важное значение при исследовании переноса влаги в капиллярнопористых телах, где молекулярная картина необычайно сложна. В то же время применение термодинамических методов не означает отказа от молекулярно-кинетического метода. Термодинамика и молекулярно-кинетическая теория должны взаимно дополнять друг друга, один и тот же опытный материал должен служить предметом комплексного анализа. Перенос влаги не отделим от переноса тепла, и явления тепло- и массопереноса необходимо рассматривать в их неразрывной связи. Поэтому вполне естественным является применение к массопереносу тех методов и той системы понятий, которые с успехом применяются в явлениях переноса тепла.

Известно, что потенциалом переноса парообразной влаги во влажном воздухе является химический потенциал, который является функцией температуры и парциального давления пара. Следовательно, в области гигроскопического состояния химический потенциал парообразной влаги может быть выражен через влагосодержание и температуру тела. В области влажного состояния тела химический потенциал, рассчитанный на единицу массы поглощенной воды, равен химическому потенциалу свободной воды, т. е. будет являться величиной постоянной (изменение давления пара над поверхностью мениска макрокапилляров с изменением радиуса капилляров практически равно нулю).

Поэтому в области влажного состояния химический потенциал влаги не может служить в качестве потенциала переноса влаги.

Представляют интерес экспериментальные методы определения единого потенциала переноса влаги для любого влагосодержания материала как для гигроскопического, так и для влажного состояния.

По аналогии с тепловым потенциалом (температурой) введем понятие потенциала переноса влаги. С этой целью используем следующие опытные факты. В состоянии термодинамического равновесия, например при гигротермическом равновесии, существует определенное распределение влаги в теле или системе тел. При увеличении общей массы влаги растет ее содержание в отдельных частях тела. Потенциал влагопереноса есть некоторая функция влагосодержания и внешних параметров, которые в состоянии термодинамического равновесия должны быть одинаковы во всех частях тела или системы тел.

На рис. 1-30 приведены распределения теплового потенциала и теплосодержания (энтальпии) двух тел (свинца и железа) и распределения аналогичных равновесных параметров вещества для пластины из торфа и листов фильтровальной бумаги. Из рис. 1-30

видно, что температура свинца и железа одинакова и равна  $50^{\circ}\text{C}$ . Теплосодержание на границе соприкосновения этих тел испытывает скачок: теплосодержание железа равно  $5,5 \text{ ккал/кг}$  ( $0,11 \cdot 50 = 5,5$ ), а свинца —  $1,5 \text{ ккал/кг}$  ( $0,03 \cdot 50 = 1,5$ ). Рисунок 1-30 показывает, что распределение влагосодержания в торфе и бумаге равномерно, в бумажной пластине оно равно  $0,5$ , а в торфе —  $2,1 \text{ кг/кг}$ . На границе их соприкосновения имеет место скачок влагосодержания,

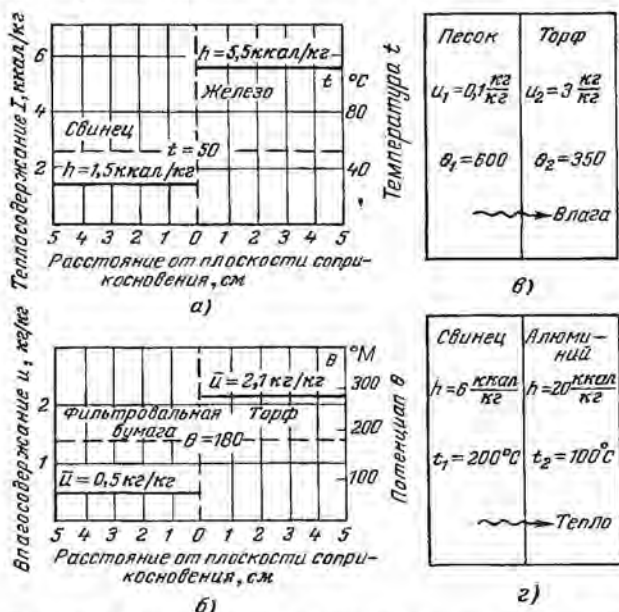


Рис. 1-30. Распределение теплосодержания, влагосодержания и потенциалов переноса в системе двух соприкасающихся тел (а, б). Переход вещества и тепла от тела с меньшим содержанием к телу с большим содержанием (в, г).

аналогичный скачку теплосодержания. Как будет показано ниже, потенциал переноса вещества для обоих тел одинаков и равен  $180$  влагообменным градусам. Из роста влагосодержания для всех частей системы следует, что функция потенциала либо монотонно возрастающая, либо монотонно убывающая.

Мы всегда можем выбрать потенциал  $\theta$  ( $u$ ,  $T$ ) так, чтобы  $\theta$  росло с увеличением  $u$ , и для всех шкал потенциала принять  $\partial\theta/\partial u > 0$ .

### Влагоемкость влажного тела

По аналогии с удельной теплоемкостью  $c$  введем понятие удельной изотермической влагоемкости по соотношению

$$c_m = \left( \frac{\partial u}{\partial \theta} \right)_T, \quad (1-5-1)$$



где  $(\partial u / \partial \theta)_T$  — частная производная от удельного влагосодержания по потенциалу влагопереноса при постоянной температуре. Если удельная влагоемкость  $c_m$  постоянна, то из соотношения (1-5-1) следует:

$$u = b + c_m \theta, \quad (1-5-2)$$

где  $b$  — некоторая постоянная. Следовательно, потенциал влагопереноса при постоянной температуре и влагоемкости является линейной функцией влагосодержания. Размерность удельной влагоемкости —  $\text{кг}/\text{кг}^\circ\text{М}$ , где  $^\circ\text{М}$  обозначает массообменный (лагообменный) градус.

Напомним, что в случае молярного переноса капиллярной жидкости потенциалом влагопереноса является капиллярный потенциал  $\Psi$ . Капиллярный потенциал по определению является отрицательной величиной, и влагоперенос происходит от низшего капиллярного потенциала к высшему капиллярному потенциалу аналогично теплопереносу в области отрицательных температур, определяемых по шкале Цельсия ( $t < 0^\circ\text{C}$ ). При влагосодержании  $u = 0$  капиллярный потенциал максимален  $\Psi_{\text{макс}}$ , а при некотором максимальном влагосодержании (влажность намокания) — равен нулю. Следовательно, для капиллярного потенциала постоянная в соотношении (1-5-2) равна произведению максимального капиллярного потенциала на удельную влагоемкость. Если влагоперенос происходит молекулярным путем (избирательная диффузия), то потенциалом переноса является осмотическое давление  $P$ , для которого производная  $\partial P / \partial u$  отрицательна.

Потенциал влагопереноса  $\theta$  будем считать положительным ( $\partial u / \partial \theta > 0$ ), а постоянную  $b$  в области малых значений влагосодержания — равной нулю, полагая, что потенциал влагопереноса абсолютно сухого тела равен нулю. В этом случае потенциал переноса капиллярной жидкости будет равен разности между максимальным капиллярным потенциалом  $\Psi_{\text{макс}}$  и капиллярным потенциалом при данном влагосодержании  $\Psi$  ( $\theta = \Psi_{\text{макс}} - \Psi$ ). Градиент потенциала влагопереноса будет равен градиенту капиллярного потенциала с обратным знаком ( $\nabla \theta = -\nabla \Psi$ ). Аналогичная зависимость будет иметь место и для диффузионного переноса жидкости.

К данному механизму переноса жидкости можно отнести перенос влаги внутри капиллярной поры, закрытой жидкостными менисками, когда испарение жидкости происходит на одном мениске поры, а конденсация пара — на противоположном. При этом необходимо, чтобы перепад температуры вдоль капиллярной поры в направлении переноса был бесконечно мал, т. е. испарение и конденсация происходили бы при одинаковой температуре. Само собой разумеется, что количество жидкости, испарившейся с одного мениска, должно быть равно количеству сконденсировавшегося пара на противоположном мениске. Такой процесс переноса пара внутри за-

крытой капиллярной поры термодинамически равнозначен переносу жидкости\*.

При постоянной удельной влагоемкости в области малых значений влагосодержания из формулы (1-5-2) получим:

$$u = c_m \theta, \quad (1-5-3)$$

т. е. шкала потенциала  $\theta$  влагопереноса аналогична шкалам Цельсия в области положительных температур.

Согласно принятой шкале влагоперенос от одного тела к другому происходит от тела с большим потенциалом к телу с меньшим потенциалом. В состоянии термодинамического равновесия потенциалы тел, находящихся в соприкосновении, равны друг другу ( $\theta_1 = \theta_2$ ), а удельные влагосодержания не одинаковы.

Из формулы (1-5-3) следует, что при  $\theta_1 = \theta_2$

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{c_{m1}}{c_{m2}}, \quad (1-5-4)$$

т. е. отношение удельных влагосодержаний пропорционально их влагоемкостям. Для одного и того же тела  $c_{m1} = c_{m2}$  и  $u_1 = u_2$ , т. е. распределение влагосодержания в теле в состоянии равновесия будет равномерным (см. рис. 1-30). Количество влаги  $\Delta M_B$ , перешедшей от одного тела к другому при соприкосновении тел с разными потенциалами:

$$\Delta M_B = M_0 \Delta u = c_m M_0 (\theta_2 - \theta_1), \quad (1-5-5)$$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — потенциалы влагопереноса соответственно до начала влагообмена и в конце его;  $M_0$  — масса абсолютно сухого тела. Формула (1-5-5) аналогична элементарной формуле теплообмена

$$\Delta Q = c_q M_0 (t_2 - t_1), \quad (1-5-6)$$

где  $c_q$  — удельная теплоемкость тела.

Произведение удельной влагоемкости  $c_m$  на массу абсолютно сухого тела  $M_0$  назовем влагоемкостью тела

$$C_m = c_m M_0 = c_m \rho_0 V_0. \quad (1-5-7)$$

Произведение  $c_m \rho_0$ , равное отношению  $C_m/V_0$ , является объемной влагоемкостью тела.

Соотношения (1-5-3) — (1-5-7) справедливы для тел с постоянной влагоемкостью. Если влагоемкость изменяется в зависимости от потенциала влагопереноса  $\theta$ , а следовательно, и от влагосодержания  $u$ , то в этих соотношениях под величиной  $c_m$  надо понимать среднюю удельную влагоемкость в интервале потенциала влагопереноса  $\Delta \theta = \theta_2 - \theta_1$ .

\* В теории фильтрации такие «закрытые» поры не входят в эффективную пористость тела, и при расчете движения жидкости они исключаются. В этом принципиальная разница теории фильтрации и теории влагопереноса в процессе сушки [Л. 41].

Истинная удельная влагоемкость находится по соотношению (1-5-1) и численно равна тангенсу угла наклона касательной к кривой, определяющей зависимость влагосодержания от потенциала массопереноса при постоянной температуре.

### Экспериментальная шкала потенциала влагопереноса

Для того чтобы воспользоваться выведенными соотношениями, необходимо иметь экспериментальную шкалу потенциала влагопереноса  $\theta$ . В отличие от экспериментальной термодинамики, где потенциал теплопереноса (температура) измеряется непосредственно, в нашем случае непосредственно определяется влагосодержание путем сушки тела до абсолютно сухого состояния. Для лучшего уяснения принципа построения шкалы потенциала  $\theta$  обратимся к аналогии.

Напомним элементарный калориметрический опыт по определению теплоемкости тела. Нагретое до определенной температуры исследуемое тело приводят в соприкосновение с калориметрической жидкостью (водой). В результате теплообмена между телом и жидкостью устанавливается тепловое равновесие. Определив повышение температуры жидкости, находят теплоемкость тела. При этом удельную теплоемкость калориметрической жидкости (воды) принимают за единицу. В этом случае удельное теплосодержание (энтальпия) эталонной (калориметрической) жидкости будет равно температуре (тела и жидкости), а удельная теплоемкость исследуемого тела будет равна отношению удельных теплосодержаний тела и эталонной жидкости. В этом элементарном опыте теплоемкости тела и жидкости считают постоянными.

Таким образом, наиболее простой метод построения шкалы потенциала  $\theta$  состоит в определении удельных влагосодержаний системы двух тел (исследуемого и эталонного), приведенных в непосредственное соприкосновение друг с другом и находящихся в состоянии термодинамического равновесия. При этом важно, чтобы непосредственный контакт обеспечивал свободный влагообмен между телами. Если влагосодержание тела больше максимального сорбционного влагосодержания ( $u > u_{cm}$ ), то влагообмен происходит при непосредственном соприкосновении капиллярнопористых тел. При влагосодержании, меньшем максимального сорбционного ( $u < u_{cm}$ ), необходимым условием термодинамического равновесия является не только постоянство температур, но и постоянство влажности окружающего воздуха ( $T = \text{const}$ ,  $\phi = \text{const}$ ). В этом случае имеет место влагообмен путем сорбции и десорбции для паровоздушной смеси, а также непосредственный массообмен жидкости через соприкасающиеся поверхности тел.

В качестве эталонного тела аналогично калориметрической жидкости служит целлюлоза, так как она имеет большую гигроскопичность (максимальное сорбционное влагосодержание при  $t = 25^\circ \text{C}$  около  $0,28 \text{ кг/кг}$ ) и обладает хорошим намоканием. Все

основные формы связи влаги с влажными телами (физико-химическая и физико-механическая) представлены в целлюлозе. Это обстоятельство является существенно необходимым при выборе эталонного тела. Кроме того, влагосодержание такого эталонного тела определяется достаточно точно.

Простейший опыт состоит в следующем. В полый цилиндр, открытый с двух концов и наполовину заполненный листами фильтровальной бумаги определенного влагосодержания, помещается исследуемое тело (например, насыпается кварцевый песок). Затем цилиндр закрывается с концов, взвешивается для определения плотности исследуемого тела и помещается в термостат\*. По истечении определенного промежутка времени обычными способами исследуется распределение влагосодержания в эталонном и исследуемом телах. Из приведенных на рис. 1-30 графиков легко определить влагосодержание исследуемого и эталонного тел на границе соприкосновения (для торфа  $u_2 = 2,1 \text{ кг/кг}$ , а для эталонного тела — фильтровальной бумаги  $u_1 = 0,5 \text{ кг/кг}$ ). Чтобы найти потенциал влагопереноса  $\theta$  по величине удельного влагосодержания эталонного тела, необходимо задать величину его удельной влагоемкости. В отличие от эталонной калориметрической жидкости удельную изотермическую влагоемкость эталонного тела  $(c_{m\text{э}})_T$  принимаем равной не единице, а  $1/100$  максимального сорбционного влагосодержания

$$(c_{m\text{э}})_T = \frac{1}{100} U_{cm}, \quad (1-5-8)$$

т. е. удельному влагосодержанию эталонного тела  $U_{cm}$  соответствует потенциал  $\theta$  в 100 массообменных градусов. Такой выбор удельной влагоемкости обусловлен следующими обстоятельствами: во-первых, максимальное сорбционное влагосодержание при определенной температуре является константой, не зависящей от способа его достижения (изотермы сорбции и десорбции при  $\varphi = 1$  совпадают); во-вторых, при применении разных эталонных тел в точке максимальной гигроскопичности ( $\varphi = 1$ ) получаем один и тот же потенциал  $\theta$ , равный  $100^\circ \text{ М}$ . Благодаря этому вводится единая экспериментальная шкала потенциала  $\theta$ , корректирующая некоторое различие в эталонных образцах.

Следовательно, потенциал влагопереноса  $\theta$  определяем по влагосодержанию эталонного тела  $u_{\text{э}}$ , для которого удельную влагоемкость принимаем постоянной и равной  $0,01 U_{cm}$ , где  $U_{cm}$  — максимальное сорбционное влагосодержание эталонного тела при  $t = 25^\circ \text{ С}$ , т. е.

$$\theta = \frac{u_{\text{э}}}{(c_{m\text{э}})_T} = \left( \frac{u_{\text{э}}}{U_{cm}} \right)_T 100. \quad (1-5-9)$$

\* Если влагосодержание тела меньше максимального сорбционного влагосодержания, то цилиндр с открытыми концами помещают в эксикатор с определенной влажностью воздуха ( $T = \text{const}$ ,  $\varphi = \text{const}$ ).

Для фильтровальной бумаги при температуре  $25^{\circ}\text{C}$   $U_{\text{ст}} = 0,277$ . Тогда потенциал массопереноса  $\theta$  для системы соприкасающихся тел, приведенных на рис. 1-30 (снизу),

$$\theta = \frac{0,5}{0,277} 100 = 180^{\circ}\text{М.} \quad (1-5-10)$$

Этому потенциалу соответствует влагосодержание торфа  $2,1 \text{ кг/кг}$ .

Произведя опыты при разных начальных влагосодержаниях исследуемого тела, получим зависимость между влагосодержанием тела и потенциалом влагопереноса при постоянной температуре

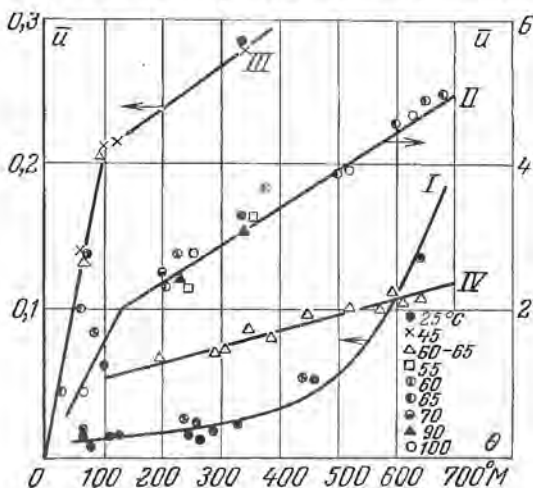


Рис. 1-31. Зависимость влагосодержания  $u$  (кг/кг) от потенциала массопереноса  $\theta$  ( $^{\circ}\text{М}$ ) при разной температуре для материалов.

*I* — кварцевого песка; *II* — фрезерного торфа; *III* — красной глины; *IV* — древесины.

(рис. 1-31). Как видно из рисунка, кривые  $u = f(\theta)$  в зависимости от форм связи влаги имеют разный вид. Для кварцевого песка с характерной капиллярной связью влаги удельная массоемкость  $(\partial u / \partial \theta)_T$  непрерывно увеличивается с повышением потенциала  $\theta$ . Для торфа, древесины и глины удельная влагоемкость при  $\theta > 100^{\circ}\text{М}$  постоянная. В гигроскопической области ( $\theta < 100^{\circ}\text{М}$ ) удельная влагоемкость глины резко увеличивается.

Средние удельные массоемкости (влагоемкости) приведены в табл. 1-8, из которой следует, что наибольшей влагоемкостью в интервале  $100 - 700^{\circ}\text{М}$  обладает торф, минимальной — кварцевый песок.

Влагоемкость тела может служить качественной характеристикой связи влаги с влажными телами. Величина влагоемкости зависит от эталонного тела. В качестве эталонного тела была выбрана целлюлоза в форме листов фильтровальной бумаги. Это было обус-



## Средние удельные изотермические массоемкости некоторых влажных тел

Тело	$t, ^\circ\text{C}$	$\theta, ^\circ\text{M}$	$w, \%$	$c_m, \text{кг/кг}^\circ\text{M}$
Кварцевый песок . . . . .	{ 25 25 25	100—300 300—550 550—700	0,8—2,0 20—7,5 7,5—18,0	0,007 0,025 0,090
Древесина (сосна) . . . . .	40—65	200—700	130—230	0,21
Низинный торф . . . . .	{ 21—100 21—100	100—300 300—700	110—250 250—500	1,20 0,50
Красная глина . . . . .	21—45	100—400	21—30	0,028
Каолин . . . . .	25—70	80—250	35—50	0,10
Мучное тесто . . . . .	25—55	35—50	20—35	0,12
Желатин . . . . .	25	70—100	40—60	0,7

ловлено следующими обстоятельствами: 1) целлюлоза содержит влагу всех видов связи (адсорбционную, капиллярную и осмотическую); 2) изменение равновесного влагосодержания с повышением температуры при разных значениях влажности воздуха  $\varphi$  происходит примерно одинаково.

Так, на рис. 1-32 приведены изотермы сорбции фильтровальной бумаги при температурах от 22 до 80° С построенные по данным Н. В. Арциховской. Видно, что относительное равновесное влагосодержание практически не зависит от температуры и является однозначной функцией влажности воздуха. (Небольшие колебания в величине  $u_r/u_c$  в зависимости от температуры носят случайный характер, связанный с постановкой эксперимента.) Этот результат является очень важным, так как позволяет сделать вывод, что потенциал влагопереноса в гигроскопической области зависит только от  $\varphi$ . Эта зависимость  $\theta = f(\varphi)$  представлена на том же рисунке в виде графика, полученного путем осреднения изотерм сорбции для разных температур. Отсюда следует, что потенциал массопереноса  $\theta$ , измеряемый эталонным телом (целлюлозой), в гигроскопической области характеризует изотермический массоперенос пара и жидкости в капиллярнопористых телах.

Из простого термодинамического анализа, подтвержденного прямыми экспериментами Г. А. Максимова, следует, что равновесное влагосодержание тела при определенных  $t_c$  и  $\varphi$  не зависит от того, находилось ли тело в соприкосновении с другим или равновесие достигалось одним телом. При этом предполагается, что соприкосновение не вызывает каких-либо химических взаимодействий или изменения структуры тел.

Следовательно, максимальному сорбционному влагосодержанию любого тела соответствует потенциал влагопереноса 100° М, а область гигроскопического состояния соответствует интервалу потенциала  $\theta$  от 0 до 100° М. Таким образом, потенциал влагопереноса



$\theta$  ( $0 < \theta < 100$ ) определяется по величине влажности воздуха, с которым тело находится в равновесии, т. е. исходным эталоном для экспериментальной шкалы влагопереноса является влажный воздух.

Логарифм влажности воздуха, равный логарифму отношения давления пара воды над телом к давлению насыщенного пара над поверхностью свободной воды, прямо пропорционален изотермической свободной энергии связи данного количества влаги  $u_p$  в теле. Следовательно, потенциал влагопереноса  $\theta$  является функцией

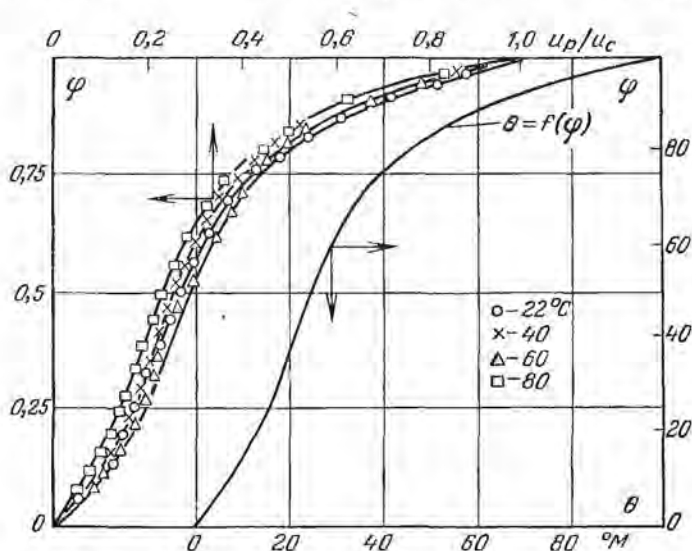


Рис. 1-32. Зависимость между относительным равновесным влагосодержанием фильтровальной бумаги ( $u_p/u_c$ ) и потенциалом массопереноса  $\theta$  от влажности воздуха.

изотермической свободной энергии связи влаги с капиллярнопористым телом.

Представляет интерес сравнить потенциал  $\theta$  с потенциалом переноса влаги, применяемым в агрофизике. В работах американских исследователей в качестве потенциала переноса влаги в грунтах и почвах принимается величина  $pF$ , равная логарифму от сосущей силы  $F$ . В области влажного состояния тела ее величина пропорциональна капиллярному давлению, экспериментально определяемому тензиометром. В гигроскопической области сосущая сила  $F$  определяется по величине относительной влажности воздуха, соответствующей равновесному влагосодержанию тела:

$$F = \frac{RT}{M_1} \ln \varphi, \quad (1-5-11)$$

где  $M_1$  — молекулярная масса;  $R$  — универсальная газовая по-

стоянная. Сосущая сила  $F$  в обоих случаях измеряется в единицах давления (см вод. ст.).

Специальными опытами был определен потенциал  $pF$  для нашего эталонного тела (фильтровальная бумага) в области влажного состояния, а в гигроскопической области он был подсчитан по формуле (1-5-11). Результаты представлены на рис. 1-33, из которого видно, что в области влажного состояния  $pF$  является линейной функцией влагосодержания. Следовательно, в этой области между потенциалом  $pF$  и  $\theta$  существует простая зависимость

$$pF = 3,66 - 1,5 \cdot 10^{-3} \theta$$

при  $\theta > 100^\circ \text{М}$ . (1-5-12)

В гигроскопической области соотношение между  $pF$  и  $\theta$  имеет

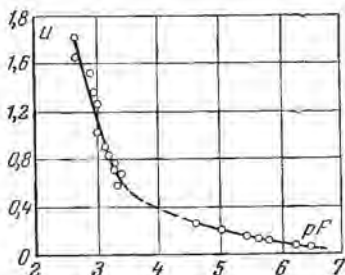


Рис. 1-33. Зависимость между потенциалом  $pF$  и влагосодержанием  $u$  (кг/кг) эталонного тела (фильтровальной бумаги) при температуре  $21^\circ \text{С}$ .

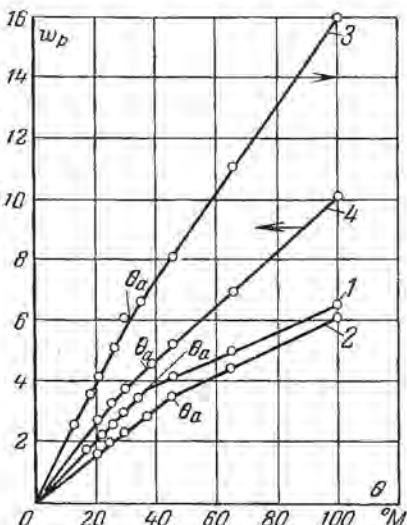


Рис. 1-34. Зависимость между влагосодержанием  $w_p$  (%) и потенциалом  $\theta$  массопереноса в гигроскопической области ( $0 < \theta < 100^\circ \text{М}$ ) при температуре  $20^\circ \text{С}$  для материалов.

1 — пенобетона,  $\rho = 700 \text{ кг/м}^3$ ; 2 — торфоплит; 3 — древесины (сосна); 4 — фибролита.

сложный вид\*, однако важно отметить то обстоятельство, что потенциал  $\theta$  однозначно определяется влажностью воздуха  $\phi$ . Имея однозначную зависимость  $\theta = f(\phi)$ , можно из эксперимен-

\* Б. А. Посновым [Л. 67] была предложена следующая эмпирическая формула для равновесного влагосодержания древесины  $\frac{1}{u_p} = \frac{1}{u_c} + B \ln \phi$ , где  $B$  — коэффициент, зависящий от температуры. Применив эту формулу в качестве первого приближения для фильтровальной бумаги и положив при этом, что произведение  $Bu_p$  не зависит от температуры, получим  $\theta = 100 - Bu_p 100 \ln \phi$ . Следовательно, величина  $(100 - \theta)$  пропорциональна  $\ln \phi$ , а потенциал  $pF$  пропорционален  $\ln \left( \frac{RT}{M} \ln \phi \right)$ , поэтому между  $pF$  и  $\theta$  линейная зависимость не имеет места.

тальных данных по равновесному влагосодержанию (изотермы сорбции и десорбции) различных материалов определить потенциал влагопереноса  $\theta$ , а из кривых  $u_p = f(\theta)$  — удельную изотермическую влагоемкость.

На рис. 1-34 приведены такие графики для некоторых строительных материалов, из которых видно, что зависимость между влагосодержанием  $w$  и потенциалом массопереноса  $\theta$  имеет линейный характер с точкой излома при некотором значении  $\theta_a$ . Наличие этой точки излома объясняется переходом от одной формы связи влаги к другой. Для тел с микрокапиллярной структурой потенциал  $\theta_a$  отмечает переход влаги полимолекулярной адсорбции к капиллярной влаге. При этом удельная влагоемкость, численно равная тангенсу угла наклона участка прямой  $w(\theta)$ , при переходе от одной формы связи к другой изменяется. Влагоемкость при адсорбционной связи влаги больше, чем влагоемкость при капиллярной связи влаги (рис. 1-34).

По величине влагоемкости можно подсчитать влагосодержание тела по следующим формулам

$$u = c'_m \theta; \quad 0 < \theta < \theta_a; \quad (1-5-13)$$

$$u = c''_m (\theta - \theta_a) + c'_m \theta_a; \quad \theta_a < \theta < 100^\circ \text{ М}, \quad (1-5-14)$$

где  $c'_m$  и  $c''_m$  — соответственно изотермические удельные влагоемкости в интервале потенциала влагопереноса от нуля до  $\theta_a$  и от  $\theta_a$  до  $100^\circ \text{ М}$ . Значения  $c'_m$  и  $c''_m$  для некоторых тел приведены в табл. 1-9, из которой видно, что для большинства тел с увеличением потенциала  $\theta$  удельная влагоемкость уменьшается. Для ка-

Таблица 1-9

Изотермические удельные влагоемкости некоторых влажных тел при температуре  $25^\circ \text{ С}$

Материалы	$c'_m \cdot 10^3$	$c''_m \cdot 10^3$	$c'''_m \cdot 10^3$
Пенобетон $\rho_0 = 700$ . . . . .	0,110	0,040	—
Торфоплита . . . . .	0,074	0,052	—
Древесина (сосна) . . . . .	0,380	0,270	0,21
Фибролит . . . . .	0,130	0,090	—
Красная глина . . . . .	0,180	0,180	0,03
Торф низинный . . . . .	—	1,200	0,51
Кирпич красный . . . . .	0,004	0,009	—
Кварцевый песок $100 < \theta < 300$ . . . . .	—	—	0,007
$300 < \theta < 550$ . . . . .	—	—	0,025
$550 < \theta < 700$ . . . . .	—	—	0,90

пиллярнопористых тел с наличием большого количества макрокапилляров и пор влагоемкость  $c''_m > c'_m$ , т. е. наклон прямой  $w(\theta)$  при переходе через точку  $\theta_a$  увеличивается (табл. 1-9).

В области влажного состояния тела ( $\theta > 100^\circ \text{М}$ ) потенциал массопереноса определяется также по влагосодержанию эталонного тела (фильтровальная бумага), приведенного в соприкосновение с исследуемым. В этой области температура не влияет на величину потенциала массопереноса для многих материалов (рис. 1-31), однако для ряда влажных тел потенциал  $\theta$  зависит от температуры. Для них наряду с определением удельной изотермической массоемкости  $c_m$ , необходимо находить также температурный коэффициент потенциала массопереноса  $(\partial\theta/\partial T)_u$ .

Влагосодержание тела можно подсчитать по формуле

$$u = c_m''' (\theta - 100) + c_m'' (100 - \theta_a) + c_m' \theta_a \quad \text{при } \theta > 100^\circ \text{М}. \quad (1-5-15)$$

Значения удельной влагоемкости при  $\theta > 100^\circ \text{М}$  приведены также в табл. 1-9.

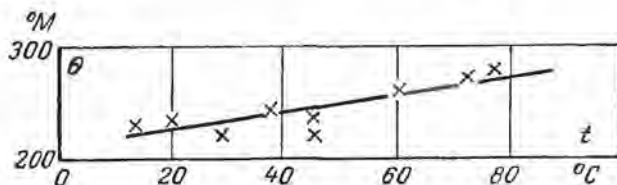


Рис. 1-35. Зависимость потенциала влагопереноса  $\theta$  от температуры  $t$  для кварцевого песка.

Зависимость между потенциалом влагопереноса  $\theta$  и температурой (при  $\theta > 200^\circ \text{М}$ ), по данным Ф. М. Полонской, представлена на рис. 1-35. Из рисунка видно, что температурный коэффициент потенциала влагопереноса является величиной постоянной  $(\partial\theta/\partial T)_u = 0,6^\circ \text{М}/^\circ \text{С}$ . Для песка с влагосодержанием от 8 до 24% в опытах Ф. М. Полонской наблюдалась линейная зависимость между  $\theta$  и  $t$ , поэтому удельная влагоемкость песка была равна примерно  $0,05 \cdot 10^{-2} \text{ кг/кг}^\circ \text{М}$ .

### Термоградиентный коэффициент $\delta_p$

К числу термодинамических параметров относится и термоградиентный коэффициент  $\delta_p$ , если он определяется как отношение перепада влагосодержания  $\Delta u$  к перепаду температуры  $\Delta T$  в стационарном состоянии при отсутствии влагопереноса:

$$\delta_p = \left( \frac{\Delta u}{\Delta T} \right)_{J=0}. \quad (1-5-16)$$

Перепад влагосодержания равен произведению средней удельной влагоемкости на перепад потенциала влагопереноса ( $\Delta u = c_m \Delta \theta$ ). Тогда будем иметь:

$$\delta_p = c_m \left( \frac{\Delta \theta}{\Delta T} \right)_{J=0}. \quad (1-5-17)$$

Величина  $(\Delta \theta / \Delta T)_{j=0}$  является температурным коэффициентом потенциала влагопереноса, обозначим его через  $\theta'_T$ , тогда термоградиентный коэффициент  $\delta_p$  будет равен произведению удельной влагоемкости на температурный коэффициент этого потенциала:

$$\delta_p = c_m \theta'_T. \quad (1-5-18)$$

Термоградиентный коэффициент капиллярнопористых тел увеличивается с повышением влагосодержания, достигая некоторого максимального значения, а затем уменьшается (рис. 1-36). Характер

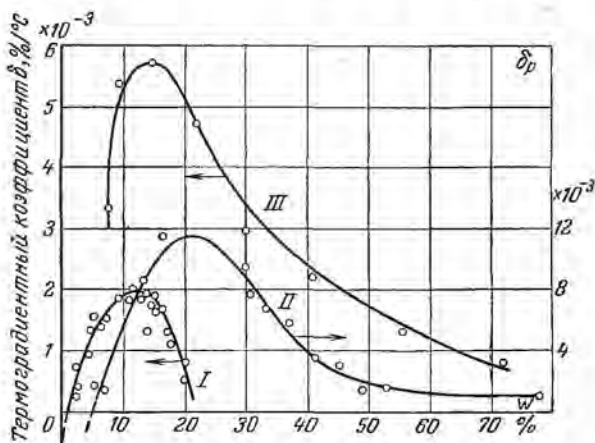


Рис. 1-36. Зависимость термоградиентного коэффициента  $\delta_p$  от влагосодержания капиллярнопористых тел:

I — кварцевый песок; II — асбоцементные плиты ( $\rho = 390 \text{ кг/м}^3$ ,  $t = 30^\circ \text{C}$ ), III — диатомовые плиты ( $\rho = 600 \text{ кг/м}^3$ ,  $t = 30^\circ \text{C}$ ).

изменения коэффициента  $\delta_p$  зависит от капиллярнопористой структуры тела и распределения капиллярной влаги в нем. Не исключена возможность влияния заземленного воздуха на распределение жидкости при перепаде температуры. В нагретых местах пористого тела заземленный воздух расширяется и проталкивает жидкость в более холодные места.

Аналитический расчет, выполненный по этой схеме, дает такое значение для коэффициента  $\delta_p$  [Л. 62]:

$$\delta_p = \frac{3}{2} \frac{T_k}{T_0} \sigma_0^{-1} \frac{d\sigma}{dT} \left( \frac{u_{\text{макс}} - u}{1 + u_{\text{макс}}} \right) \frac{1}{(1 + u)}, \quad (1-5-19)$$

где  $T_k$  — критическая температура воды;  $\sigma_0$  — коэффициент поверхностного натяжения воды при температуре  $T_0$ ;  $u_{\text{макс}}$  — максимальное влагосодержание (влагонамокание).

Из формулы (1-5-19) видно, что с увеличением влагосодержания термоградиентный коэффициент уменьшается и при достижении

максимального влагосодержания он становится равным нулю, так как в этом состоянии все поры заполнены жидкостью и защемленный воздух отсутствует.

На рис. 1-37 и 1-38 показано изменение коэффициента  $\delta_p$  от влагосодержания для коллоидных тел. Характер изменения  $\delta_p = f(W)$  для коллоидных и капиллярнопористых тел аналогичен.

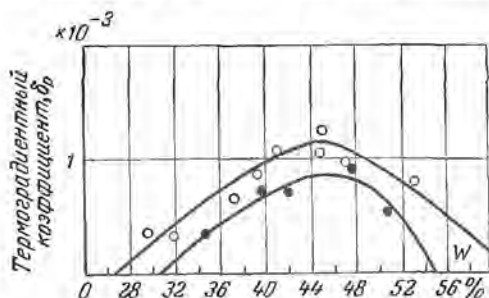


Рис. 1-37. Изменение термоградиентного коэффициента коллоидного тела (пшеничное тесто) от влагосодержания и температуры. ● — 54° С, ○ — 45° С.

В области влажного состояния тела влага в основном связана осмотическими силами. Давление набухания коллоидных тел является потенциалом влагопереноса в этом интервале влагосодержания, оно практически не зависит от температуры. Поэтому температурный коэффициент потенциала влагопереноса равен нулю, а следова-

тельно, и термоградиентный коэффициент тоже будет равен нулю [см. формулу (1-5-18)].

Так как влага в коллоидном теле связана адсорбционными и осмотическими силами, то влагосодержание, соответствующее нулевому значению коэффициента  $\delta_p$ , является границей гидратационной и осмотической влаги в теле. С увеличением температуры количество гидратационной влаги и коэффициент  $\delta_p$  уменьшаются (рис. 1-37). Поэтому точка пересечения кривой  $\delta_p = f(W)$  с осью влагосодержания с повышением температуры сдвигается влево.

На рис. 1-38 приведена кривая  $\delta_p = f(W)$  для ила, взятая нами из работы Н. Г. Фесенко [Л. 86]. Из рис. 1-38 видно, что термоградиентный коэффициент изменяется в зависимости от влагосодержания по некоторой кривой, имеющей максимум. Этот максимум согласно опытам Н. Г. Фесенко с илом различного состава, соответствует границе между коллоидно связанной (гидратационной) и свободной (капиллярной и осмотической) влагой. При этом метод определения связанной воды по диаграмме  $\delta_p = f(W)$  оказывается более точным, чем классический тензиметрический метод. Максимальное значение коэффициента  $\delta_p$ , как видно из рис. 1-38, равно 0,25%/град. Диа-

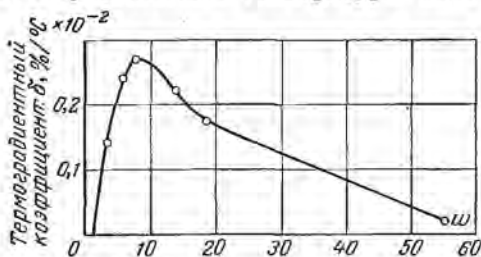


Рис. 1-38. Изменение термоградиентного коэффициента от влагосодержания тузловской грязи (ила) при температуре 20—25° С.



граммы  $\delta_p = f(W)$  могут, следовательно, служить в качестве нового метода для определения различных форм связи вещества дополнительно к классическому, тензиметрическому, методу. Это имеет большое значение для практики, в частности, для выработки рациональной технологии гидро-термической обработки влажных материалов.

Термоградиентный коэффициент коллоидных капиллярно-пористых тел приведен на рис. 1-39 и 1-40, из которых видно, что кривая  $\delta_p = f(W)$  имеет максимум, который смещается с повышением температуры в сторону меньших влагосодержаний (рис. 1-40).

Как и для коллоидного тела, при больших влагосодержаниях сосны коэффициент  $\delta_p$  равен нулю, а максимумы кривых  $\delta_p = f(W)$  с уменьшением температуры смещаются вправо. Коэффициент  $\delta_p$  с повышением температуры уменьшается, что тоже характерно для осмотической влаги, за исключением малых влагосодержаниях, где, наоборот, коэффициент  $\delta_p$  с повышением температуры увеличивается.

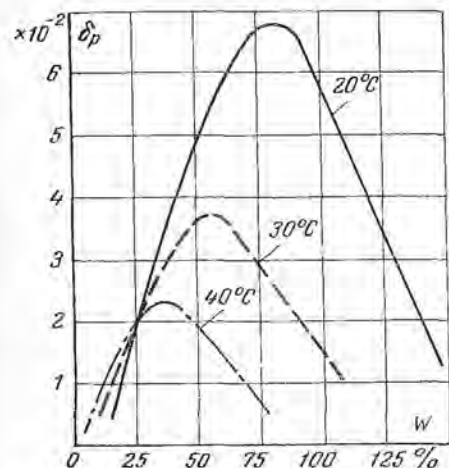


Рис. 1-40. Зависимость термоградиентного коэффициента древесины (сосна) от влагосодержания и температуры.

Коэффициент  $\delta_p$ , определяемый по соотношению (1-5-16), является термодинамической характеристикой; он не будет равен относительному коэффициенту диффузии, определяемому как отношение

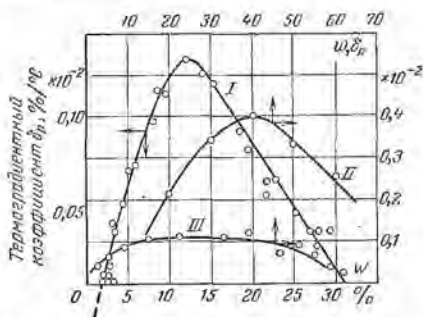


Рис. 1-39. Зависимость термоградиентного коэффициента глины (I), торфа (II) и каолина (III) от влагосодержания при средней температуре 35°C.

Термоградиентный коэффициент дуба имеет максимальное значение при влагосодержании 20% независимо от температуры (табл. 1-10). С повышением температуры коэффициент увеличивается при всех влагосодержаниях от 10 до 30%. Аналогичную зависимость мы имеем и для сосны. Коэффициент  $\delta_p$  для сосны увеличивается с повышением температуры в интервале влагосодержания от 5 до 25%.

В заключение необходимо отметить, что термоградиентный

**Влияние температуры на термоградиентный коэффициент  $\delta_p$   
для древесины (дуб)**

Влагосодержание $W, \%$	Коэффициент $\delta_p \cdot 10^2 \text{ град}^{-1}$ при температуре, $^{\circ}\text{C}$							
	20	30	40	50	60	70	80	90
10	0,104	0,139	0,147	0,212	0,241	0,256	0,328	0,521
20	0,205	0,285	0,376	0,484	0,546	0,644	0,991	1,401
30	0,112	0,227	0,287	0,417	0,545	0,551	0,618	1,168

коэффициента термодиффузии влаги  $a_m^T$  к коэффициенту диффузии влаги  $a_m$  ( $\delta = a_m^T/a_m$ ) \*.

Относительный коэффициент термодиффузии влаги  $\delta$  определяется по формуле

$$\delta = \frac{a_m^T}{a_m} = \left( \frac{j}{a_m \rho_0 \nabla t} - \frac{du}{dt} \right). \quad (1-5-20)$$

Если влагообмен отсутствует ( $j = 0$ ), когда имеет место гигротермическое равновесие, то

$$\delta = - \frac{du}{dt} = \frac{\Delta u}{\Delta t} = \delta_p, \quad (1-5-21)$$

т. е. относительный коэффициент термодиффузии влаги равен термоградиентному коэффициенту.

### Применение химического потенциала к расчету влагоемкости и термоградиентного коэффициента

Выше было показано, что химический потенциал  $\mu_1$  является потенциалом переноса парообразной влаги. Если считать, что парообразная влага в качестве первого приближения подчиняется закону идеальных газов, то химический потенциал будет функцией парциального давления  $p_1$  и температуры  $T$ , т. е.  $\mu_1 = f(p_1, T)$ . В области гигроскопического состояния парциальное давление пара является функцией температуры и влагосодержания  $p_1 = f(u, T)$ . Поэтому химический потенциал  $\mu_1$  будет также функцией влагосодержания и температуры  $\mu_1 = f(u, T)$ .

В области гигроскопического состояния материала жидкообразная влага связана адсорбционными силами (влага моно- и полимолекулярной адсорбции), капиллярными силами (влага микрокапилляров) и диффузионно-осмотическими силами (осмотическая связь влаги).

\* См. гл. 10.

В этих случаях можно в первом приближении принять в качестве потенциала влагопереноса жидкообразной влаги химический потенциал  $\mu_2$ , который будет также функцией влагосодержания и температуры тела  $\mu_2 = f(u, T)$  \*.

Таким образом, в гигроскопической области в качестве потенциала влагопереноса можно принять химический потенциал  $\mu$ , являющийся функцией температуры и влагосодержания тела. Однако надо иметь в виду, что в области влажного состояния химический потенциал не может служить в качестве потенциала влагопереноса. В [Л. 57] было показано, что величина  $(\mu/T)$ , являющаяся движущей силой  $X_m$  переноса массы, в термодинамике необратимых процессов приблизительно пропорциональна логарифму относительной влажности воздуха  $\varphi$

$$X_m = T \nabla \left( \frac{\mu}{T} \right) = RT \nabla \ln \varphi. \quad (1-5-22)$$

Учитывая, что энергия связи влаги с материалом  $E$  равна:

$$E = \left( \frac{\partial F}{\partial m} \right)_T = -RT \ln \varphi, \quad (1-5-23)$$

можно прийти к выводу, что потенциалом влагопереноса является энергия связи влаги с материалом  $E$ . Необходимо отметить, что впервые этот вывод был сделан в работе [Л. 81] на основании анализа экспериментальных кривых распределения относительной влажности воздуха в пограничном слое при сушке гипсовых пластин. Принимая за потенциал влагопереноса химический потенциал  $\mu$  и используя соотношение

$$\mu = RT \ln \varphi, \quad (1-5-24)$$

были подсчитаны значения  $\mu$  (дж/моль) для разных  $\varphi$  и  $T$  [Л. 57]. Затем, используя изотермы сорбции и десорбции  $u = f(\varphi, T)$ , подсчитывались значения химического потенциала для разных материалов как функции влагосодержания и температуры  $\mu = f(u, T)$ . На основе графиков  $\mu = f(u, T)$ , были рассчитаны изотермические удельные влагоемкости  $c_m$  по соотношению

$$c'_m = \left( \frac{\partial \mu}{\partial m} \right)_T \quad (1-5-25)$$

и температурный коэффициент химического потенциала  $(\partial \mu / \partial T)_u$  методом графического дифференцирования. Результаты таких расчетов опубликованы в работах [Л. 55—57].

В этом случае термоградиентный коэффициент будет равен:

$$\delta_p = c'_m \left( \frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_u. \quad (1-5-26)$$

Значения удельной влагоемкости, температурного коэффициента, химического потенциала  $(\partial \mu / \partial T)_u$  и термоградиентного коэффициента

\* Подробно см. [Л. 56, 57].

для некоторых материалов, приведенные на рис. 1-41—1-47, взяты нами из работы [Л. 55].

Из графиков на рис. 1-41—1-47 видно, что с увеличением влагосодержания влагоемкость  $c'_m$  увеличивается. Это увеличение весьма

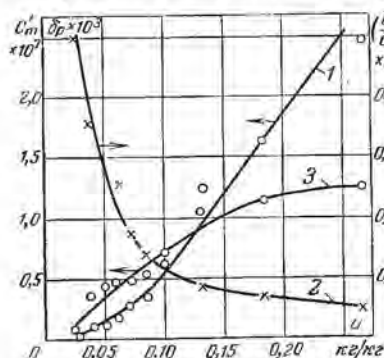


Рис. 1-41. Зависимость удельной изотермической массоемкости  $c'_m$  (1), температурного коэффициента  $(\frac{\partial \mu}{\partial T})_u$  (2) и термоградиентного коэффициента  $\delta_p$  (3) от влагосодержания  $u$  (кг/кг) для фильтровальной бумаги при температуре  $T = 295^\circ \text{ K}$ .

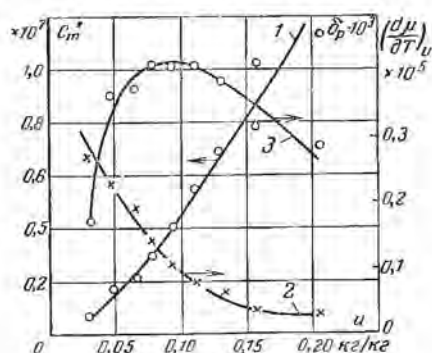


Рис. 1-42. Зависимость удельной изотермической массоемкости  $c'_m$  (1), температурного коэффициента  $(\frac{\partial \mu}{\partial T})_u$  (2) и термоградиентного коэффициента  $\delta_p$  (3) от влагосодержания  $u$  (кг/кг) для древесины при температуре  $T = 293^\circ \text{ K}$ .

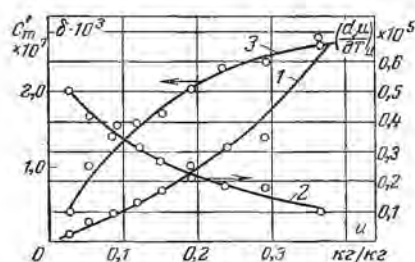


Рис. 1-43. Зависимость удельной изотермической массоемкости  $c'_m$  (1), температурного коэффициента  $(\frac{\partial \mu}{\partial T})_u$  (2) и термоградиентного коэффициента  $\delta_p$  (3) от влагосодержания  $u$  (кг/кг) для торфа верхового (степень разложения 5—7%) при температуре  $T = 303^\circ \text{ K}$ .

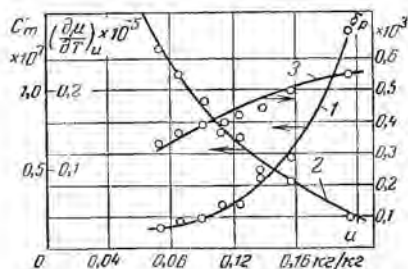


Рис. 1-44. Зависимость удельной изотермической массоемкости  $c'_m$  (1), температурного коэффициента  $(\frac{\partial \mu}{\partial T})_u$  (2) и термоградиентного коэффициента  $\delta_p$  (3) от влагосодержания  $u$  (кг/кг) для пшеницы (лютесценс) при температуре  $T = 293^\circ \text{ K}$ .

интенсивное, например, при увеличении влагосодержания древесины от 5 до 20% влагоемкость увеличилась от  $0,15 \cdot 10^{-7}$  до  $1,20 \cdot 10^{-7}$  моль/дж, т. е. в 8 раз (рис. 1-42). Поэтому влагоемкость  $c'_m$  является непрерывной функцией влагосодержания.

Анализ экспериментальных данных  $c'_m = f(u, T)$  показывает, что удельная влагоемкость мало зависит от температуры, так что

в первом приближении можно считать, что изотермическая влагоемкость есть однозначная функция влагосодержания тела  $c'_m = f(u)$ . Температурный коэффициент химического потенциала  $(\partial\mu/\partial T)_u$  с увеличением влагосодержания  $u$  значительно уменьшается. Экспериментальные данные показывают, что величина  $(\partial\mu/\partial T)_u$  практически не зависит от температуры. Термоградиентный коэффициент  $\delta_p$  в большинстве случаев с увеличением влагосодержания увеличивается. Для древесины (рис. 1-42) на кривых  $\delta_p = f(u)$  имеет место максимум, аналогичны кривые и для других материалов.

Представляет интерес сравнить расчетные данные по формуле (1-5-26) для термоградиентного коэффициента  $\delta_p$  с экспериментальными данными  $\delta_p$ , когда величина  $\delta_p$  определялась непосредственно по перепаду влагосодержания.

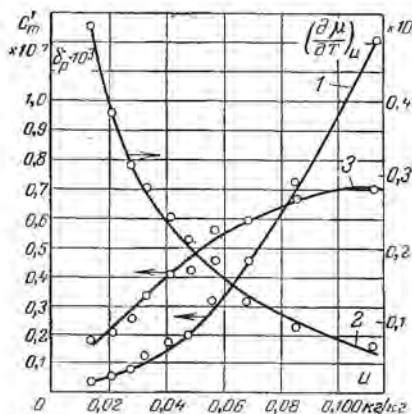


Рис. 1-45. Зависимость удельной изотермической массоемкости  $c'_m$  (1), температурного коэффициента  $(\partial\mu/\partial T)_u$  (2) и термоградиентного коэффициента  $\delta_p$  (3) от влагосодержания  $u$  (кг/кг) для угля (донецкий антрацит) при температуре  $T = 293^\circ \text{K}$ .

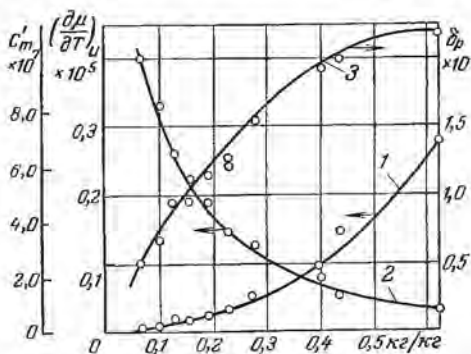


Рис. 1-46. Зависимость удельной изотермической массоемкости  $c'_m$  (1), температурного коэффициента  $(\partial\mu/\partial T)_u$  (2) и термоградиентного коэффициента  $\delta_p$  (3) от влагосодержания  $u$  (кг/кг) для угля (подмосковный) при температуре  $T = 243^\circ \text{K}$ .

Результаты таких расчетов приведены в табл. 1-11, откуда видно, что расчетные значения термоградиентного коэффициента близки к экспериментальным. Это лишний раз подтверждает, что термогра-

диентный коэффициент является термодинамической характеристикой и может быть рассчитан по изотермам сорбции и десорбции. Однако применение теории химического потенциала для исследования явлений влагопереноса ограничено гигроскопической областью влажного материала.

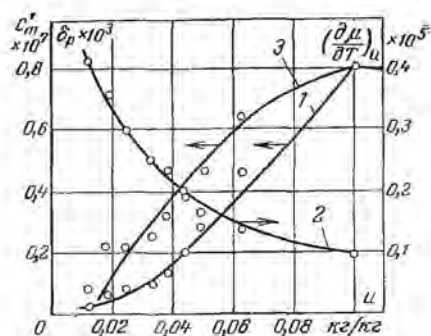


Рис. 1-47. Зависимость удельной изотермической массеомкости  $c'_m$  (1), температурного коэффициента  $(\partial\mu/\partial T)_u$  (2) и термоградиентного коэффициента  $\delta_p$  (3) от влагосодержания  $u$  (кг/кг) для нижнекотловской глины при температуре  $T = 248^\circ \text{K}$ .

Таблица 1-11

Значение термоградиентного коэффициента  $\delta_p$ ,  $\%/\% \text{K}$ , некоторых влажных материалов

Материал	$T$ , $^\circ \text{K}$	$u$ , кг/кг	$\delta_p$ , $\%/\% \text{K}$	$\delta_p$ , $\%/\% \text{K}$
Глина	308	0,03	0,0175	0,0255
		0,04	0,034	0,0365
		0,05	0,0515	0,048
		0,06	0,0675	0,060
Пшеница	308	0,08	0,038	0,033
		0,10	0,042	0,038
		0,12	0,046	0,0425
		0,14	0,048	0,047
		0,16	0,051	0,051
		0,18	0,052	0,054
Табак резаный	—	0,20	0,053	0,056
		0,12	0,244	0,30
		0,14	0,30	0,318
		0,16	0,324	0,33
		0,18	0,336	0,342
		0,20	0,34	0,353
Торф	303	0,22	0,328	0,36
		0,24	0,30	0,367
		0,2	0,22	0,21
		0,3	0,34	0,24
Уголь подмосковный, фракция 1—2 мм	—	0,4	0,40	0,27
		0,06	0,03	0,035
Уголь подмосковный	313—323	0,21	0,30	0,20



# КИНЕТИКА ПРОЦЕССА СУШКИ

## 2-1. ХАРАКТЕР ПРОТЕКАНИЯ ПРОЦЕССА СУШКИ

Под кинетикой процесса сушки обычно понимают изменение среднего влагосодержания  $\bar{u}$  ( $\tau$ ) и средней температуры  $\bar{t}$  тела с течением времени \*. Эти закономерности кинетики процесса сушки позволяют рассчитать количество испаренной влаги из материала и расход тепла на сушку.

Изменение локального влагосодержания  $u$  и локальной температуры  $t$  с течением времени  $\tau$  зависит от взаимосвязанного механизма переноса влаги и тепла внутри влажного материала и массо- и теплообмена поверхности тела с окружающей средой. Механизм влаго- и теплопереноса внутри влажных тел в свою очередь очень сложный, он определяется характером связи влаги с влажными телами, поэтому кинетика процесса сушки в значительной мере определяется физико-химическими свойствами самого сохнущего материала.

Нахождение полей влагосодержания  $u(x, y, z, \tau)$  и температуры  $t(x, y, z, \tau)$  \*\* связано с решением системы дифференциальных уравнений массо- и теплопереноса при соответствующих граничных условиях, отображающих способ и режим сушки (сушка нагретыми газами, инфракрасными лучами и т. д.). Эта система уравнений является системой нелинейных дифференциальных уравнений, и ее решение возможно путем линеаризации уравнений или методами машинной техники.

Таким образом, нестационарные поля влагосодержания и температуры (динамика процесса сушки) определяются закономерностями влаго- и теплопереноса внутри тела, а также внешним влаго- и теплообменом с окружающей средой.

Изменения средних влагосодержания и температуры тела с течением времени (кинетика процесса сушки) в первую очередь определяются закономерностями взаимодействия тела с окружающей средой, т. е. внешним тепло- и массообменом.

Для того чтобы описать действительный процесс массо- и теплообмена тел с окружающей средой, необходимо знать основные закономерности протекания процесса сушки влажных тел. Кроме того, для инженерных расчетов и разнообразных приложений необходимо знать приближенные соотношения между средним влагосодержанием  $\bar{W}$  и временем  $\tau$ , а также формулы для расчета расхода тепла, т. е. уравнения баланса.

\* Среднее по объему влагосодержание (%) мы в дальнейшем будем также обозначать через  $\bar{W}$ , как это принято в сушильной технике [ $\bar{u}(\tau) = 0,01 \bar{W}(\tau)$ ].

\*\* Локальные значения влагосодержания и температуры сушимого тела обозначаем соответственно через  $u(x, y, z, \tau)$  и  $t(x, y, z, \tau)$ , где  $x, y, z$  — декартовы координаты,  $\tau$  — время.

В первую очередь рассмотрим наиболее простой случай сушки влажного тела нагретым воздухом с постоянными параметрами (температура воздуха  $t_c$ , его относительная влажность  $\varphi$  и скорость движения  $v$  постоянны). Кроме того, предполагается, что образцы сушимого материала являются очень тонкими, т. е. имеют сравнительно большую удельную поверхность, так что перепады влагосодержания внутри тела малы (распределение влагосодержания внутри тела близко к равномерному, т. е.  $u \sim W$ ).

Особенности процесса сушки влажных материалов выявляются по характеру изменения локальных влагосодержания и температуры с течением времени. Эти экспериментальные закономерности должны рассматриваться одновременно в их взаимосвязи.

Если режим сушки достаточно «мягкий» (небольшие температура и скорости движения воздуха при достаточно большой его влажности), то процесс сушки протекает так. В начале процесса убыль влагосодержания происходит медленно (графическая зависимость между влагосодержанием материала и временем сушки, называемая кривой сушки, имеет вид кривой, обращенной выпуклостью к оси влагосодержания). В этот сравнительно небольшой промежуток температура во всех измеряемых точках материала увеличивается с течением времени (предполагается, что начальная температура материала меньше температуры адиабатического насыщения воздуха). Поэтому эта стадия процесса сушки называется начальной стадией или стадией прогрева материала. Если начальная температура материала выше температуры мокрого термометра, то в начальной стадии происходит охлаждение материала, а начальный участок кривой сушки обращен выпуклостью к оси времени. В этом случае начальная стадия будет стадией охлаждения материала. Для тонких материалов начальная стадия сушки незначительна, так что на кривой сушки она мало заметна. После начальной стадии влагосодержание материала уменьшается с течением времени по линейному закону (кривая сушки на этом участке имеет вид прямой). Следовательно, убыль влагосодержания в единицу времени (скорость сушки) будет величиной постоянной. Температура поверхности материала в течение этого времени не изменяется и равна температуре адиабатического насыщения воздуха (температура мокрого термометра).

Температура в центре образца материала в начале процесса сушки повышается медленно по сравнению с температурой поверхности материала и достигает температуры мокрого термометра несколько позже (рис. 2-1).

Таким образом, температура поверхности и температура центра образца материала становятся одинаковыми (температурный градиент внутри материала равен нулю), перепад между температурой воздуха и температурой поверхности материала будет величиной постоянной. Тогда при неизменном коэффициенте теплообмена интенсивность сушки будет постоянной. Поэтому этот период сушки называют периодом постоянной скорости, он характе-

ризуется неизменной температурой материала ( $\frac{d\bar{t}}{dt} = 0$ ) \*. Этот период продолжается до некоторого влагосодержания  $W_K$ , начиная с которого температура поверхности материала повышается с течением времени, а скорость сушки уменьшается (прямолинейный участок кривой сушки переходит в кривую, асимптотически приближающуюся к равновесному влагосодержанию). Температура центра образца материала также повышается с течением времени, но температурная кривая немного отстает от температурной кривой для поверхности тела. Таким образом, внутри материала возникает температурный градиент, который постепенно уменьшается и при достижении равновесного влагосодержания становится равным нулю. В равновесном состоянии убыли влагосодержания не происходит, а температура материала равна температуре воздуха. Этот период сушки с непрерывным повышением температуры материала и с непрерывным уменьшением скорости сушки (убыль влагосодержания в единицу времени) называют периодом падающей скорости. Иногда период постоянной скорости называют первым периодом (начальную стадию сушки условно относят к периоду постоянной скорости), а период падающей скорости — вторым периодом. Такое название является не вполне удачным, так как основным признаком разного характера протекания процесса сушки является изменение температуры материала. Поэтому первый период лучше называть периодом постоянной температуры материала  $\bar{t} = \text{const}$ , а второй — периодом повышающейся температуры материала ( $\bar{t} = \text{var}$ ) \*\*.

Капиллярнопористые тела, имеющие малую усадку, в первом периоде имеют несколько отличные температурные кривые: температура на поверхности материала равна температуре мокрого термометра, а в центре образца несколько меньше, т. е. в первом периоде существует постоянный перепад температуры между поверхностью и центром образца материала. Это происходит потому, что жидкость частично испаряется внутри материала (критерий фазового превращения).

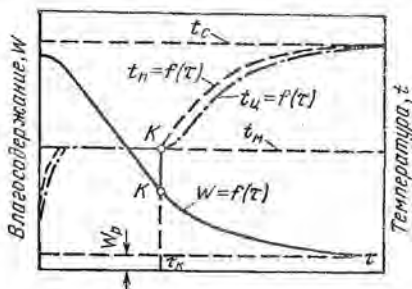


Рис. 2-1. Изменение влагосодержания и температуры на поверхности и в центре влажного материала в процессе сушки.

\* Как будет показано ниже, наличие линейного характера убыли влагосодержания не является достаточным условием существования периода постоянной скорости.

\*\* Описанный характер протекания процесса сушки справедлив для тонких материалов при их медленной сушке, когда тепло, необходимое для нагревания тела и испарения влаги, берется из окружающего нагретого воздуха (конвективная сушка).

щения не равен нулю), для чего необходим подвод тепла, а следовательно, и перепад температуры.

Таким образом, на основе совместного анализа кривой сушки и температурных кривых весь процесс сушки можно разделить на два периода: период постоянной скорости (температура материала постоянна  $dt/d\tau = 0$ ) и период падающей скорости (температура материала переменна  $dt/d\tau > 0$ ). Влагосодержание, соответствующее переходу первого периода во второй, называют критическим влагосодержанием.

Необходимо отметить, что деление процесса сушки на два периода на основе характера изменения температуры материалов в процессе сушки впервые было дано автором в 1934 г. Ранее процесс сушки обычно делился на два периода на основе закономерности изменения

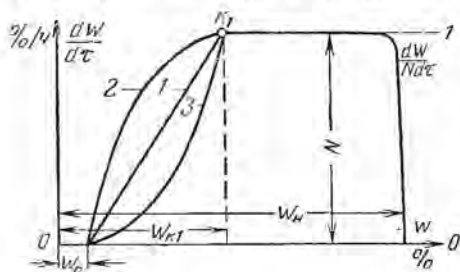


Рис. 2-2. Типичные кривые скорости сушки влажных материалов.

кривой скорости сушки с течением времени. Под скоростью сушки понимают изменение влагосодержания в единицу времени  $dW/d\tau$ , она численно равна тангенсу угла наклона касательной к кривой сушки  $W = f(\tau)$ . Методом графического дифференцирования кривой сушки получают значение скорости сушки  $dW/d\tau$  для разных значений влагосодержания, затем строится график  $dW/d\tau = f(W)$ , который обычно называют кривой скорости сушки. Такой метод анализа процесса сушки впервые был введен Т. К. Шервудом [Л. 96] и широко используется в технологии сушки. Однако надо отметить, что этот метод анализа не является точным, так как графическое дифференцирование, как и всякий графо-аналитический метод, имеет большие погрешности. Поэтому анализ процесса сушки при помощи кривых скорости сушки является приближенным и может служить только качественным анализом кинетики процесса сушки.

Материалы, различные по характеру связи влаги, дают разную форму кривой скорости сушки (рис. 2-2 и 2-3).

В процессе сушки влагосодержание материала уменьшается, поэтому при анализе графиков на рис. 2-2 и 2-3 их необходимо читать в обратном направлении. В начале процесса сушки (начальная стадия прогрева материала) скорость сушки быстро увеличивается, достигая постоянного значения  $N = \text{const}$  (период постоянной скорости). Начиная с критической точки, скорость сушки уменьшается по различным законам и при достижении равновесного влагосодержания становится равной нулю (период падающей скорости). На кривых скорости сушки первое критическое влагосодержание и равновесное влагосодержание материала определяются более точно.

Первая критическая точка находится как точка пересечения прямой, параллельной оси абсцисс, с продолжением кривой скорости сушки. Равновесное влагосодержание определяется по величине отрезка, отсекаемого продолжением кривой скорости с осью абсцисс.

Самые разнообразные материалы можно отнести к следующим шести типичным кривым скорости сушки в периоде падающей скорости. Простейшая кривая скорости сушки является прямой, проходящей через точки  $K_1$  и  $W_p$  (рис. 2-2). Такие кривые скорости сушки дают тонкие образцы волокнистых материалов (бумага, тонкий картон). Эту кривую скорости сушки, вернее прямую, мы назовем кривой скорости сушки типа 1. Следующим типом кривой скорости сушки является кривая 2, обращенная выпуклостью к оси ординат. Такие кривые наблюдаются при сушке тканей, растянутых на раме, тонких кож, макаронного теста и т. д.

Третьим типом кривой скорости сушки является кривая 3, обращенная выпуклостью к оси абсцисс. Такие кривые мы наблюдаем при сушке пористых керамических материалов.

Более сложные по структуре влажные материалы дают во втором периоде и более сложные кривые скорости сушки (рис. 2-3). Кривая может вначале иметь вид прямой, а затем переходит в кривую, обращенную к оси абсцисс (кривая типа 4). Такие кривые скорости сушки часто встречаются при сушке глины. При сушке ломтей хлеба скорость сушки вначале уменьшается по кривой, обращенной выпуклостью к оси абсцисс, а затем — по кривой, обращенной выпуклостью к оси ординат (кривая 5). И, наконец, кривая скорости сушки может быть вида кривой 6. Такие кривые скорости сушки встречаются редко.

На приведенных кривых имеется вторая критическая точка в виде точки перегиба или точки перехода прямой в кривую. Влагосодержание, соответствующее второй критической точке, называется вторым критическим влагосодержанием.

Надо еще раз отметить, что кривые скорости сушки  $dW/d\tau = f(W)$  дают только качественную картину протекания процесса сушки, при этом необходимым условием является наличие малого градиента влагосодержания внутри тела.

Поэтому более надежные и правильные результаты для анализа периода падающей скорости дают температурные кривые, под кото-

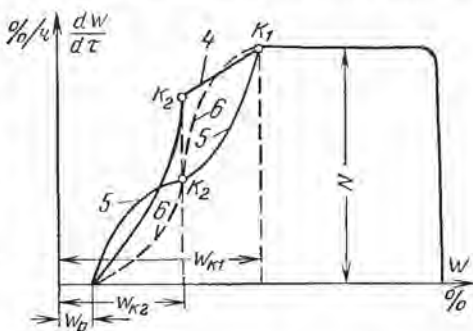


Рис. 2-3. Более сложные кривые скорости сушки влажных материалов.



рыми мы понимаем зависимость между температурой материала и его средним влагосодержанием  $t = f(W)$ .

На рис. 2-4 приведены две температурные кривые для поверхностных и центральных слоев влажного материала, который дает усадку в первом периоде. При уменьшении влагосодержания (в начале процесса сушки) температура поверхности материала быстро повышается и принимает постоянное значение, равное температуре мокрого термометра (температура испаряющейся жидкости). Эта температура остается постоянной до первой критической точки, начиная с которой температура материала повышается и при достижении равновесного влагосодержания становится равной температуре окружающей среды (температуры воздуха).

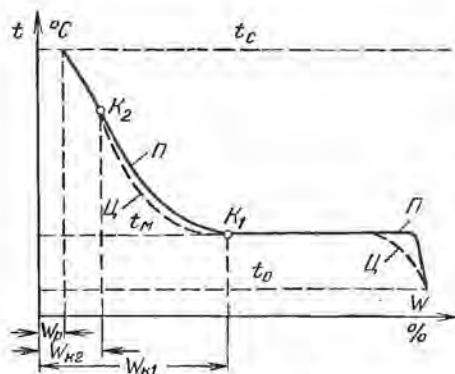


Рис. 2-4. Типичные температурные кривые влажных материалов для поверхностных и центральных слоев.

Температура центральных слоев в начале процесса сушки повышается немного медленнее и поэтому достигает температуры мокрого термометра несколько позже. В период постоянной скорости температурные кривые для поверхностных и центральных слоев совпадают. Таким образом, период постоянной скорости характеризуется постоянной температурой и отсутствием температурного градиента внутри материала (для рассматриваемого случая).

Начиная с первой критической точки, температура центрального слоя также повышается, но более медленно и вновь возникает разность температуры между поверхностными и центральными слоями. При достижении равновесного влагосодержания этот перепад становится равным нулю (температура материала во всех его точках одинакова и равна температуре воздуха).

Из рис. 2-4 видно, что в периоде падающей скорости наблюдается вторая критическая точка, начиная с которой температура тела становится линейной функцией влагосодержания ( $dt/dW = \text{const}$ ). Эта вторая критическая точка на температурной кривой обычно совпадает со второй критической точкой кривой скорости сушки.

Капиллярнопористые тела, незначительно меняющие свои размеры в первом периоде, имеют несколько отличные температурные кривые (рис. 2-5). В этом случае температура материала в любой его точке не изменяется в периоде постоянной скорости, но температура поверхностных и центральных слоев различна, т. е. внутри материала существует температурный градиент. Если все макропоры материала заполнены влагой вначале (начальное влаго-



содержание материала большое и равно максимальной влагоемкости материала), то температура на поверхности в первый период равна температуре мокрого термометра, а температура центральных слоев будет меньше температуры мокрого термометра. Если же имеются свободные от влаги макропоры или образец материала имеет сухие влагонепроницаемые поверхности (сушка материала в противнях без хорошей изоляции стенок и дна противня), то температура материала на поверхности будет больше температуры мокрого термометра.

Таким образом, период постоянной скорости характеризуется постоянной скоростью сушки и постоянной температурой материала, а период падающей скорости — убывающей скоростью сушки и возрастающей температурой материала.

Температурные кривые дают возможность определить различную форму связи влаги с материалом, в том числе и разный вид капиллярной влаги (стыковое, канатное состояние) и влаги адсорбции. М. Ф. Казанский на основе анализа термограмм  $t = f(\tau)$  [Л. 18] (зависимость между температурой материала и временем) получил надежные результаты по количественной оценке влаги различных форм связи. Так, например, на рис. 1-23 приведена термограмма мелкопористого силикагеля в гигроскопической области. На этой термограмме отмечается шесть критических точек, соответствующих различным видам связи влаги с капиллярнопористым телом. Такие термограммы обычно получаются при очень медленной сушке, при которой градиент влагосодержания внутри тела практически равен нулю. Это и дает возможность выявить все особенности удаления влаги различных форм связи.

Температурные кривые имеют большое значение для технологии сушки, так как качество высушенного материала в значительной степени зависит от величины температуры материала и длительности ее воздействия. Необходимо отметить, что температура материала в процессе сушки не равна температуре воздуха. В первом периоде при мягких режимах сушки температура материала равна температуре мокрого термометра, поэтому в этом периоде можно применять высокие температуры воздуха при небольшой его влажности. Например, при температуре воздуха  $200^\circ\text{C}$  и влагосодержа-

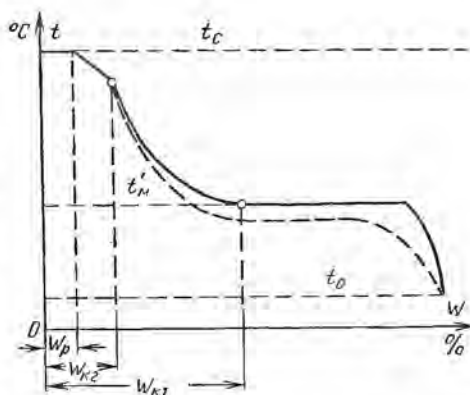


Рис. 2-5. Типичные температурные кривые капиллярнопористых влажных материалов для поверхностных и центральных слоев.

нии его  $d = 0,008 \text{ кг/кг}$  температура мокрого термометра, а следовательно, и температура материала равна  $47^\circ \text{C}$ . При повышении температуры воздуха до  $450^\circ \text{C}$  при данном влагосодержании температура мокрого термометра увеличивается до  $64^\circ \text{C}$ . Поэтому ряд пищевых материалов можно сушить в периоде постоянной скорости сушки при высокой температуре без вредных для качества материалов процессов, вызванных большим повышением температуры материала. При этом необходимо иметь в виду, что чем больше влаги в материале, тем более он стоек в отношении воздействия высокой температуры. Поэтому воздействие высокой температуры наиболее опасно при удалении осмотически связанной и капиллярной жидкости. Температурные кривые дают возможность построить наилучший режим с учетом технологических свойств материала.

## 2-2. ВЛАГО- И ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ПОВЕРХНОСТЬЮ МАТЕРИАЛА И ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ

Процесс сушки материала состоит из перемещения влаги внутри материала, парообразования и перемещения влаги с поверхности материала в окружающую среду. При соприкосновении влажного материала с нагретым воздухом жидкость на поверхности испаряется и путем диффузии покидает поверхность материала, переходя в окружающую среду. Испарение влаги с поверхности материала создает перепад влагосодержания между последующими слоями и поверхностным слоем, что вызывает обусловленное диффузией перемещение влаги из нижележащих слоев к поверхностным. Наличие температурного градиента внутри материала осложняет механизм переноса влаги. Под влиянием перепада температуры (температура поверхности материала больше температуры центральных слоев) влага стремится переместиться внутрь тела (под влиянием термодиффузии влага перемещается по направлению потока тепла).

Обычно при малых температурных перепадах термодиффузия невелика и результирующий поток влаги совпадает с потоком концентрационной диффузии. В капиллярнопористых телах, когда испарение происходит внутри тела, диффузионному потоку способствует диффузия скольжения, при которой перенос влаги происходит против потока тепла.

Таким образом, в процессе сушки мы имеем непрерывный подвод влаги из внутренних слоев к поверхностным слоям материала, вследствие чего уменьшается влажность не только на поверхности, но и в глубине материала. В простейшем случае испарение происходит на поверхности материала, а образующийся пар диффундирует в окружающую среду. В более сложных случаях испарение происходит внутри материала, в определенной его зоне или во всей массе материала, причем перемещение влаги внутри материала происходит как в виде жидкости, так и в виде пара. Скорость перемещения влаги внутри материала зависит от формы связи ее с материалом, поэтому процесс сушки является физико-химическим.

Следовательно, характер протекания процесса сушки определяется механизмом перемещения влаги внутри материала, энергетикой испарения и механизмом перемещения влаги с поверхности материала в окружающую среду через так называемый пограничный слой, расположенный у поверхности материала.

Общий поток влаги внутри материала равен:

$$j = a_m \rho_0 \nabla u - a_m^T \rho_0 \nabla T - k_p \nabla p, \quad (2-2-1)$$

где  $a_m$  — коэффициент диффузии влаги;  $\rho_0$  — плотность сухого скелета тела (подробнее см. гл. 10). Последний член  $(k_p \nabla p)$ , характеризующий молярный перенос влаги под влиянием градиента давления, при сушке нагретым воздухом при  $t_c < 100^\circ \text{C}$  обычно отсутствует ( $p = \text{const}$ ).

Если диффузия скольжения является решающим фактором в термодиффузионном переносе влаги, то коэффициент термодиффузии  $a_m^T$  будет отрицательным.

Необходимо отметить, что наличие диффузии скольжения в макрокапиллярах тела вызывает циркуляцию парообразной влаги в замкнутых порах, что приводит к перераспределению влаги, в результате чего влага частично перемещается от поверхностных слоев внутрь тела. Скорость диффузии пара с поверхности материала в окружающую среду определяется разностью химических потенциалов влажного воздуха у поверхности материала  $\mu_n$  и в окружающей среде  $\mu_c$ . Поэтому на границе поверхности материала с окружающей средой имеет место уравнение баланса массы влаги

$$-a_m \rho_0 (\nabla u + \delta \nabla t)_n = \alpha_\mu (\mu_n - \mu_c) = j_n, \quad (2-2-2)$$

где  $\alpha_\mu$  — коэффициент влагообмена, отнесенный к разнице химических потенциалов;  $j_n$  — интенсивность испарения. Индекс «п» обозначает поверхность материала, а «с» — окружающую среду.

При изотермических условиях, а также при малых перепадах температуры в пограничном слое влажного воздуха разность химических потенциалов  $(\mu_n - \mu_c)$  можно заменить разностью парциальных давлений пара  $(p_{1n} - p_{1c})$ , т. е.

$$j_n = \alpha_p (p_{1n} - p_{1c}), \quad (2-2-3)$$

где  $\alpha_p$  — коэффициент влагообмена, отнесенный к разности парциальных давлений.

Формула (2-2-3) известна под названием формулы Дальтона. Надо отметить, что она является приближенной, так как парциальное давление пара не является потенциалом переноса парообразной влаги. Кроме того, формула Дальтона, отображающая взаимодействие влажного тела с окружающей средой (граничные условия 3-го рода), строго говоря, справедлива только для стационарного процесса влагопереноса (испарение жидкости со свободной поверхности, сушка в периоде постоянной скорости).

Для нестационарных процессов влагопереноса формула Дальтона непригодна, так как коэффициент влагообмена  $\alpha_p$  будет функ-

цией времени. Формула Дальтона, как и аналогичная формула для конвективного обмена массой или теплом, получается из закона диффузии, когда градиент потенциала переноса вблизи поверхности тела является величиной постоянной. В этом случае коэффициент влагообмена  $\alpha_p$  равен отношению коэффициента диффузии пара  $D_{1p}$  к условной толщине пограничного слоя  $\delta_p$  ( $\alpha_p = D_{1p}/\delta_p$ ). Величина  $\delta_p$  является не только функцией скорости движения воздуха, но и зависит от времени при углублении зоны испарения. Таким образом, формула Дальтона не применима к расчету интенсивности сушки в периоде падающей скорости.

С целью упрощения решения задач на нахождение поля влагосодержания была предложена следующая формула для влагообмена между поверхностью тела и окружающей средой в периоде падающей скорости

$$j_n = \beta \rho_0 (u_n - u_p), \quad (2-2-4)$$

где  $\beta$  — коэффициент влагообмена, отнесенный к разнице влагосодержаний,  $м/сек$ ;  $u_p$  — равновесное влагосодержание. Формула (2-2-4), конечно, не применима к периоду постоянной скорости сушки, так как для  $j_n = const$  коэффициент  $\beta$  будет непрерывно увеличиваться с уменьшением влагосодержания  $W$  ( $W = \bar{U}$ ), потому что влагосодержание на поверхности тела  $u_n$  уменьшается в процессе сушки.

Однако расчеты показали, что коэффициент влагообмена  $\beta$  изменяется от влагосодержания и в периоде падающей скорости (рис. 2-6). С увеличением влагосодержания на поверхности тела коэффициент  $\beta$  увеличивается, достигая максимума  $\frac{u_n}{u_{mc}} \approx 0,6$  ( $u_{mc}$  — максимальное сорбционное влагосодержание), а затем уменьшается. Это изменение коэффициента  $\beta$  от влагосодержания при  $t_c$ , равной  $100^\circ C$ , достигает 1 200%, т. е. больших величин (рис. 2-6). Поэтому граничные условия, отображающие влагообмен между поверхностью тела и окружающей средой, в процессе сушки в виде формулы (2-2-4) непригодны.

Точно такие же ограничения в периоде падающей скорости относятся и к формуле Ньютона для конвективного теплообмена \*

$$q_n = \alpha_q (t_c - t_n), \quad (2-2-5)$$

где  $q_n$  — плотность потока тепла;  $\alpha_q$  — коэффициент теплообмена. В случае углубления поверхности испарения теплообмен между поверхностью материала и окружающей средой осуществляется между поверхностью скелета тела (поверхность сухого слоя), а подвод тепла к поверхности испарения осуществляется путем теплопроводности через сравнительно сухой слой тела. В этом случае температура поверхности тела становится не только функ-

\* Необходимо отметить, что в теории теплопроводности формула Ньютона описывает теплообмен излучением, когда температурная разность  $\Delta t = t_c - t_n$  мала.

ций времени, но и изменяется вдоль поверхности тела по направлению потока воздуха. Тогда коэффициент теплообмена  $\alpha_q$  будет величиной переменной.

Следовательно, формула Ньютона (2-2-5) для конвективного теплообмена также непригодна для периода падающей скорости сушки. П. Д. Лебедев предлагает внести поправку в формулу Ньютона и считать, что в периоде падающей скорости коэффициент теплообмена  $\alpha_q$  изменяется от влагосодержания  $W$  по следующей эмпирической формуле [Л. 28]:

$$\frac{\alpha_q}{(\alpha_q)_0} = \left( \frac{W}{W_k} \right)^n, \quad (2-2-6)$$

где  $(\alpha_q)_0$  — коэффициент теплообмена в периоде постоянной скорости;  $W_k$  — критическое влагосодержание тела;  $n$  — показатель степени, зависящий от свойств сушимого материала.

Следовательно, коэффициент теплообмена  $\alpha_q$  в периоде постоянной скорости непрерывно уменьшается и при достижении равновесного влагосодержания ( $W \sim U_p$ ), по данным П. Д. Лебедева [Л. 28], становится равным коэффициенту теплообмена для сухого тела при прочих равных условиях (одинаковый температурный напор, одинаковые скорости движения воздуха).

Таким образом, формулы Дальтона и Ньютона могут быть применимы только в периоде постоянной скорости сушки. Между этими соотношениями существует взаимосвязь. Если тепло, необходимое для испарения влаги, берется только из окружающего воздуха путем теплообмена конвекцией, а температура материала постоянна ( $d\bar{t}/d\tau = 0$ ), то интенсивность испарения  $j_n$  прямо пропорциональна плотности потока тепла на поверхности тела

$$j_n = \frac{q_n}{r} = \frac{N}{100} R_v \rho_0 / r = \left( \frac{dW}{d\tau} \right)_0 \frac{R_v \rho_0}{100 r}, \quad (2-2-7)$$

где  $N$  — скорость сушки в периоде постоянной скорости, %/ч,

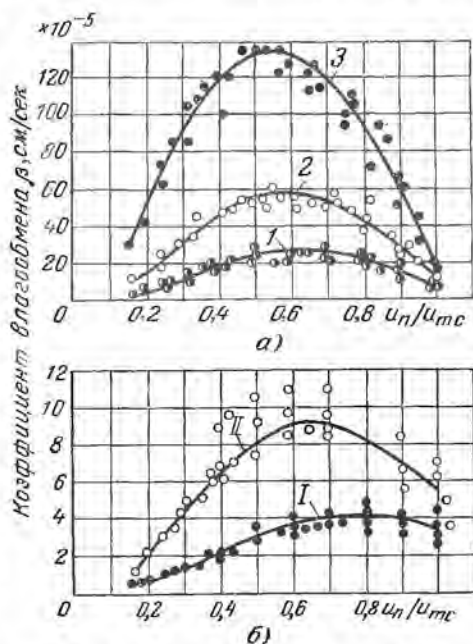


Рис. 2-6. Изменение коэффициента влагообмена  $\beta$  от влагосодержания  $u_n/u_{мс}$  в процессе сушки древесины (естественная конвекция) при различных температурах воздуха.

$a$  — 1—60° С, 2—80° С, 3—100° С;  $b$  — 1—20° С, II—40° С.



$N = (dW/d\tau)_0$ ;  $R_v$  — отношение объема тела к его поверхности;  $\rho_0$  — плотность сухого тела;  $r$  — удельная теплота испарения.

Из формулы (2-2-7) получаем:

$$\frac{\alpha_g}{r} (t_c - t_n) = \alpha_p (p_{1n} - p_{1c}) = \frac{N \rho_0 R_v}{100r}. \quad (2-2-8)$$

Таким образом, скорость сушки в периоде постоянной скорости можно определить по формуле Дальтона или по формуле Ньютона для случая конвективного теплообмена. Для конвективно-радиационной сушки можно применить формулу (2-2-8), но в этом случае коэффициент  $\alpha_g$  будет являться суммарным, равным сумме коэффициентов конвективного и радиационного теплообмена.

Формула Дальтона будет справедлива и для конвективно-радиационного теплообмена, как и для кондуктивно-конвективного только в периоде постоянной скорости сушки.

В периоде падающей скорости формула Дальтона может быть применима только для качественного анализа.

## 2-3. ВЛИЯНИЕ ФОРМ СВЯЗИ ВЛАГИ С МАТЕРИАЛОМ НА КИНЕТИКУ СУШКИ

Разная форма кривых скорости сушки объясняется в первую очередь характером связи влаги с влажным материалом.

Сделаем попытку объяснить форму кривых скорости сушки с точки зрения механизма переноса влаги в телах с различной формой связи влаги. При этом надо сразу сделать оговорку, что этот анализ является приближенным, так как в ряде случаев не соблюдалась основная предпосылка — малый градиент влагосодержания внутри тела.

### Кривые скорости сушки коллоидных тел

В коллоидном теле влага связана адсорбционными и осмотическими силами.

При постоянном режиме парциальное давление пара  $p_{1c}$  в окружающем воздухе и коэффициент  $\alpha_p$  — величины постоянные, следовательно, скорость сушки определяется давлением пара у поверхности материала  $p_{1n}$ , которое в общем случае зависит от влагосодержания и температуры поверхности материала. В гл. 1 было установлено, что если влагосодержание материала больше гигроскопического влагосодержания  $u_r$ , то давление пара материала не зависит от влагосодержания его и равно давлению насыщенного пара при температуре материала, т. е. зависит только от температуры. В течение периода постоянной скорости сушки температура материала постоянна и равна температуре мокрого термометра (при отсутствии сухих поверхностей), поэтому если влагосодержание на поверхности материала  $u_n$  будет больше гигроскопического  $u_r$ , то давление



пара материала будет величиной постоянной и равной давлению насыщенного пара при температуре мокрого термометра, т. е. при

$$u_{\pi} > u_{\tau} \quad p_m = p_{1\pi} = p_{1\pi} = p_{\text{мок}} = \text{const.} \quad (2-3-1)$$

Тогда из соотношения (2-2-3) следует, что и интенсивность сушки, или скорость сушки, будет величиной постоянной, т. е.

$$\frac{dW}{d\tau} = \text{const.} \quad (2-3-2)$$

Как только влагосодержание на поверхности достигает гигроскопического влагосодержания, давление пара материала  $p_m$  будет зависеть от влагосодержания при температуре поверхности.

С уменьшением влагосодержания давление пара материала уменьшается в соответствии с изотермами сорбции и десорбции.

Поэтому, несмотря на увеличение температуры поверхности материала после первой критической точки, давление пара материала  $p_m$  будет уменьшаться и тогда скорость сушки будет также уменьшаться (период падающей скорости), т. е. при

$$u_{\pi} < u_{\tau} \quad p_m = f(u_{\pi}, t_{\pi}); \quad \frac{dW}{d\tau} = \text{var.} \quad (2-3-3)$$

Таким образом, первая критическая точка на кривой сушки или кривой скорости сушки появляется в случае коллоидного тела в тот момент времени, когда влагосодержание на поверхности материала становится равным гигроскопическому влагосодержанию.

Предположим, что в периоде падающей скорости сушки температура тела не изменяется и равна температуре воздуха, а градиент влагосодержания внутри материала невелик (сушка тонкого плоского тела), тогда форма кривой скорости сушки будет тождественна изотерме десорбции.

В этом случае ( $u = \bar{u} = 0,01 W, t_m = t_c = \text{const}$ ) скорость сушки будет изменяться от влагосодержания так же, как относительное давление пара материала от его влагосодержания на изотерме десорбции, т. е. кривая скорости сушки будет обращена выпуклостью к оси ординат (кривая скорости типа 2, рис. 2-2). Исключение составляет небольшой конечный интервал влагосодержания, соответствующий на изотерме значениям  $\phi$  от нуля до 0,1.

В действительности такого процесса сушки мы не имеем, но некоторое приближение к этому упрощенному случаю иногда наблюдается при сушке пшеничного теста в виде макарон или вермишели. При сушке макарон или вермишели периода постоянной скорости нет, поэтому температура материала (коллоидного тела) быстро повышается, приближаясь к температуре воздуха и отличаясь от последней на 3—4° С почти на протяжении всего процесса сушки.

Кривые скорости сушки (рис. 2-7) типа 2 аналогичны изотермам сорбции и десорбции (рис. 2-8) в интервале влагосодержания от 10 до 30%, так как обращены выпуклостью к оси ординат.

К этому же результату можно прийти на основе анализа решений уравнения диффузии влаги с учетом изменения коэффициента диффузии от влагосодержания. Кривые скорости сушки, приведенные на рис. 2-7, соответствуют коллоидному телу с небольшим содержанием осмотически связанной влаги. В коллоидном теле с большим содержанием осмотической влаги (например, желатине) наблюдается период постоянной скорости, а кривая скорости сушки имеет форму кривой типа 2 (рис. 2-2).

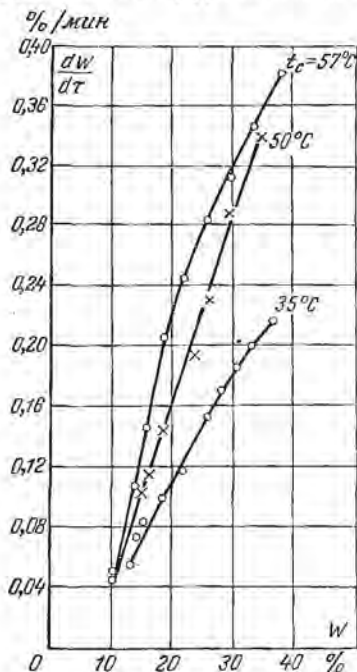


Рис. 2-7. Кривые скорости сушки типичного коллоидного тела (прессованное мучное тесто) при разных температурах воздуха и при  $\varphi = 49\%$ ,  $v = 1,09$  м/сек.

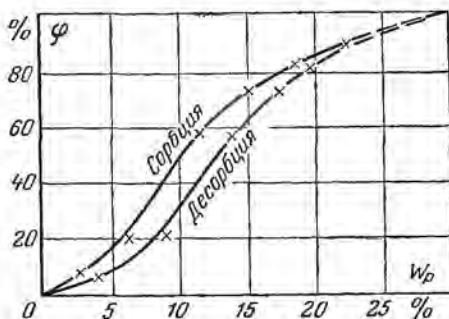


Рис. 2-8. Изотермы сорбции и десорбции коллоидного тела (прессованное мучное тесто).

### Кривые скорости сушки капиллярнопористых тел

Механизм сушки капиллярнопористых тел определяется режимом сушки и капиллярнопористой структурой тела. Механизм перемещения влаги при жестких режимах существенно отличается от механизма перемещения влаги при мягких режимах, так как значительное влияние оказывает наличие температурного градиента внутри тела.

Рассмотрим вначале процесс сушки простейшей модели капиллярнопористого тела — сушку кварцевого песка.

На рис. 2-9 приведены кривые интенсивности сушки песка с частицами разной крупности в слое, толщиной 2,54 см, взятые из работы Кигльска и Кугана. Песок насыпался в бакелитовый противень, стенки и дно которого имели хорошую теплоизоляцию. Температура песка измерялась термопарами в пяти точках на различной глубине. На рис. 2-9 приведены температурные кривые,

соответствующие поверхностному слою. Видно, что кривые интенсивности сушки имеют две резко выраженные критические точки, положение которых зависит от крупности частиц песка и от режима сушки. После первой критической точки интенсивность сушки линейно уменьшается, а после второй критической точки ее изменение изображается кривой, обращенной выпуклостью к оси абсцисс, т. е. кривая скорости сушки во втором периоде относится к кривым типа 4 (рис. 2-3).

В период постоянной скорости сушки температура поверхностного слоя песка равна температуре мокрого термометра. Начальное влагосодержание равно 35%, а равновесное влагосодержание для данного режима очень мало ( $W_p = 0,11\%$ ), т. е. практически равно нулю.

Объяснить появление первой критической точки на кривой скорости сушки достижением поверхностью материала гигроскопического влагосодержания для капиллярнопористых тел нельзя. При влагосодержании, меньшем гигроскопического, давление пара даже над мениском наиболее узкой части поры практически равно давлению пара над свободной поверхностью воды, т. е. давление пара материала не зависит от влагосодержания.

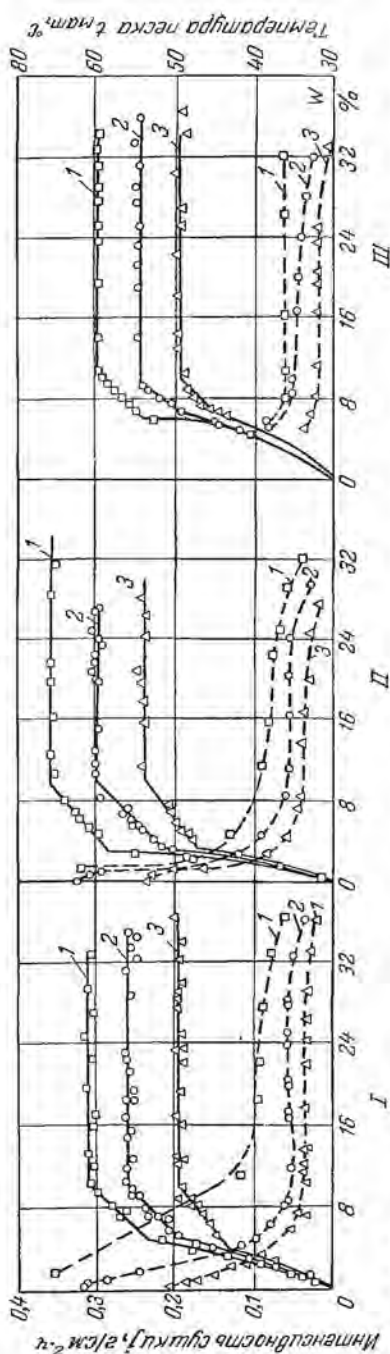


Рис. 2-9. Кривые интенсивности сушки и температуры капиллярнопористого тела (кварцевого песка) при разных режимах. 1 — средний песок; 11 — крупного песка; 111 — для мелкого песка; — — скорость сушки; — — — температура. 1 — для  $t_c = 80^\circ \text{C}$ ; 2 — для  $t_c = 65^\circ \text{C}$ ; 3 — для  $t_c = 55^\circ \text{C}$ .

Если средний радиус частицы песка  $0,005 \text{ см}$ , то радиус капилляра в наиболее узкой части поры  $r = 0,155 R = 0,775 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ . Такой капилляр является макрокапилляром.

Как уже было сказано выше, количество адсорбционной влаги мало, влага в таком теле в основном связана капиллярными силами, поэтому наличие двух критических точек объясняется особым состоянием капиллярной влаги.

В процессе сушки в поверхностном слое образуются мениски, которые стремятся продвинуться внутрь. При вступлении их в наиболее узкую часть поры (в первую шейку) капиллярное давление равно  $12,9 \sigma/R$  и значительно больше того давления, которое необходимо для поддержания открытых поверхностей. Разница между этим давлением и обуславливает движение жидкости к поверхностным слоям материала. Как только мениск пройдет наиболее узкую часть поры (шейку), наступает неустойчивое состояние.

Расширение мениска в ячейку происходит внезапно, перемещенная вода перераспределяется с последующим небольшим уменьшением капиллярного давления, и часть воздуха входит в ячейку. Таким образом, при расширении мениска происходит процесс иммобилизации воздуха порциями (частями) с перераспределением влаги и закрытием шейки поры. Это перераспределение влаги вызывает углубление мениска в шейке последующей поры, а затем и распространение такого процесса в нижеследующие слои.

Таким образом, в периоде постоянной скорости вода по капиллярнопористой системе подается к поверхности, воздух проникает внутрь, замещая воду в порах. Капиллярное давление  $p = 12,9 \frac{\sigma}{R}$ , численно равное всасывающему усилию, примерно постоянно и не зависит от влагосодержания песка. Поэтому поверхностный слой песка имеет достаточную влажность для поддержания постоянной скорости сушки (температура песка остается постоянной и примерно равной температуре мокрого термометра).

По мере сушки подвод влаги к поверхности замедляется, влагосодержание поверхностного слоя падает, а когда достигнет критического значения точки  $B$  (14% по отношению к полному насыщению пор, что соответствует примерно 5% влажности по отношению к весу сухого песка), капиллярное давление резко увеличивается с уменьшением влагосодержания и скорость сушки начинает убывать. Этот момент процесса сушки отмечается первой критической точкой. Среднее (интегральное) первое критическое влагосодержание слоя песка зависит от толщины слоя и равно в нашем случае 26,3% от полного насыщения водой пор, или 9,2% от веса сухого песка ( $W_{к1} = 9,2\%$ ). Начиная с первой критической точки, подвод влаги к поверхности быстро падает, смоченная поверхность уменьшается, а температура песка увеличивается. Когда поверхностный слой достигнет влагосодержания, соответствующего критической точке  $C$ , капиллярное давление становится бесконечно большим (влага в поверхностном слое распределена отдельными кольцами), перемещение воды в по-

верхностном слое прекращается, зона испарения начинает углубляться внутрь. Этот момент на кривой скорости сушки отмечается в виде второй критической точки. Согласно кривой рис. 1-18 критической точке  $C$  соответствует насыщение пор в 8,1%, а среднее (интегральное) влагосодержание слоя песка будет равно 4% ( $R = 0,064$  см), следовательно, второе критическое влагосодержание в нашем случае будет равно  $W_{к2} = 4\%$ .

Такой механизм перемещения влаги подтверждается кривыми распределения температуры по толщине слоя песка (рис. 2-10).

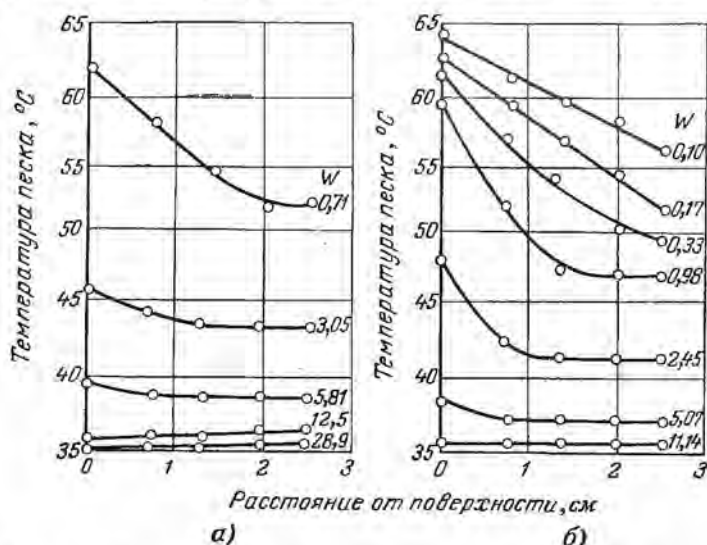


Рис. 2-10. Кривые распределения температуры по толщине слоя песка в 2,54 см. Температура воздуха  $t_c = 65^\circ \text{C}$ .

а — средний песок; б — крупный песок.

В течение периода постоянной скорости сушки температурный градиент отсутствует, температура одинакова на всех глубинах. Температура песка немного выше температуры мокрого термометра за счет несовпадения истинной поверхности испарения (зоны испарения) с геометрической открытой поверхностью песка. Начиная с первой критической точки, температура слоя песка повышается примерно одинаково на всех глубинах, и только со второй критической точки при углублении зоны испарения в поверхностном слое образуется резко выраженный температурный градиент.

Слой песка, расположенный выше поверхности испарения, содержит влагу стыкового состояния, он быстро прогревается, а его температура приближается к температуре окружающего воздуха.

Критические точки появляются в тот момент, когда влагосодержание на поверхности достигает  $W_1 = 14,0\%$  и  $W_2 = 8,1\%$ , что соответствует критическим точкам  $B$  и  $C$  кривой на рис. 1-18. По

формулам гл. 3 и кривым распределения влаги можно вычислить критические влагосодержания.

Толщина слоя

$l = 2,5 \text{ см}$	$W_{к1} = 9,2\%$	или $\omega_{к1} = 26,3\%$
$l = 5,08 \text{ см}$	$W_{к1} = 20,0\%$	$\omega_{к1} = 57\%$
$l = 7,60 \text{ см}$	$W_{к1} = 27,0\%$	$\omega_{к1} = 77\%$

Эти расчетные данные хорошо совпадают с экспериментальными.

Кривые интенсивности сушки, приведенные на рис. 2-11, показывают на изменение их формы с увеличением толщины слоя тела, что

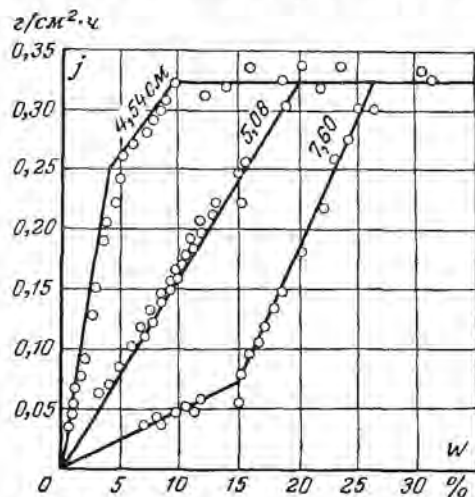


Рис. 2-11. Кривые интенсивности сушки песка.

вызвано влиянием градиента влагосодержания. Необходимо иметь в виду, что для анализа кривых сушки в зависимости от формы связи влаги необходимо соблюдать условие  $Bi_m < 0,1$ . Как было показано М. В. Венедиктовым (табл. 2-1), подсчитанные при таком условии критические влагосодержания кварцевого песка хорошо совпадают с критическими точками, полученными по кривым отрицательного давления и по кривым  $a_{m0} = f(u)$  и  $\delta = f(u)$  [Л. 27]. Если слой крупного песка поместить сверху на слой мелкого

песка, то на кривой скорости сушки наблюдаются четыре критические точки (рис. 2-12, а). Вначале имеются период постоянной скорости и период падающей скорости с резко выраженной критической точкой, характерной для крупного песка. Потом снова наступает период постоянной скорости, а затем период падающей скорости со своей второй критической точкой. Вода в верхнем слое крупного песка почти вся удалялась прежде, чем начиналась сушка нижнего слоя мелкого песка. Капиллярный потенциал крупного песка значительно меньше мелкого песка, и поэтому влага не перемещается из нижнего слоя в верхний. Второй период постоянной скорости соответствует сушке нижнего слоя мелкого песка. Абсолютная величина скорости сушки мелкого песка, расположенного под слоем крупного, как и следовало ожидать, значительно меньше скорости сушки мелкого песка при сушке со свободной, открытой поверхности. Это объясняется тем, что пар диффундирует еще через слой крупного песка, сопротивление которого значительно больше сопротивления пограничного слоя.



Если же слой мелкого песка поместить сверху на слой крупного песка, то кривая скорости сушки имеет нормальный вид с одним периодом постоянной скорости (рис. 2-12, б). Капиллярный потен-

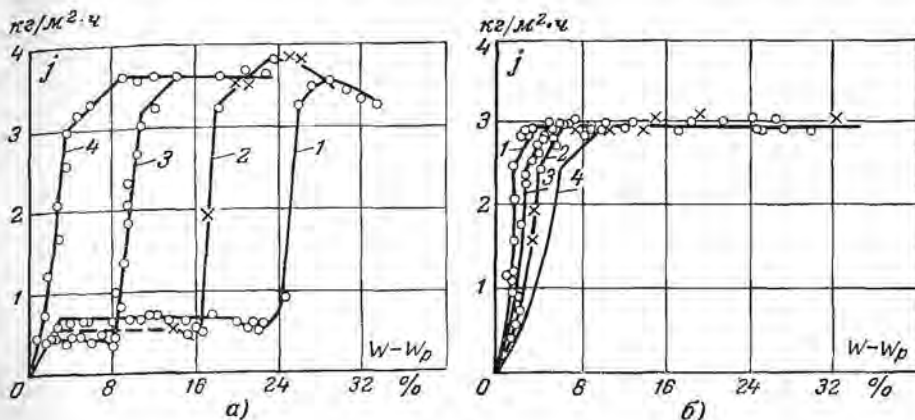


Рис. 2-12. Кривые интенсивности сушки песка.

а — сверху крупный песок; б — сверху мелкий песок; 1 — 25%; 2 — 50%; 3 — 75%; 4 — 100%.

Таблица 2-1

Влагосодержание, %, в критических точках капиллярной связи влаги с песком

Критические точки	Размеры фракций, мм			
	1,2—0,8	0,8—0,6	0,6—0,3	0,3—0,315
Первая критическая точка кривой скорости сушки . . . . .	7,5	8,0	9,0	10,0
Первая критическая точка кривой зависимости коэффициентов $a_{mP_0}$ и $b$ от влагосодержания $u$ . . . . .	8,0	8,5	8,6	10,0
Вторая критическая точка кривой отрицательного капиллярного давления . . . . .	7,5	8,2	8,4	10,2
Вторая критическая точка кривой скорости сушки . . . . .	2,7	2,8	3,8	3,7
Третья критическая точка кривой отрицательного капиллярного давления . . . . .	2,1	2,8	3,4	3,5

диал мелкого песка значительно больше крупного песка, и под влиянием разности капиллярного потенциала влага помещается из нижнего слоя в верхний.

Большинство влажных материалов представляет собой коллоидные капиллярнопористые тела, механизм сушки которых определяется свойствами коллоидных и капиллярнопористых тел.

При сушке коллоидных капиллярнопористых, эластичных тел явление усадки приобретает большое значение в анализе формы кривой скорости сушки. Если стенки капилляров эластичны, то при увлажнении размеры капилляров увеличиваются, а при сушке уменьшаются. Подвод влаги к поверхности тела в этом случае значительно облегчается, так как поверхностные слои с меньшей влажностью имеют поры-капилляры меньшего диаметра по сравнению с цен-

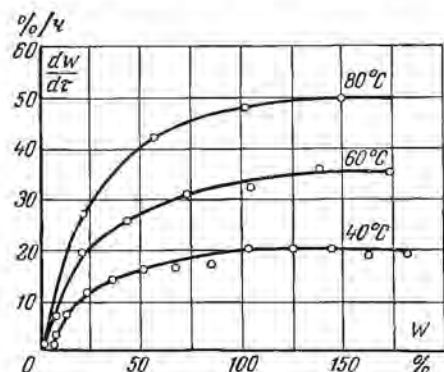


Рис. 2-13. Кривые скорости сушки ткани при разной температуре воздуха ( $v = 0,5$  м/сек).

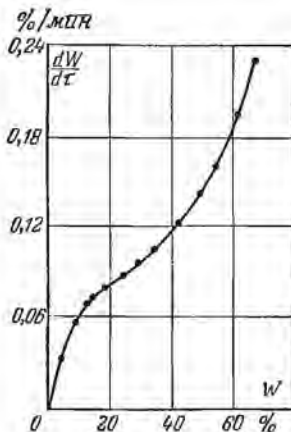


Рис. 2-14. Кривая скорости сушки ржаного хлеба ( $t_c = 60^\circ\text{C}$ ,  $\varphi = 4\%$ ,  $v = 2$  м/сек).

тральными слоями. Схематично можно представить себе, что в этом случае благодаря большей усадке поверхностных слоев капилляры тела становятся как бы коническими, обращенными узкими концами к поверхности тела. Жидкость по такому коническому капилляру будет перемещаться к поверхности тела. В таких телах влага в основном связана капиллярными и осмотическими силами, т. е. эти тела являются коллоидными капиллярнопористыми телами. К такого рода телам мы относим ткани, картон и другие тела. Типичной кривой скорости сушки для них является кривая 2 (рис. 2-12). На рис. 2-13 приведены кривые скорости сушки ткани (фланель) по данным сушильной лаборатории ВТИ. Из рис. 2-13 видно, что кривая обращена выпуклостью к оси ординат.

К коллоидным капиллярнопористым телам надо отнести хлеб. Влага в таком теле связана адсорбционными и капиллярными силами. Количество адсорбционной влаги (количество влаги, присоединяющейся с выделением тепла) для ржаного хлеба, по данным Л. Я. Ауэрмана [Л. 43], равно 17%, начальное влагосодержание

около 70%. На рис. 2-14 приведена кривая сушки ломтя хлеба толщиной 20 мм. Из рис. 2-14 видно, что весь процесс сушки происходит в период падающей скорости сушки, температура материала быстро увеличивается и, спустя небольшой промежуток времени, становится примерно постоянной, отличаясь от температуры воздуха на 2—3° С, поэтому влиянием температуры на влажностные коэффициенты при анализе кривой скорости сушки можно пренебречь. Кроме того, отсутствие периода постоянной скорости говорит о том, что интенсивность диффузии значительно меньше интенсивности влагообмена (влагосодержание на поверхности ломтя хлеба быстро уменьшается, приближаясь к равновесному значению).

Кривая скорости сушки имеет вид кривой 5 (рис. 2-3), следовательно, при решающем влиянии коэффициента диффузии влаги первая часть кривой скорости сушки (читая график справа налево)

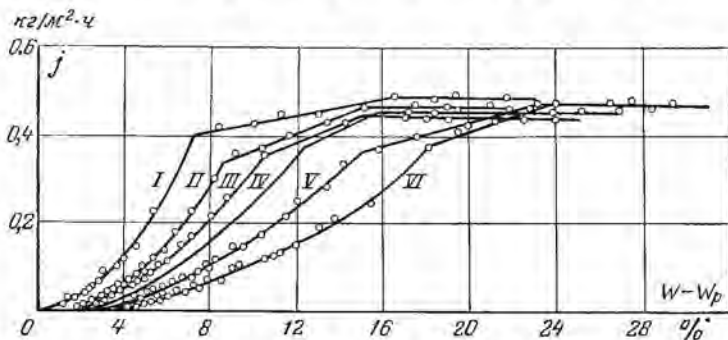


Рис. 2-15. Кривые интенсивности сушки коллоидного капиллярно-пористого тела (смесь кварцевого песка и каолина).

соответствует перемещению капиллярной влаги, а вторая часть — адсорбционно связанной. Вторая критическая точка (точка перегиба кривой скорости сушки) должна соответствовать границе адсорбционной и капиллярной влаги.

Из рис. 2-14 видно, что второе критическое влагосодержание  $w_{к2} = 20\%$ , это почти точно совпадает с величиной гидратационной влаги, определенной Л. Я. Ауэрманом для ржаного хлеба. Таким образом, форма кривой скорости сушки в основном определяется характером связи влаги с материалом при отсутствии значительного влияния температуры материала и влагосъема на процесс перемещения влаги.

Необходимо отметить, что при сушке любых материалов, у которых отсутствует период постоянной скорости, их температура быстро повышается, приближаясь к температуре окружающего воздуха.

Типичными капиллярнопористыми телами по характеру связи влаги являются керамические материалы. На рис. 2-15 приведены кривые интенсивности сушки коллоидного капиллярнопористого

тела (смесь кварцевого песка и каолина). Режим сушки:  $t_c = 40^\circ \text{C}$ ;  $\varphi = 40\%$ ,  $v = 2,14 \text{ м/сек}$ . Кривая I соответствует смеси 20% каолина и 80% песка, а кривая VI соответствует 100%-ному содержанию каолина. Остальные кривые даны для промежуточных соотношений между песком и каолином. По оси абсцисс отложена удаляемая влага, т. е. влагосодержание материала за вычетом равновесного влагосодержания, а по оси ординат — интенсивность сушки. Так как относительная влажность воздуха равна 40%, то количество капиллярной влаги, соответствующее стыковому состоянию (критической точке С кривой на рис. 1-18), выраженное в процентах удаляемой влаги, будет очень незначительно (не больше 1—2% удаляемой влаги).

Поскольку в смеси находится коллоидное тело каолин, то первая критическая точка соответствует тому моменту, когда поверхность образца достигает гигроскопического влагосодержания (рис. 2-2), поэтому по мере увеличения доли песка значение влагосодержания в первой критической точке уменьшается от 22% при 100% каолина до 16% при 20% каолина и имеет тенденцию слиться со второй критической точкой при отсутствии каолина. Влагосодержание, соответствующее второй критической точке, по мере прибавления песка тоже уменьшается от 18 (чистый каолин) до 7% (20% каолина). Поэтому вторая критическая точка может быть объяснена особым состоянием капиллярной влаги (критическая точка В кривой на рис. 1-18), при котором подвод влаги к зоне испарения резко замедляется. Кривая скорости сушки после второй критической точки обращена выпуклостью к оси влагосодержания, что указывает на перемещение влаги — в основном в виде капиллярной влаги.

У керамических материалов форма кривой скорости сушки относится к типам 3 или 4. В первой критической точке влагосодержание на поверхности материала равно гигроскопическому влагосодержанию, а во второй критической точке такому влагосодержанию поверхностного слоя, при котором капиллярное состояние заменяется канатным состоянием. Если гигроскопическое влагосодержание близко к этому влагосодержанию (тощие глины), то вторая критическая точка почти совпадает с первой и кривая скорости сушки имеет вид кривой типа 3.

#### 2-4. ПЕРИОД ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТИ СУШКИ

Выше было отмечено, что процесс сушки делится на два периода: в первом периоде температура тела постоянна, а убыль влагосодержания его происходит по линейному закону, во втором периоде температура тела непрерывно повышается, а скорость сушки (убыль влагосодержания в единицу времени) непрерывно уменьшается. Эти закономерности наблюдаются для всех тел при мягких режимах сушки, когда критическое влагосодержание меньше начального влагосодержания.

В качестве примера на рис. 2-16 приведено изменение основных параметров с течением времени в процессе сушки капиллярнопористого коллоидного тела (образец древесины размером  $1,8 \times 58 \times 149$  мм,  $\rho_d = 420 \text{ кг/м}^3$ ) по данным Б. А. Поснова и В. П. Миронова [Л. 51, 67]. Из рис. 2-16 видно, что в первом периоде температура поверхности древесины равна температуре мокрого термометра (разность  $\Delta t_d = \Delta t_{п.с}$  и равна  $5,5^\circ \text{C}$ ). Убыль влагосодержания происходит по закону прямой. Начиная с  $\tau = 1,5 \text{ ч}$ , разница  $\Delta t_d$  уменьшается (температура поверхности тела увеличивается), а понижение влагосодержания происходит по некоторой кривой, которая асимптотически приближается к оси абсцисс.

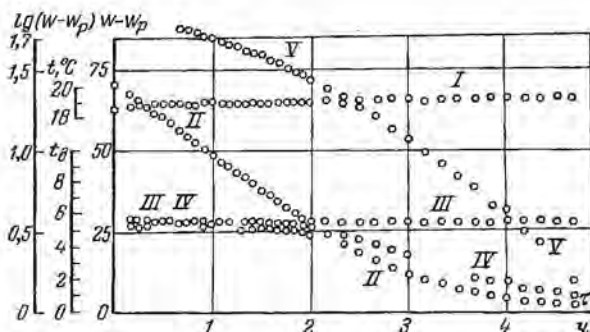


Рис. 2-16. Изменение основных параметров в процессе сушки древесины.

*I* — температура воздуха; *II* — влагосодержание древесины за вычетом равновесного влагосодержания ( $W_p = 10\%$ ); *III* —  $\Delta t_{п.с}$  психрометрическая разность; *IV* —  $\Delta t_d$  — разность между температурой поверхности тела и температурой воздуха; *V* —  $\lg(W - W_p)$  — логарифм удаляемого влагосодержания.

Аналогичные закономерности наблюдаются при сушке желатина и кварцевого песка: в первом периоде температура во всех точках тела одинакова и равна температуре мокрого термометра, а скорость сушки постоянна.

Отсюда следует, что интенсивность сушки, т. е. количество испаренной жидкости в единицу времени с единицы открытой поверхности тела, в первом периоде должна быть равна интенсивности испарения жидкости со свободной поверхности при одинаковом режиме ( $t_c$ ,  $\phi$ ,  $v$ ) и при одинаковых определяющих размерах.

Эксперименты показывают, что при соблюдении этих условий интенсивность сушки и интенсивность испарения жидкости оказываются одинаковыми.

На рис. 2-17 приведена зависимость между интенсивностью сушки желатина, полученная опытным путем, и интенсивностью испарения воды, вычисленной для режима соответствующих опытов по формулам А. В. Нестеренко [Л. 54]. Из рис. 2-17 видно, что экспериментальные точки расположены на прямой, тангенс угла

которой равен 1,03, т. е. практически (с точностью до 3%) интенсивность сушки равна интенсивности испарения воды со свободной поверхности. Аналогичные результаты были получены и для других материалов (табл. 2-2).

Из табл. 2-2 видно, что отношение интенсивности сушки  $j_c$  к интенсивности испарения воды  $j_u$  не превышает 1,2. Это увеличение  $j_c$ , не превышающее 20%, объясняется повышением температуры поверхности тела по сравнению с температурой мокрого термометра за счет излучения от нагретых стенок сушильной камеры при сравнительно высоких температурах.

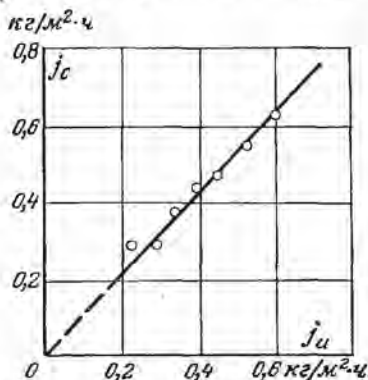


Рис. 2-17. Зависимость между интенсивностью сушки и интенсивностью испарения воды для желатина.

температур материала и испаряющейся жидкости имеет место равенство интенсивностей. Далее, в качестве примера можно привести следующее. Многие исследователи считали, что при сушке желатина на

Некоторые исследователи для сравнения интенсивности сушки с интенсивностью испарения проводили опыты по сушке материала и испарению воды в противнях (односторонняя сушка и испарение).

Такие эксперименты при отсутствии хорошей изоляции дна противня могут дать неверные результаты.

Наличие постоянной скорости сушки не может служить критерием тождественного процесса сушки в первом периоде и испарения жидкости со свободной поверхности.

Только в случае равенства тем-

Таблица 2-2

Отношение интенсивности сушки к интенсивности испарения воды при разных режимах сушки

Материал	Пределы изменения			$\frac{j_c}{j_u}$
	$t_c, ^\circ\text{C}$	$\varphi$	$v, \text{ м/сек}$	
Желатин . . . . .	18—30	0,40—0,90	0,5—6,8	1,03
Глина . . . . .	15—45	0,18—0,75	2,1—4,0	1,10
Кожа (хромовый опоек) . .	25—60	0,30—0,80	0,5—1,0	1,10
Кожа (краснодубленая юфть) . . . . .	30—60	0,30—0,80	0,5—4,0	1,15
Опилочно-диатомовый кирпич . . . . .	25—140	0,05—0,60	0,7—4,0	1,20
Шпон (тонкие листы древесины) . . . . .	20—200	0,10—0,25	0,8—8,0	1,00



стеклянной подложке (фотопластинки) период постоянной скорости не наблюдается. При тщательном анализе оказалось, что в этих опытах вследствие большого подвода тепла через подложку также не имело места равенство температуры поверхности желатина и мокрого термометра.

В опытах лаборатории сушильной техники НИКФИ было показано, что период постоянной скорости при сушке желатиновых слоев всегда имеет место при тщательной постановке опытов и температура желатина равна температуре мокрого термометра (рис. 2-18).

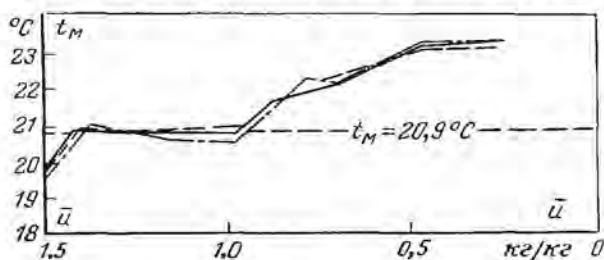


Рис. 2-18. Зависимость между температурой желатинового слоя и влажностью его в процессе сушки.

Режим сушки:  $t_c = 25,7^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,67$ ;  $v = 6,75 \text{ м/сек.}$

Как было отмечено выше, с точностью до 2—3% интенсивность сушки желатина равна интенсивности испарения воды со свободной поверхности.

При высоких температурах газа в первом периоде скорость сушки постоянна, а температура поверхности материала непрерывно увеличивается и значительно превышает температуру мокрого термометра.

Следовательно, интенсивность сушки в периоде постоянной скорости в большинстве случаев равна интенсивности испарения воды со свободной поверхности при одинаковых режимах.

При сушке конвекцией \*

$$q_n = \alpha_q (t_c - t_n) = \text{Nu}_q \frac{\lambda_n}{l} (t_c - t_n); \quad (2-4-1)$$

$$j_n = \alpha_p (p_n - p_c) = \text{Nu}_m \frac{D_p}{l} (p_n - p_c), \quad (2-4-2)$$

где  $\lambda_n$  — коэффициент теплопроводности влажного воздуха;  $D_p$  — коэффициент диффузии пара в воздухе, отнесенный к разности давлений;  $l$  — длина поверхности тела вдоль потока газа; индексы «п» и «с» обозначают поверхность тела и окружающую среду.

Тепло- и массообменные числа Нуссельта определяются по формуле А. В. Нестеренко [Л. 54].

\* Индекс «п» для величин парциального давления пара мы в дальнейшем опускаем.

Интенсивность сушки обратно пропорциональна  $l^{-n}$ , где  $n$  — показатель степени у числа  $Re$ . Поэтому чем больше длина образца материала в направлении потока, тем меньше интенсивность сушки.

В условиях естественной конвекции числа  $Nu_m$  и  $Nu_q$  вычисляются по формулам внешнего тепло- и массообмена. При естественной конвекции при одинаковом режиме интенсивность сушки обратно пропорциональна длине определяющего размера в степени 0,25, т. е.

$$j_n = \frac{\text{const}}{l^{0,25}}. \quad (2-4-3)$$

Поэтому чем больше  $l$  (длиннее образец), тем меньше интенсивность.

Приведенная на рис. 2-19 зависимость между  $\lg j_n$  и  $\lg l$  при одном и том же режиме показывает, что экспериментальные точки расположены вблизи прямой, тангенс угла наклона которой равен  $-0,25$ .

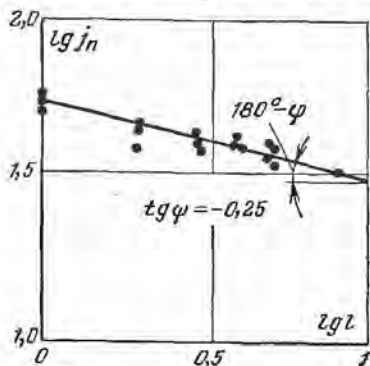


Рис. 2-19. Зависимость между интенсивностью сушки  $j_n$  ( $г/м^2 \cdot ч$ ) и определяющим размером  $l$  (см) в условиях естественной конвекции по данным Б. А. Поснова и В. П. Миронова.

Формулы (2-4-1) и (2-4-2) справедливы при обтекании плоских тел потоком воздуха, т. е. при конвективной сушке. При сушке тел другой формы для вычисления тепло- и массообменных чисел Нуссельта можно воспользоваться формулами О. Кришера, согласно которым между числами  $(Nu_r)_q$  и  $(Nu_r)_m$  существует прямая пропорциональность [Л. 24]:

$$(Nu_r)_q = (Nu_r)_m N_p, \quad (2-4-4)$$

где  $N_p$  — поправочный коэффициент. Числа  $Nu_r$  вычисляются по обычным формулам тепло- и массообмена.

В соответствии с формулами (2-4-1) и (2-4-2) для расчета  $q_n$  и  $j_n$  необходимо знать температуру поверхности тела  $t_n$ , так как парциальное давление пара на поверхности материала  $p_n$  равно давлению насыщенного пара при температуре  $t_n$ , последнее является однозначной функцией температуры  $t_n$ , т. е.  $p_n = f(t_n)$ .

В случае дополнительного подвода тепла через теплоизолированные поверхности расчет температуры открытой поверхности (поверхности испарения) материала  $t_n$  можно сделать, используя основное балансовое уравнение тепла. Например, для случая сушки материала в противне, температура которого равна  $t_1$ , балансовое уравнение можно написать так:

$$ra_p(p_n - p_c) = \alpha_q(t_c - t_n) + \frac{\lambda_m}{R}(t_1 - t_n), \quad (2-4-5)$$

где  $R$  — толщина слоя;  $\lambda_m$  — коэффициент теплопроводности слоя материала.

При этом в качестве приближения принимаем линейный закон распределения температуры по толщине материала в первом периоде сушки.

Давление пара  $p_n$  у поверхности материала равно давлению насыщенного пара ( $p_n = p_u$ ), которое зависит только от температуры  $t_n$  и может быть подсчитано по эмпирической формуле Г. К. Филоненко [Л. 87]

$$\lg \frac{p_n}{p_0} = \frac{7,5t}{238 + t} \quad (2-4-6)$$

где  $p_0$  — давление насыщенного пара при температуре  $0^\circ \text{C}$  ( $p_0 = 4,579 \text{ мм рт. ст.}$ ).

После некоторых преобразований получаем уравнение для определения  $t_n$

$$f(t_n) = A - Bt_n; \quad (2-4-7)$$

где

$$f(t_n) = \exp\left(\frac{17,25t_n}{238 + t_n}\right); \quad (2-4-8)$$

$$A = \frac{p_c}{p_0} + \frac{\alpha_q t_c + \lambda_m \frac{t_1}{R}}{r \alpha_p p_0}; \quad (2-4-9)$$

$$B = \frac{\alpha_q + \frac{\lambda_m}{R}}{r \alpha_p p_0}. \quad (2-4-10)$$

Из уравнения (2-4-9) температура  $t_n$  определяется графическим методом. Предварительно строится график  $f(t_n)$ , по оси ординат отложена функция  $f(t_n)$ , а по оси абсцисс —  $t_n$  (рис. 2-20). На оси ординат берется отрезок  $OA$ , численно равный величине  $A$ , которая вычисляется по формуле (2-4-9). На оси абсцисс откладывается отрезок  $OC$ , равный величине  $A/B$ . Затем точки  $A$  и  $C$  соединяют прямой. Точка пересечения этой прямой с кривой  $f(t_n)$  дает величину температуры поверхности материала.

Для иллюстрации рис. 2-20 приведен конкретный пример расчета.

Режим сушки  $t_c = 80^\circ \text{C}$ ,  $\phi = 0,10$ ,  $v = 1 \text{ м/сек}$ . На противне, температура дна которого равна  $50^\circ \text{C}$ , находится материал ( $\lambda_m = 0,7 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ ). Толщина слоя материала  $R = 2 \text{ см}$ . Для данного режима  $\alpha_p = 0,0403 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{мм рт. ст.}$ ,  $\alpha_q = 11 \text{ ккал/м}^2 \times \text{ч} \cdot \text{град}$ ,  $r = 570 \text{ ккал/кг}$ .

Тогда величина  $A = 32,8$ ,  $B = 0,434 \text{ 1/град}$ , отрезок  $OC$  соответствует  $76^\circ \text{C}$ . Точке пересечения прямой  $A - Bt_n$  и кривой  $f(t_n)$  соответствует  $t_n = 43,6^\circ \text{C}$  (температура адиабатического насыщения воздуха равна  $39,8^\circ \text{C}$ ).

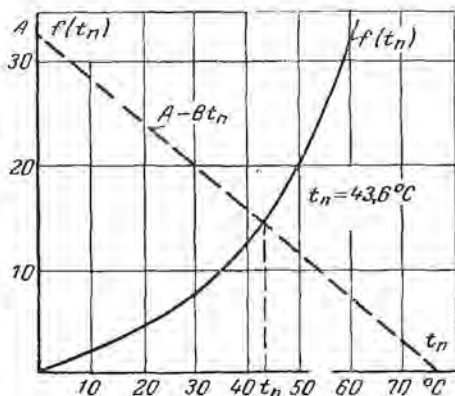


Рис. 2-20. Графический метод определения температуры поверхности материала в первом периоде процесса сушки.

Таким образом, за счет притока тепла через дно противня температура открытой поверхности материала повысилась примерно на  $3,8^\circ \text{C}$ .

Следовательно, в периоде постоянной скорости сушки интенсивность сушки  $j_n$  и интенсивность теплообмена  $q_n$  (поток тепла) определяются по заданному температурному напору ( $\Delta t = t_c - t_n$ ) и перепаду парциального давления пара  $\Delta p$  ( $\Delta p = p_n - p_c$ ). Поскольку в периоде постоянной скорости сушки температура материала неизменна ( $di/d\tau = 0$ ), то все тепло, переданное к материалу (поток тепла у поверхности материала или интенсивность теплообмена), идет на испарение влаги. Поэтому на основе закона сохранения энергии можно написать уравнение баланса тепла

$$q_n = j_n r, \quad (2-4-11)$$

где  $r$  — удельная теплота испарения.

Плотность потока тепла  $q_n$ , названная нами интенсивностью теплообмена, будет в общем случае равна сумме плотностей потоков тепла конвекцией  $q_k$ , радиацией  $q_n$  и теплопроводностью  $q_t$

$$q_n = q_k + q_n + q_t = \alpha_q (t_c - t_n) + \alpha_n (T_n - T_n) + q_t, \quad (2-4-12)$$

где  $\alpha_q$  и  $\alpha_n$  — коэффициенты конвективного и лучистого теплообмена.

Если обозначить скорость сушки ( $\%/ч$ ) в периоде постоянной скорости через  $N$  [ $N = (dW/d\tau)_0$ ], отношение объема к поверхности — через  $R_v$ , а плотность сухого тела через  $\rho_0$ , то можно записать:

$$q_n = r \rho_0 R_v N \frac{1}{100}. \quad (2-4-13)$$

Таким образом, по величине скорости сушки  $N$  можно определить интенсивность теплообмена  $q_n$ , и, наоборот, зная интенсивность теплообмена  $q_n$ , можно определить скорость сушки  $N$ .

Обычно проще определить скорость сушки  $N$ , для чего необходимо знать температуру поверхности тела и режимные параметры окружающей среды, так как определение интенсивности теплообмена в большинстве случаев связано с определением кондуктивной составляющей потока тепла  $q_t$ .

Введем тепло- и массообменный критерий Кирпичева по соотношениям

$$Ki_q = \frac{q_n R_v}{\lambda T_c} \quad \text{и} \quad Ki_m = \frac{j_n R_v}{a_m \rho_0 a_0}, \quad (2-4-14)$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности влажного тела.

В периоде постоянной скорости интенсивность тепло- и массообмена постоянная ( $q = \text{const}$  и  $j = \text{const}$ ), поэтому критерии  $Ki_q$  и  $Ki_m$  для периода постоянной скорости мы обозначаем соответ-

ственно через  $Ki_{q0}$  и  $Ki_{m0}$ . Тогда основное соотношение (2-4-11) можно написать так:

$$Ki_{q0} = Ki_{m0} Lu Ko, \quad (2-4-15)$$

где критерии  $Lu$  и  $Ko$  соответственно равны \*:

$$Lu = \frac{a_m}{a}, \quad Ko = \frac{r\bar{u}_0}{cT_c},$$

где  $a$  — коэффициент температуропроводности влажного тела;  $c$  — удельная теплоемкость влажного тела.

Массообменный критерий Кирпичева для периода постоянной скорости сушки будет равен:

$$Ki_{m0} = \frac{R_v^2}{a_m} \frac{N}{W_0}. \quad (2-4-16)$$

Соотношения (2-4-13) и (2-4-15) являются основными соотношениями для периода постоянной скорости.

## 2-5. ПЕРИОД ПАДАЮЩЕЙ СКОРОСТИ

### Основное уравнение кинетики сушки

Выше было отмечено, что в периоде падающей скорости интенсивность сушки  $j_n$  и интенсивность теплообмена  $q_n$  непрерывно уменьшаются с течением времени. Изменение интенсивности сушки происходит по сложной закономерности, определяемой формой связи влаги с материалом и механизмом перемещения влаги и тепла внутри материала.

Определить интенсивность теплообмена по формулам Ньютона и Дальтона не представляется возможным, так как коэффициенты тепло- и массообмена изменяются с течением времени, а температура и влагосодержание на поверхности тела определяются сочетанием подвода тепла и влаги (внутренний влаго- и теплообмен) и отвода тепла и влаги с поверхностей тела в окружающую среду (внешний тепло- и массообмен). Полное решение такой задачи (расчет скорости сушки) связано с решением системы дифференциальных уравнений массо- и теплопереноса при соответствующих граничных условиях.

Однако, пользуясь законом сохранения энергии и массы вещества, можно установить взаимосвязь средних интегральных значений влагосодержания  $\bar{u}$  и температуры  $\bar{t}$  с интенсивностями тепло- и массообмена  $j_n$  и  $q_n$ , а следовательно, и со скоростью сушки в виде уравнения баланса тепла.

Согласно закону сохранения энергии, все тепло, подведенное к телу, равно теплу, потраченному на испарение влаги, и теплу, затраченному на его нагрев.

\* Физический смысл критериев  $Lu$  и  $Ko$  см. в гл. 10.

Пусть общая поверхность влажного тела равна  $S$ , в нем содержится некоторая масса влаги  $m_v$  и масса сухого тела  $m_0$ . Обозначим удельные теплоемкости влаги и абсолютно сухого тела соответственно через  $c_v$  и  $c_0$ . Тогда количество тепла, необходимое для нагревания тела в единицу времени, будет равно:

$$(c_0 m_0 + c_v m_v) \frac{d\bar{t}}{d\tau}, \quad (2-5-1)$$

где  $\bar{t}$  — средняя температура тела.

Количество тепла, потраченное на испарение влаги, равно:

$$r \frac{dm_v}{d\tau} = r m_0 \frac{d\bar{u}}{d\tau}, \quad (2-5-2)$$

так как влагосодержание тела  $\bar{u} = m_v/m_0$ ;  $r$  — удельная теплота испарения влаги равна сумме удельной теплоты испарения жидкости  $r_{ж}$  и теплоты смачивания  $r_c$ , т. е.

$$r = r_{ж} + r_c. \quad (2-5-3)$$

Сумма количества тепла, идущего на нагревание тела и испарение влаги в нем, равна количеству подведенного тепла в единицу времени ко всей поверхности тела  $S$

$$\int_{(S)} q dS. \quad (2-5-4)$$

Обозначим средний удельный поток тепла на единицу поверхности через  $\bar{q}_n$ , тогда (2-5-4) можно написать так:

$$S \bar{q}_n = \int_{(S)} q_n dS. \quad (2-5-5)$$

Суммируя (2-5-1) и (2-5-2) и приравнявая к (2-5-5), а затем разделив обе части равенства на  $V$ , получим:

$$\bar{q}_n = (c_0 + c_v \bar{u}) \rho_0 R_v \frac{d\bar{t}}{d\tau} + \rho_0 R_v r \frac{d\bar{u}}{d\tau}, \quad (2-5-6)$$

где  $R_v$  — отношение объема абсолютно сухого  $v_0$  к поверхности влажного тела  $S$  ( $R_v = v_0/S$ ).

Если усадка поверхности тела происходит по соотношению \*

$$S = S_0 (1 + \beta_S \bar{u})^n, \quad (2-5-7)$$

где  $\beta_S$  — коэффициент поверхностной усадки тела,  $n$  — постоянная, то величина  $R_v$  равна:

$$R_v = R_{v0} / (1 + \beta_S \bar{u})^n, \quad (2-5-8)$$

где  $R_{v0} = v_0/S_0$  — отношение объема к поверхности абсолютно сухого тела. Если усадка тела мала ( $1 \gg \beta_S \bar{u}$ ), то  $R_v = R_{v0} = \text{const.}$

\* См. гл. 3.



Обозначим теплоемкость влажного тела через ( $c = c_0 + c_u \bar{u}$ ), тогда уравнение (2-5-6) можно написать так:

$$q_n = \rho_0 R_v r \frac{d\bar{u}}{d\tau} \left( 1 + \frac{c}{r} \frac{d\bar{t}}{d\bar{u}} \right). \quad (2-5-9)$$

Отношение  $d\bar{t}/d\bar{u}$  характеризует повышение средней температуры тела при изменении влагосодержания на единицу в процессе сушки. Эта величина является очень важной характеристикой кинетики процесса сушки. Обозначим  $d\bar{t}/d\bar{u}$  через  $b$  и назовем температурным коэффициентом сушки

$$b = \frac{d\bar{t}}{d\bar{u}} = \frac{d\bar{t}}{dW} 100. \quad (2-5-10)$$

Температурный коэффициент сушки определяется из температурных кривых или из аналитических решений дифференциальных уравнений тепло- и влагопереноса.

Величина  $\frac{c}{r} \frac{d\bar{t}}{d\bar{u}}$  является безразмерной, она показывает отношение количества тепла, пошедшего на нагрев тела, к количеству тепла, идущего на испарение влаги, за бесконечно малый промежуток времени.

Таким образом, величина  $cb/r$  является основным критерием кинетики процесса сушки. Назовем этот критерий критерием Ребиндера  $Rb$  в честь выдающегося ученого, академика П. А. Ребиндера, создателя учения о формах связи влаги с капиллярнопористыми коллоидными телами, являющегося основой теории сушки:

$$Rb = \frac{cb}{r} = \frac{c}{r} \left( \frac{d\bar{t}}{d\bar{u}} \right). \quad (2-5-11)$$

Критерий Ребиндера зависит от температурного коэффициента сушки (основная характеристика кинетики сушки), удельной теплоемкости влажного тела  $c$  и удельной теплоты испарения влаги  $r$ . Последние величины  $c$  и  $r$  зависят от форм связи влаги с влажным телом, теплота испарения включает в себя не только теплоту испарения жидкости, но и теплоту смачивания.

Уравнение (2-5-9) перепишем так:

$$q_n(\tau) = \rho_0 R_v r \frac{d\bar{u}}{d\tau} (1 + Rb). \quad (2-5-12)$$

Уравнение (2-5-12) в критериальной форме запишется так:

$$Ki_q(\tau) = Ki_m(\tau) Lu Ko (1 + Rb), \quad (2-5-13)$$

где  $Ki_q(\tau)$  и  $Ki_m(\tau)$  — соответственно теплообменный и массообменный критерии Кирпичева в периоде падающей скорости, являющиеся функциями времени. Поскольку удельные потоки тепла  $q_n(\tau)$  и влаги  $j_n(\tau)$  изменяются с течением времени,

$$Ki_q(\tau) = \frac{q_n(\tau) R_v}{\lambda T_c}; \quad Ki_m = \frac{j_n(\tau) R_v}{a_m \rho_0 \bar{u}_0}.$$

Произведение критерия Ребиндера на критерий Кирпичева является новой обобщенной переменной В, представляющей собой безразмерный температурный коэффициент сушки

$$B = K_0 Rb = \frac{\bar{t}/T_c}{d\bar{u}/\bar{u}_0} = b \frac{\bar{u}_0}{T_c}. \quad (2-5-14)$$

Тогда уравнение (2-5-13) можно переписать так:

$$\frac{K_{iQ}(\tau)}{K_{im}(\tau)} = Lu (K_0 + B). \quad (2-5-15)$$

В периоде постоянной скорости критерий Ребиндера равен нулю, тогда из соотношения (2-5-12) получим (2-4-11), т. е.

$$q_n(0) = r \rho_0 R_v \frac{N}{100} = \text{const}. \quad (2-5-16)$$

Обозначим отношение потока тепла в периоде падающей скорости к потоку тепла в периоде постоянной скорости через  $q_n^*$

$$q_n^*(\tau) = \frac{q_n(\tau)}{q_n(0)} = \left(\frac{d\bar{u}}{d\tau}\right)^* (1 + Rb) \left(1 + \frac{r_c}{r_{ж}}\right), \quad (2-5-17)$$

где  $(d\bar{u}/d\tau)^*$  — безразмерная скорость сушки в периоде падающей скорости

$$\left(\frac{d\bar{u}}{d\tau}\right)^* = \left(\frac{dW}{d\tau}\right) \frac{1}{N}. \quad (2-5-18)$$

Если теплота смачивания  $r_c$  значительно меньше теплоты испарения жидкости  $r_{ж}$  ( $r_c \ll r_{ж}$ ) в том интервале влагосодержания, в котором происходит сушка, то уравнение (2-5-17) имеет следующий вид:

$$q_n^*(\tau) = \left(\frac{d\bar{u}}{d\tau}\right)^* (1 + Rb) = \left(\frac{d\bar{u}}{d\tau}\right)^* \left(1 + \frac{B}{K_0}\right). \quad (2-5-19)$$

Это уравнение (2-5-19) является основным уравнением кинетики сушки, оно устанавливает взаимосвязь между теплообменом  $q_n^*(\tau)$  и массообменом  $(d\bar{u}/d\tau)$  при помощи критерия Rb или критерия В/К<sub>0</sub>.

Это уравнение справедливо для любого тела и при любом методе сушки.

### Метод определения температурного коэффициента сушки

Критерий Ребиндера определяется из температурных кривых  $\bar{t} = f(\bar{u})$ . Температура обычно измеряется в нескольких точках тела. Для расчета критерия Rb необходимо знать среднюю по объему температуру тела  $\bar{t}$ , которая приближенно определяется следующим образом.

Пусть распределение температуры следует параболическому закону

$$t = t_n + \xi^2 (t_n - t_u), \quad (2-5-20)$$

где  $\xi$  — безразмерная координата, выбираемая в соответствии с фор-

мой классического тела (неограниченная пластина, цилиндр, шар), есть величина постоянная. Предположим, что измеряем температуру в 1, 2, ...,  $m$  точках тела, соответствующих безразмерным координатам  $\xi$

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= t_{\text{ц}} + \xi_1^2 (t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}); \\ t_2 &= t_{\text{ц}} + \xi_2^2 (t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}); \\ &\dots \dots \dots \\ t_m &= t_{\text{ц}} + \xi_m^2 (t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}). \end{aligned} \right\} \quad (2-5-21)$$

Средняя арифметическая температура  $t_{\text{ср}}$  тела равна:

$$t_{\text{ср}} = \frac{t_1 + t_2 + \dots + t_m}{m} = t_{\text{ц}} + \Psi (t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}), \quad (2-5-22)$$

где

$$\Psi = \frac{\xi_1^2 + \xi_2^2 + \dots + \xi_m^2}{m}. \quad (2-5-23)$$

Тогда температура поверхности тела будет равна:

$$t_{\text{п}} = \frac{t_{\text{ср}} - (1 - \Psi) t_{\text{ц}}}{\Psi}, \quad (2-5-24)$$

а температурный градиент у поверхности тела будет следующим:

$$\left( \frac{\partial t}{\partial \xi} \right)_{\text{п}} = \frac{2}{\Psi} (t_{\text{ср}} - t_{\text{ц}}). \quad (2-5-25)$$

Средняя по объему температура  $\bar{t}$  равна:

$$\bar{t} = t_{\text{ц}} + \Pi (t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}), \quad (2-5-26)$$

или

$$\bar{t} = t_{\text{ц}} + \frac{\Pi}{\Psi} (t_{\text{ср}} - t_{\text{ц}}), \quad (2-5-27)$$

где  $\Pi$  — постоянный числовой коэффициент (для пластины  $\Pi = 1/3$ , для цилиндра —  $1/2$ , для шара —  $3/5$ ). Если  $\Psi = \Pi$ , то  $\bar{t} = t_{\text{ср}}$ , т. е. средняя арифметическая температура тела равна средней интегральной по объему. Например, если в неограниченной пластине измеряем температуру в точках  $\xi = 0$  (в центральной плоскости),  $\xi_1 = 0,6$  (на расстоянии 0,6 от половины толщины пластины) и  $\xi_2 = 0,8$ , то

$$\Psi = \frac{1}{3} (0 + 0,36 + 0,64) = \frac{1}{3}. \quad (2-5-28)$$

Тогда  $\Psi = \Pi = 1/3$ , т. е.  $t_{\text{ср}} = \bar{t}$ .

### Приближенное уравнение сушки

Для того чтобы воспользоваться основным уравнением кинетики сушки, необходимо знать зависимость между влагосодержанием тела и временем (уравнение кривой сушки). Эту зависимость можно получить путем решения системы дифференциальных уравнений

влаго- и теплопереноса, для чего необходимо знать зависимость коэффициентов переноса от влагосодержания и температуры. Задача получается достаточно сложной в аналитическом отношении, так как она является существенно нелинейной. Поэтому представляет интерес получить приближенное, достаточно надежное уравнение кривой сушки с минимальным количеством констант, определяемых экспериментально.

Автором был предложен такой метод расчета, который на протяжении многих лет хорошо оправдал себя для различных условий сушки [Л. 32, 34, 35].

Заменим действительную кривую скорости сушки, имеющую сложный вид (рис. 2-21), прямой, т. е. будет прямая пропорциональная зависимость между скоростью сушки и удаляемой влагой, причем прямую проводим так, чтобы погрешность была наименьшей.

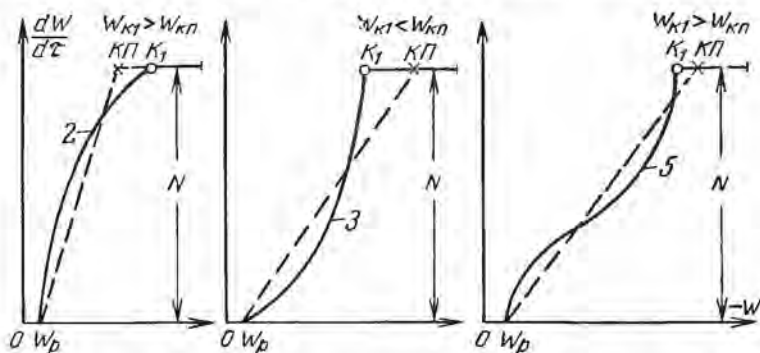


Рис 2-21. Графический метод определения приведенной критической влажности.

В результате такой замены первая критическая точка смещается вправо или влево в зависимости от характера кривой скорости сушки. Так, на рис. 2-21 показана замена действительной кривой скорости сушки прямой для трех случаев (кривая скорости сушки типов 2, 3 и 5).

Точку пересечения нашей прямой, характеризующей убыль скорости сушки во втором периоде, с прямой  $N = \text{const}$ , характеризующей постоянную скорость сушки в первом периоде, мы называем приведенной критической точкой, а влагосодержание, соответствующее ей, приведенным критическим влагосодержанием  $W_{к.п.}$ . Приведенное критическое влагосодержание  $W_{к.п.}$  может быть больше или меньше первого критического влагосодержания, а иногда почти совпадать (случай кривой скорости сушки типов 5 и 6).

Если конечное влагосодержание  $W_2$  при сушке значительно больше равновесного влагосодержания  $W_p$ , то можно замену сложной кривой прямой провести не от точки  $W_p$ , а от точки  $W_2$ . В этом случае погрешность, вносимая таким упрощением, будет меньше,

но появляется новое неудобство: приведенная критическая точка будет зависеть от конечного влагосодержания.

В нашем случае приведенная критическая точка не зависит от конечной влажности. При этом уравнение кривой скорости сушки значительно упрощается и примет вид:

$$-\frac{dW}{d\tau} = K(W - W_p), \quad (2-5-29)$$

где

$$K = \frac{N}{W_{к.п} - W_p} = \kappa N; \quad (2-5-30)$$

$K$  — коэффициент пропорциональности, называемый нами коэффициентом сушки, зависит от режима сушки (прямо пропорционален  $N$ ), а относительный коэффициент сушки  $\kappa$  зависит от свойств материала и начальной влажности его. Размерность коэффициента сушки —  $ч^{-1}$ .

Интегрирование этого уравнения дает:

$$\frac{W - W_p}{W_{к.п} - W_p} = \exp(-K\tau) = \exp(-\kappa N\tau). \quad (2-5-31)$$

Метод определения коэффициента сушки  $K$  из кривой скорости сушки (рис. 2-21) не точен, поскольку построение кривой скорости сушки связано с погрешностями графического дифференцирования.

Приближенное уравнение кривой сушки можно написать так:

$$\lg(W - W_p) = \lg(W_{к.п} - W_p) - \frac{1}{2,3} K\tau. \quad (2-5-32)$$

Таким образом, чтобы определить коэффициент сушки, достаточно построить кривую сушки в полулогарифмической аноморфозе, т. е. по оси ординат (логарифмический масштаб) откладывается удаляемая влага ( $W - W_p$ ), а по оси абсцисс (обыкновенный масштаб) — время. Экспериментальные точки соединяют прямой, проведенной так, чтобы погрешность была наименьшей. Тогда тангенс угла данной прямой (рис. 2-22) и будет численно равен коэффициенту сушки

$$K = \frac{2,3 [\lg(W_1 - W_p) - \lg(W_2 - W_p)]}{\tau_2 - \tau_1}, \quad (2-5-33)$$

где  $W_1, W_2$  — значения влажности материала соответственно для времени  $\tau_1$  и  $\tau_2$ .

Из рис. 2-22 находим коэффициент сушки

$$K = \frac{2,3 (\lg 13,4 - \lg 3,3)}{5 - 2} = 0,446 \text{ ч}^{-1}.$$

Это значение коэффициента сушки соответствует скорости сушки  $N = 0,07 \text{ ч}^{-1}$ .

В качестве примера приведем расчеты коэффициента  $K$  для сушки материала без периода постоянной скорости. На рис. 2-23 построены аналогичные графики для ломтиков хлеба толщиной 20 мм для двух

режимов сушки. Кривые скорости сушки хлеба принадлежат к кривым типа 5. Поэтому экспериментальные точки вначале лежат ниже прямой, а потом выше, но это расхождение невелико.

Из графика на рис. 2-23 для первого режима находим коэффициент сушки

$$K = \operatorname{tg} \Psi = \frac{2,3 [\lg 82 - \lg 8,8]}{20} = 0,112 \text{ ч}^{-1}. \quad (2-5-34)$$

При наличии периода постоянной скорости приведенное критическое влагосодержание  $W_{к.п}$  определяется по величине коэффициента сушки  $K$  и скорости сушки в первом периоде  $N$ , т. е.

$$W_{к.п} = \frac{N}{K} + W_p. \quad (2-5-35)$$



Рис. 2-22. Изменение влагосодержания тела (гипсовой пластины) в процессе сушки.

Режим сушки:  $t_c = 60^\circ \text{C}$ ;  $\varphi = 0,05$ ;  
 $v = 2,65 \text{ м/сек.}$

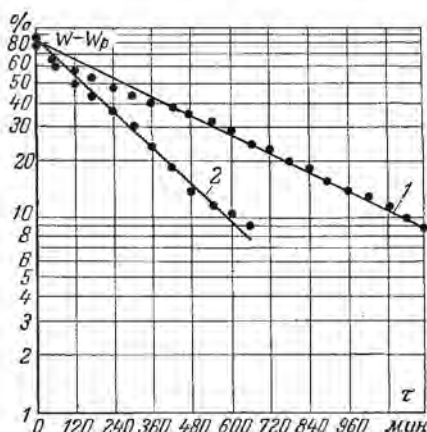


Рис. 2-23. Кривые сушки хлеба.

1 — для  $t_c = 40^\circ \text{C}$ ;  $\varphi = 40\%$ ;  $v = 4 \text{ м/сек.}$   
2 — для  $t_c = 60^\circ \text{C}$ ;  $\varphi = 10\%$ ;  $v = 4 \text{ м/сек.}$

Если период постоянной скорости отсутствует, то приведенное критическое влагосодержание определяется по величине отрезка, отсекаемого по оси ординат прямой  $\lg (W - W_p) = f(\tau)$ .

В нашем случае приведенное критическое влагосодержание равно (рис. 2-23)

$$W_{к.п} = 82 + W_p = 82 + 9 = 91\%. \quad (2-5-36)$$

Начальное влагосодержание в данном опыте было равно 84%. Таким образом, приведенное критическое влагосодержание больше начального влагосодержания, так как при замене кривой типа 5 прямой мы увеличиваем начальное влагосодержание периода падающей скорости.



Коэффициент сушки прямо пропорционален скорости сушки в первом периоде, что хорошо подтверждается экспериментами (рис. 2-24).

Относительный коэффициент сушки  $\kappa$  определяем как тангенс угла наклона прямой  $K = \kappa N$ . Таким методом был подсчитан относительный коэффициент сушки  $\kappa$  для разных материалов, сушимых различными методами. Результаты расчетов приведены в табл. 2-3 и на рис. 2-25.

Из рис. 2-25 видно, что в широком диапазоне началь-

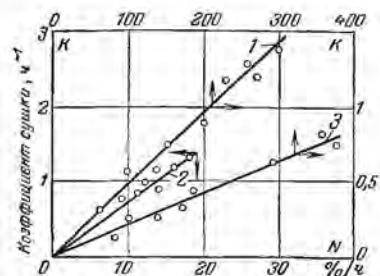


Рис. 2-24. Зависимость между коэффициентом сушки и скоростью сушки в первом периоде.

1 — картофель; 2 — гипс; 3 — морковь.

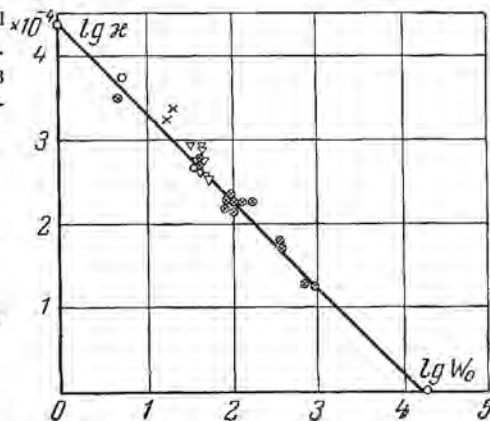


Рис. 2-25. Зависимость между относительным коэффициентом сушки и начальным влагосодержанием различных материалов.

Таблица 2-3

### Относительный коэффициент сушки некоторых материалов

Материал	2R, мм	$W_K$ , %	$W_P$ , %	$\kappa$ , 1/%
Гипс . . . . .	10	—	0—2	0,0710
Картофель . . . . .	3—5	400	2—10	0,0047
Морковь . . . . .	3—5	840	2—5	0,0021
Фрезерный торф . . . . .	5—45	331—400	7—8	0,0052
Глина . . . . .	30	40—42	0—3	0,0509
Кожа (юфть) . . . . .	2	85—110	0,5—25	0,0180
Натуральный каучук . . . . .	10—30	56—120	1—1,7	0,0180
Макароны . . . . .	7,0	35—51	8—18	0,0442
Опилочно-диатомовый кирпич . . . . .	56	100—110	4—15	0,0146
Пено-диатомовый кирпич . . . . .	56	140—150	10—25	0,0180
Соль . . . . .	10	5	0	0,310
Мел . . . . .	5	18	0—1	0,20
Асбест . . . . .	10	170	0,1—3	0,0108
Асбест . . . . .	10	65	0,1—3	0,0275
Кок-сагыз . . . . .	10—30	64—100	1—1,5	0,0154
Гваюла . . . . .	10—30	66—102	1—1,5	0,0178
Кок-сагыз вакуумной сушки . . . . .	10—30	73—110	0	0,0182

ных влагосодержаний от 5 до 10 000% ( $\lg W_0$  изменяется от 0,7 до 10<sup>4</sup>) для разных материалов относительный коэффициент сушки обратно пропорционален начальному влагосодержанию  $W_0$ .

Из графика рис. 2-25 следует соотношение

$$\kappa = \frac{1,8}{W_0}. \quad (2-5-37)$$

В этом случае уравнение кривой скорости сушки будет иметь вид:

$$-\frac{dW}{d\tau} = 1,8N \left( \frac{W - W_p}{W_0} \right). \quad (2-5-38)$$

Таким образом, уравнение (2-5-38) имеет общую константу — числовой коэффициент, равный 1,8.

Представляет интерес геометрическая иллюстрация уравнения (2-5-38).

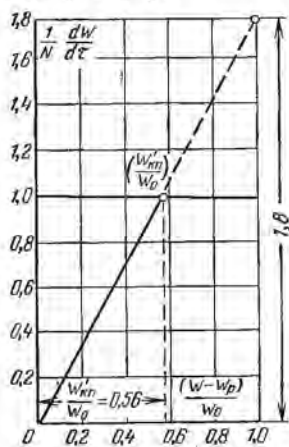


Рис. 2-26. К расчету скорости сушки.

Если по оси ординат отложить относительную скорость сушки  $\left( \frac{1}{N} \frac{dW}{d\tau} \right)$ , а по оси абсцисс — относительное влагосодержание  $W'/W_0 (W' = W - W_p)$ , то получим график, представленный на рис. 2-26. Видно, что продолжение прямой  $\frac{1}{N} \frac{dW}{d\tau} = 1,8 (W'/W_0)$  до пересечения с вертикальной прямой  $(W'/W_0 = 1)$  отсекает отрезок, численно равный 1,8. Приведенное критическое относительное влагосодержание  $W'_{к.п.}/W_0 = 0,56$ .

Уравнение кривой сушки (2-5-31) является приближенным уравнением, но оно обладает тем преимуществом, что имеет одну постоянную — относительный коэффициент сушки.

Был предложен ряд приближенных уравнений кривой скорости сушки, которые более точно отображают ход действительных кривых скорости сушки, но все эти уравнения содержат значительно большее число постоянных коэффициентов, определяемых из опыта.

Так, например, уравнение кривой скорости сушки Г. К. Филоненко имеет вид:

$$-\left( \frac{1}{N} \frac{dW}{d\tau} \right) = \frac{(W - W_p)^n}{A + B(W - W_p)^n}, \quad (2-5-39)$$

где  $A$ ,  $B$  и  $n$  — постоянные, определяемые из опыта.

Согласно теории Г. К. Филоненко коэффициент  $n$  характеризует форму связи влаги с материалом и не зависит от размеров и формы образца. Коэффициенты  $A$  и  $B$  зависят от толщины материала.

Для применения уравнения (2-5-39) необходимо знать три постоянные ( $A$ ,  $B$ ,  $n$ ) и критическое влагосодержание  $W_{к.п.}$ , т. е. необходимо предварительно определить четыре коэффициента. В нашем

уравнении определяется только один коэффициент  $\kappa$  ( $\kappa = 1,8/W_0$ ), а  $W_{\kappa, \Pi}$  вычисляется по величине  $\kappa$  и  $N$  из формулы

$$W_{\kappa, \Pi} = \frac{1}{\kappa} + W_p. \quad (2-5-40)$$

Кроме того, постоянные  $A$ ,  $B$  и  $n$  определяются из экспериментальных кривых скорости сушки, что связано с некоторыми погрешностями, так как непосредственно определить их из кривых сушки невозможно.

Дальнейшим развитием является двухзональный метод, аналогичный методу [Л. 23], суть которого состоит в том, что кривая скорости сушки заменяется ломаной прямой (рис. 2-27). Таким образом, период падающей скорости сушки делится на две зоны, в каждой из которых скорость сушки уменьшается от влагосодержания по линейному закону.

Переход от первой зоны ко второй происходит при достижении второй критической точки. Влагосодержание, соответствующее второй критической точке, называется вторым критическим влагосодержанием  $W_{\kappa 2}$ .

Такая ломаная прямая лучше отображает кривые скорости сушки типов 2, 3, 4 (см. рис. 2-2 и рис. 2-3) по сравнению с прямой ( $W - W_p$ ). В первом случае достаточно знать две постоянные  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  и величину первого критического влагосодержания  $W_{\kappa 1}$ , т. е. уравнения кривой скорости сушки будут содержать три постоянных ( $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ ,  $W_{\kappa 1}$ ). Эти уравнения можно написать так (рис. 2-27):

$$\left(\frac{1}{N} \frac{dW}{d\tau}\right) = -[1 - \kappa_1(W_{\kappa 1} - W)] \text{ при } W_{\kappa 2} < W < W_{\kappa 1} \quad (2-5-41)$$

и

$$\left(\frac{1}{N} \frac{dW}{d\tau}\right) = -\kappa_2(W - W_p) \text{ при } W_{\kappa 2} > W > W_p. \quad (2-5-41a)$$

Второе критическое влагосодержание определяется по формуле

$$W_{\kappa 2} = \frac{1 - \kappa_1 W_{\kappa 1} + \kappa_2 W_p}{\kappa_2 - \kappa_1}. \quad (2-5-42)$$

Относительные коэффициенты сушки  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  в первом грубом приближении можно определить из кривой скорости сушки по величине тангенса угла наклона прямых (рис. 2-27). Более точно

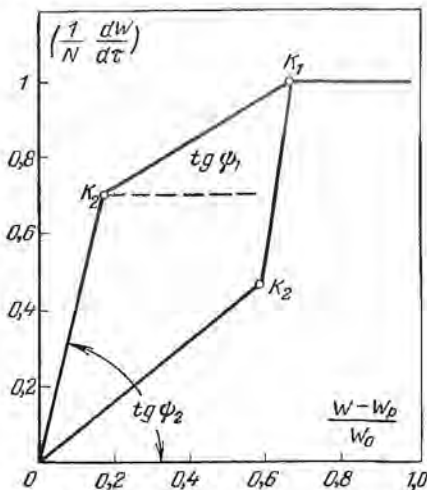


Рис. 2-27. К расчету длительности сушки.

определяется коэффициент  $\kappa_2$  из кривой сушки по величине тангенса угла наклона прямолинейной части кривой  $\lg(W - W_p) = f(\tau)$ , соответствующей концу сушки, аналогично определению коэффициента  $\kappa_1$ . Из этой же кривой определяется  $W_{\kappa 2}$  как точка перехода кривой в прямую. Затем по формуле (2-5-42) определяется коэффициент  $\kappa_1$ . Полученный результат проверяется путем построения графика  $\lg\left[W - \left(W_{\kappa 1} - \frac{1}{\kappa_1}\right)\right] = f(\tau)$ . В первой зоне периода падающей скорости эта зависимость должна быть линейной.

Если коэффициенты  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  равны ( $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$ ), то уравнения (2-5-40) и (2-5-41) превращаются в уравнение (2-5-29).

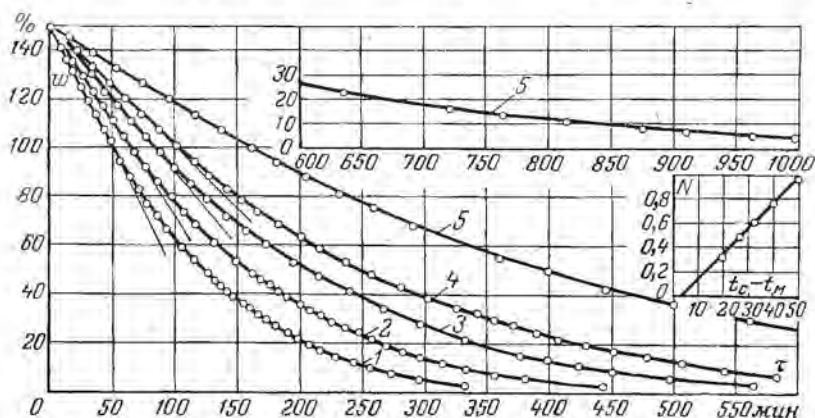


Рис. 2-28. Кривые сушки прессованной бумаги для разных режимов по данным Г. К. Филоненко.

1 — для  $t_c = 90,9^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 3,8\%$ ; 2 — для  $t_c = 78,5^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 6,1\%$ ; 3 — для  $t_c = 69,9^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 11,2\%$ ; 4 — для  $t_c = 59,5^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 12,9\%$ ; 5 — для  $t_c = 60,8^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 20,6\%$ .

Интегрирование уравнений (2-5-40) и (2-5-41) дает:

$$(W_{\kappa 1} - W) = \frac{1}{\kappa_1} [1 - \exp(-\kappa_1 N \tau)]; \quad (2-5-43)$$

$$(W - W_p) = (W_{\kappa 2} - W_p) \exp(-\kappa_2 N \tau). \quad (2-5-44)$$

Формула (2-5-43) является уравнением кривой сушки в первой зоне периода падающей скорости ( $W_{\kappa 2} < W < W_{\kappa 1}$ ), а уравнение (2-5-44) является уравнением кривой сушки во второй зоне периода падающей скорости ( $W_p < W < W_{\kappa 2}$ ).

Если в качестве первого приближения считать, что критическое влагосодержание не зависит от режима сушки, а следовательно, и от  $N$ , то можно построить обобщенную кривую сушки  $W = f(\tau)$  для данного материала с одинаковым начальным влагосодержанием для любого режима сушки.

Так, на рис. 2-28 приведены кривые сушки прессованной бумаги в сушильном шкафу при разных режимах, взятые нами из

работы [Л. 87]. Эти кривые можно свести в одну кривую, если по оси абсцисс отложить величину  $N\tau$  (рис. 2-29).

Следовательно, приближенное уравнение кривой сушки подтверждается опытами.

Аналогичный метод предложен в работе [Л. 81]. Зависимость между скоростью сушки и влажностью материала принимается в виде

$$-\frac{dW}{d\tau} = \kappa' N (W - W_p)^n, \quad (2-5-45)$$

где  $\kappa'$  — относительный коэффициент сушки;  $n$  — постоянная величина, характеризующая свойства материала. Уравнение (2-5-45) изображено в виде графиков на рис. 2-30. Если  $n > 1$ , то кривая скорости сушки хорошо отображает экспериментальные кривые скорости сушки типа 3, если  $n < 1$ , то уравнение (2-5-45) соответствует кривым скорости сушки типа 2. Постоянные  $\kappa$  и  $n$  определяются из кривых скорости сушки, для этого необходимо построить график

$$\lg \left( \frac{1}{N} \frac{dW}{d\tau} \right) = f(W - W_p).$$

Тангенс угла наклона этой прямой численно равен показателю степени  $n$ , а отрезок, отсекаемый на оси ординат, равен величине  $\lg \kappa'$ . Полученные результаты можно проверить на экспериментальной кривой сушки.

Интегрирование уравнения (2-5-45) при  $n \neq 1$  дает:

$$(W - W_p)^{1-n} = (W_{\kappa 1} - W_p)^{1-n} - (1-n) \kappa' N \tau. \quad (2-5-46)$$

Если построить график  $(W - W_p)^{1-n}$  в зависимости от  $\tau$ , то получим прямую, тангенс угла наклона которой равен  $\kappa' N (n-1)$ .

Уравнение кривой скорости сушки (2-5-45) содержит три постоянных: коэффициенты  $\kappa'$ ,  $n$  и значение первого критического влагосодержания  $W_{\kappa 1}$ . Поэтому по количеству постоянных уравнение (2-5-45) аналогично уравнениям (2-5-40) и (2-5-41).

Если полученные уравнения кривой скорости сушки подставим в основное уравнение кинетики сушки (2-5-19), то получим зависи-

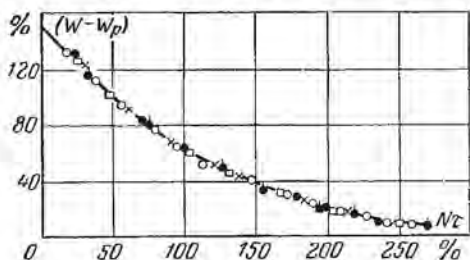


Рис. 2-29. Обобщенная кривая сушки прессованной бумаги: зависимость  $(W - W_p)$  от  $N\tau$ .

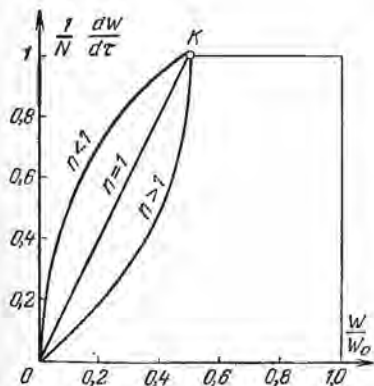


Рис. 2-30. Схема расчета скорости сушки.

мость между безразмерным тепловым потоком  $q^*(\tau)$  (относительная интенсивность теплообмена) и влагосодержанием, т. е. расчет теплообмена сводится к расчету влагообмена. Например, для случая первого приближенного соотношения для скорости сушки запишем:

$$q_n^*(\tau) = \kappa (W - W_p) [1 + Rb] = 1,8 \left( \frac{W - W_p}{W_0} \right) [1 + Rb]. \quad (2-5-47)$$

Таким образом, если известен критерий  $Rb$  в заданном интервале влагосодержания, то интенсивность теплообмена определяется формулой (2-5-47).

Более полные соотношения получаются из применения формул (2-5-40) — (2-5-41) и (2-5-45).

## 2-6. ТЕМПЕРАТУРА МАТЕРИАЛА В ПРОЦЕССЕ СУШКИ

Для технологии процесса сушки важное значение имеет знание температуры материала. В периоде постоянной скорости температура материала равна температуре мокрого термометра, если подвод тепла, необходимого для испарения влаги и нагревания материала, берется из воздуха. При наличии дополнительного подвода тепла теплопроводностью или излучением температура материала на его поверхности будет выше температуры мокрого термометра. Метод расчета температуры материала в периоде постоянной скорости сушки для одного конкретного случая был рассмотрен выше. Более детально он будет рассмотрен в следующих главах.

Если испарение происходит не только на поверхности материала, но и внутри его (критерий испарения  $\varepsilon > 0$ ), то температура центральных слоев тела меньше, чем на поверхности. Поэтому при  $\varepsilon > 0$  в периоде постоянной скорости сушки внутри тела имеет место температурный градиент. Если же  $\varepsilon = 0$ , то температура тела одинакова по всему сечению материала.

Начиная с критического влагосодержания ( $W_{к1}$ ), температура материала повышается, постепенно достигая при равновесном влагосодержании температуры окружающей среды. Если по оси ординат отложить среднюю температуру тела  $\bar{t}$ , а по оси абсцисс — его влагосодержание  $W$ , то получим температурную кривую процесса сушки  $\bar{t} = f(W)$ .

На рис. 2-31 приведена температурная кривая  $\bar{t} = f(W)$  для капиллярнопористого тела (пористая керамика) при сушке в условиях естественной конвекции. Из рис. 2-31 видно, что во второй зоне периода падающей скорости зависимость между  $\bar{t}$  и  $W$  является линейной, поэтому температурный коэффициент сушки является величиной постоянной ( $b = d\bar{t}/dW = \text{const}$ ). Для случая сушки при режиме  $t_c = 60^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 10\%$ ,  $b = 11,55^\circ \text{C}/\%$ , а для режима сушки  $t_c = 80^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 4,9\%$ ,  $b = 12,05^\circ \text{C}/\%$ .



Для коллоидных капиллярнопористых тел зависимость между средней температурой тела  $\bar{t}$  и его влагосодержанием  $W$  в периоде падающей скорости имеет вид плавной кривой (рис. 2-32). Поэтому температурный коэффициент будет величиной переменной. Для случая сушки сукна при  $W > 25\%$  коэффициент  $b$  изменяется от нуля до  $0,9^\circ \text{C}/\%$ . Из рис. 2-32 видно, что температурный коэффициент сушки  $b$ , численно равный  $dt/dW$ , не зависит от скорости движения воздуха в довольно широком интервале изменения  $v$  (для сукна от 0,0 до 11,6 м/сек, а для торфоплиты от 1,2 до 5 м/сек). Это очень важный экспериментальный результат, подтверждающий взаимосвязь между переносом влаги и тепла в процессе сушки.

Более общей характеристикой является относительный (безразмерный) температурный коэффициент сушки

$$B = b \frac{\Delta u}{\Delta T}, \quad (2-6-1)$$

где  $\Delta u$  и  $\Delta T$  — соответственно фиксированные значения влагосодержания и температуры. В случае конвективной сушки они могут быть приняты равными  $\bar{u}_0$  и  $T_c$  ( $\Delta u = \bar{u}_0$ ;  $\Delta T = T_c$ ). Тогда относительный температурный коэффициент сушки  $B$  будет характеризовать локальное изменение относительной температуры тела при изменении его относительного влагосодержания на единицу (кг/кг)

$$B = b \frac{\bar{u}_0}{T_c} = \frac{\partial (\bar{t}/T_c)}{\partial (\bar{u}/\bar{u}_0)}. \quad (2-6-2)$$

Коэффициент  $B$  является функцией влагосодержания тела. Для ряда материалов эта зависимость может быть представлена в виде эмпирической формулы (рис. 2-33).

$$B = a \exp [-m(\bar{u} - u_p)]. \quad (2-6-3)$$

Постоянные  $a$  и  $m$  определяются экспериментально. Для случая сушки сукна в интервале температур ( $65-120^\circ \text{C}$ ) при  $\varphi = 5\%$  и  $v = 0,0$  м/сек (естественная конвекция)  $a = 2,46$ ,  $m = 24,8$  [Л. 47а].

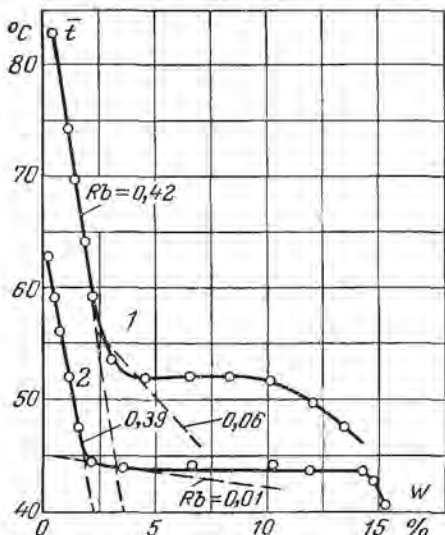


Рис. 2-31. Зависимость между средней температурой пористой влажной керамики  $\bar{t}$  ( $^\circ \text{C}$ ) и влагосодержанием  $W$  (%) в процессе сушки в условиях естественной конвекции.

1 — для  $t_c = 85^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 4,9\%$  ( $Rb = 0,42$ );  
2 — для  $t_c = 60^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 10\%$  ( $Rb = 0,39$ ).

В случае сушки при вынужденной конвекции в интервале скорости движения воздуха  $v$  от 3,8 до 11,6 м/сек ( $t_c = 75^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 4\%$ ) постоянные  $a = 1,28$ ,  $m = 82$ .

Для керамической пластины ( $80 \times 40 \times 6,5 \text{ мм}$ ) величина  $a$  изменяется от температуры по линейному закону. В интервале темпера-

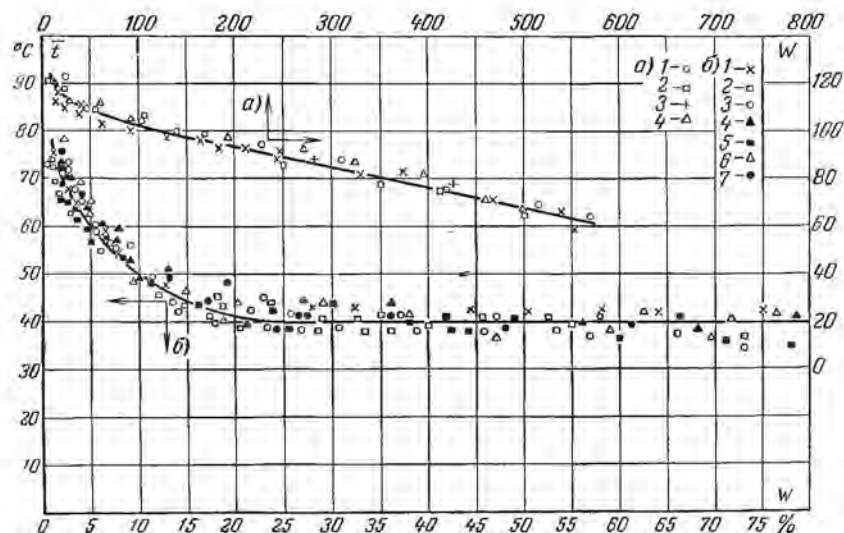


Рис. 2-32. Зависимость между средней температурой  $\bar{t}$  ( $^\circ \text{C}$ ) и влагосодержанием  $W$  (%) в процессе сушки торфяной плиты при режиме сушки.

$a - t_c = 150^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 4\%$  и при скоростях движения воздуха: 1 — 1,2; 2 — 2,5; 3 — 4,0; 4 — 5,0 м/сек;  $б - t_c = 75^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 4\%$  и при  $v$ : 1 — 0,0; 2 — 4,4; 3 — 3,8; 4 — 8,35; 5 — 8,35; 6 — 11,6; 7 — 11,6 м/сек.

тур ( $75-120^\circ \text{C}$ ) в условиях естественной конвекции величина  $a$  равна:

$$a = 6,3 \cdot 10^{-3} T_c - 2. \quad (2-6-4)$$

На том же рис. 2-33 дана зависимость между  $\lg B$  и  $\lg (\bar{u} - \bar{u}_p)$  для торфоплиты при сушке ее в условиях вынужденной конвекции. Эта зависимость близка к линейной, т. е.

$$B = a (\bar{u} - \bar{u}_p)^m. \quad (2-6-5)$$

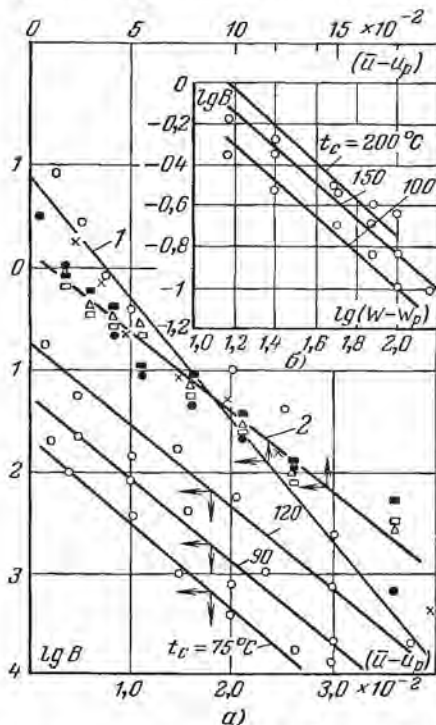
Постоянная  $m = 0,87$  и не зависит от режима сушки. Величина  $a$  является линейной функцией температуры

$$a = 4,8 \cdot 10^{-2} T_c - 13,5. \quad (2-6-6)$$

Формула (2-6-5) справедлива в пределах изменения влагосодержания  $W$  от 15 до 150% при режиме сушки:  $t_c = 100 \div 200^\circ \text{C}$ ,

Рис. 2-33. Зависимость температурного коэффициента сушки  $B$  от влагосодержания материала.

$a - 1$  — сукно:  $\bullet - t_c = 65^\circ \text{C}$ ,  
 $\times - 95^\circ \text{C}$ ,  $\circ - 120^\circ \text{C}$ ,  $2$  — сукно,  
 влияние скорости движения воздуха:  
 $\bullet - v = 11,6 \text{ м/сек}$ ,  $\times - 8,35 \text{ м/сек}$ ,  
 $\square - 4,4 \text{ м/сек}$ , керамическая пластина;  
 $3 - 120^\circ \text{C}$ ,  $4 - 90^\circ \text{C}$ ,  $5 - 75^\circ \text{C}$ ,  
 $6$  — для торфоплиты;  $1 - 100^\circ \text{C}$ ,  $2 - 150^\circ \text{C}$ ,  $3 - 200^\circ \text{C}$ .



$v = 4 \text{ м/сек}$ ,  $\varphi = 4\%$ . В пределах влагосодержания  $W$  (150—500%) коэффициент  $B$  является величиной постоянной и равной:

$t_c$	100	150	200
$B$	0,076	0,097	0,23

### Приближенное уравнение температурной кривой

Пользуясь эмпирическими формулами (2-6-3) или (2-6-5), можно получить приближенное уравнение кривой изменения средней температуры тела  $t$  от его среднего влагосодержания  $\bar{u}$ . Имеем:

$$\frac{dt}{dT} = -B \frac{d\bar{u}}{\Delta \bar{u}}, \quad (2-6-7)$$

где  $\Delta T$  и  $\Delta \bar{u}$  определенные значения температуры и влагосодержания тела ( $\Delta T = T_c$ ;  $\Delta \bar{u} = \bar{u}_0$ ).

Используя формулу (2-6-5), получим:

$$\frac{t_c - t}{T_c} = \frac{a (\bar{u} - u_p)^{m+1}}{(m+1) \bar{u}_0} \text{ при } \bar{u} > u_p. \quad (2-6-8)$$

Предполагаем, что  $m \neq -1$ .

Формула (2-6-8) дает возможность непосредственно определить коэффициент  $b$  из температурной кривой  $\bar{t} = f(W)$ . Если отложить на оси ординат величину  $\lg(t_c - \bar{t})$ , а по оси абсцисс  $\lg(\bar{u} - \bar{u}_p)$ , то получим прямую. Тангенс угла наклона прямой  $\operatorname{tg} \psi$  численно равен величине  $(1 + m)$  ( $\operatorname{tg} \psi = 1 + m$ ), а отрезок прямой, отложенный на оси ординат, будет численно равен  $\frac{aT_c}{\bar{u}_0(1+m)}$ . Следовательно, по этим данным мы находим величины  $b$  и  $m$ , т. е. температурный коэффициент сушки  $b$ . Этот метод определения коэффициента  $b$  более точен по сравнению с методом графического дифференцирования температурной кривой  $\bar{t} = f(W)$ .

Используя эмпирическую формулу (2-6-3), получим уравнение температурной кривой в виде

$$\bar{t} = t_c - \frac{aT_c}{m\bar{u}_0} \{1 - \exp[-m(\bar{u} - \bar{u}_p)]\}, \quad (2-6-9)$$

т. е. зависимость между средней температурой тела  $\bar{t}$  и его влагосодержанием  $\bar{u}$  описывается экспоненциальной функцией. Если величина  $m$  мала, то  $\exp[-m(\bar{u} - \bar{u}_p)]$  можно разложить в ряд и ограничиться первыми членами разложения. Тогда

$$\bar{t} = t_c - \frac{T_c a}{\bar{u}_0} (\bar{u} - \bar{u}_p) = t_c - a \frac{T_c}{W_0} (W - W_p). \quad (2-6-10)$$

Таким образом, зависимость между средней температурой тела  $\bar{t}$  и его влагосодержанием  $W$  к концу сушки (вторая зона периода падающей скорости сушки) имеет линейный характер. В этом случае температурный коэффициент сушки  $b$  будет величиной постоянной

$$b = -\frac{d\bar{t}}{d\bar{u}} = \frac{T_c a}{\bar{u}_0}; \quad B = a. \quad (2-6-11)$$

Такую зависимость мы наблюдаем при сушке капиллярнопористых тел (рис. 2-32).

### Зональный метод расчета

Если постоянные  $a$  и  $m$  неизвестны, а известны критические влагосодержания материала  $W_{к1}$  и  $W_{к2}$ , то расчет температуры материала в процессе сушки можно сделать так. Заменяем плавную кривую  $\bar{t} = f(W)$  ломаной прямой, соответствующей двум зонам периода падающей скорости, в каждой из которых зависимость между  $t$  и  $W$  принимается за линейную (рис. 2-34). Тогда температурный коэффициент для каждой зоны будет величиной постоянной и равной среднему его значению для данного интервала влагосодержания.

Имеем:

$$d\bar{t} = -b dW. \quad (2-6-12)$$

Интегрируя (2-6-12), получим:

$$\Delta t = -\bar{b}\Delta W. \quad (2-6-13)$$

Для первой зоны ( $W_{к2} < W < W_{к1}$ ) имеют место условия: при  $W = W_{к1}$   $\bar{t} = t_m$ . Тогда получим:

$$\bar{t} - t_m = \bar{b}_1(W_{к1} - W), \quad (2-6-14)$$

где  $\bar{b}_1$  — средний температурный коэффициент сушки в первой зоне периода падающей скорости.

Для второй зоны используем условие: при достижении равновесного влагосодержания температура материала равна температуре окружающей среды (при  $W = W_p$ ,  $\bar{t} = t_c$ ).

Тогда получим:

$$\bar{t} = t_c - \bar{b}_2(W - W_p)$$

при  $W_p < W < W_{к2}$ .

$$(2-6-15)$$

Таким образом, для определения температуры материала в периоде падающей скорости необходимо знать средние температурные коэффициенты сушки для двух зон  $\bar{b}_1$  и  $\bar{b}_2$ . Граница перехода одной зоны в другую — второе критическое влагосодержание  $W_{к2}$ , которое в общем случае может не совпадать с  $W_{к2}$ , определяемым по кривым скорости, находится по формуле

$$W_{к2} = \frac{1}{(\bar{b}_2 - \bar{b}_1)} (t_c - t_m - \bar{b}_1 W_{к1} - \bar{b}_2 W_p). \quad (2-6-16)$$

Тогда температурные коэффициенты сушки  $\bar{b}_i$  определяются из экспериментальной кривой  $\bar{t} = f(W)$ . Метод расчета средней температуры тела  $\bar{t}$  по данным температуры тела в различных точках описан выше. Зная величины температурных коэффициентов сушки  $\bar{b}_1$  и  $\bar{b}_2$ , можно подсчитать величину среднего критерия Ребиндера для периода падающей скорости ( $Rb_1 = \bar{b}_1 c/r$  и  $Rb_2 = \bar{b}_2 c/r$ ). Это дает возможность полностью рассчитать интенсивности тепло- и массообмена в периоде падающей скорости. Вышеприведенный расчет был основан на замене плавной кривой  $\bar{t} = f(W)$  двумя ломаными прямыми, соответствующими двум зонам периода падающей скорости сушки. Этот метод позволяет произвести полный расчет по заданным параметрам процесса сушки ( $t_c$ ,  $\phi$ ,  $v$ ) и критическим влагосодержаниям  $W_{к1}$  и  $W_{к2}$ .

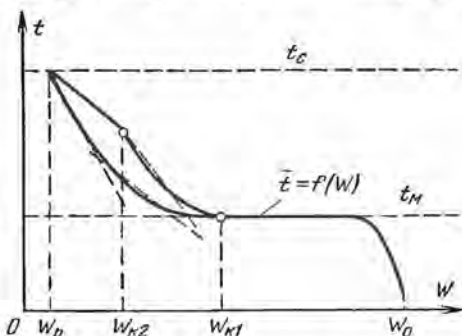


Рис. 2-34. Типичные температурные кривые. Приближенный метод определения коэффициента  $\bar{b}$ .

В большинстве случаев зависимость между критерием  $Rb$  и влагосодержанием тела  $W$  известна в виде эмпирических формул (см. ниже).

Коэффициент  $b$  можно подсчитать из решений системы дифференциальных уравнений тепло- и влагопереноса. В этом случае он равен:

$$b = \frac{(d\bar{t}/dFo)}{(d\bar{u}/dFo)} = \left[ \sum_{k=1}^2 \sum_{i=1}^2 B_{ki}^q \frac{dQ_{ki}}{dFo} \right] \left[ \sum_{k=1}^2 \sum_{i=1}^2 B_{ki}^m \frac{dQ_{ki}}{dFo} \right]^{-1}, \quad (2-6-17)$$

где параметрические коэффициенты  $B_{ki}^q$  и  $B_{ki}^m$  приведены в приложении.

### Критерий Ребиндера

Критерий Ребиндера  $Rb$  зависит от температурного коэффициента сушки  $b$ , удельной теплоемкости влажного тела  $c$  и удельной теплоты испарения влаги  $r$ . Удельная теплоемкость тела является линейной функцией его влагосодержания

$$c = c_0 + c_b \bar{u}. \quad (2-6-18)$$

Поэтому следует различать критерий Ребиндера  $Rb$ , рассчитанный по величине удельной теплоемкости влажного тела ( $Rb = cb/r$ ),

от критерия Ребиндера  $Rb_0$ , рассчитанного по величине удельной теплоемкости абсолютно сухого тела ( $Rb_0 = c_0 b/r$ ).

Между  $Rb$  и  $Rb_0$  существует простое соотношение

$$\begin{aligned} Rb &= \left(1 + \frac{c_b}{c_0} \bar{u}\right) \frac{c_0 b}{r} = \\ &= \left(1 + \frac{c_b W}{c_0 100}\right) Rb_0. \end{aligned} \quad (2-6-19)$$

С точностью до 10% ( $\frac{c_b}{c_0} \frac{W}{100} \leq 0,1$ )

при критическом влагосодержании  $W_k \leq 3\%$  можно считать  $Rb = Rb_0$ . На рис. 2-35 приведена зависимость между критерием Ребиндера и влагосодержанием  $W$  торфоплиты в процессе сушки при  $\varphi = 4\%$ ,  $v = 4$  м/сек и разных

температурах от 100 до 200° С. Из рис. 2-35 видно, что критерий  $Rb_0$  в интервале влагосодержания  $150\% < W < 500\%$  является примерно величиной постоянной, как это следует из температурной кривой  $\bar{t} = f(W)$ , а затем резко увеличивается с уменьшением влагосодержания.

Эту зависимость можно описать экспериментальной формулой

$$Rb_0 = A (W - W_p)^n, \quad (2-6-20)$$

где  $A$  и  $n$  — постоянные.

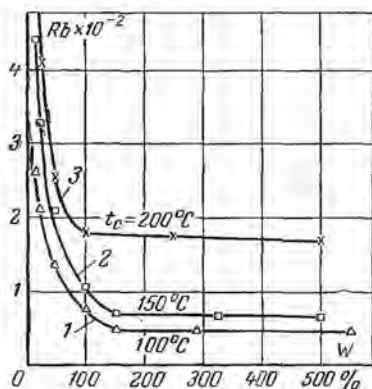


Рис. 2-35. Зависимость между критерием Ребиндера  $Rb_0$  и влагосодержанием  $W$  (%) торфоплиты при сушке ( $v = 4$  м/сек,  $\varphi = 4\%$ ).



В нашем случае постоянная  $n$  не зависит от режима сушки и равна  $n = 0,8$ . Постоянная  $A$  с увеличением температуры увеличивается (см. табл. 2-4). Аналогичные результаты были получены

Таблица 2-4

Постоянные  $A$  и  $n$  в формуле  $Rb_0 = A (W - W_p)^n$  для некоторых материалов

Материал	Режим сушки			$A$	$n$
	$t_c, ^\circ\text{C}$	$\varphi, \%$	$v, \text{м/сек}$		
Торфоплиты	100	4	4,0	0,26	-0,8
	150	4	4,0	0,40	-0,8
	200	4	4,0	0,57	-0,8
Пористая керамика, $P=28\%$ , $\rho_0=1684 \text{ кг/м}^3$	40	25	0,0	0,0045	-0,66
	60	10	90	0,0090	-0,66
	80	4,9	0,0	0,01160	-0,66

Примечание. Для торфоплиты результаты получены П. С. Купц; для пористой керамики — В. П. Журавлевой.

В. П. Журавлевой [Л. 16] при сушке пористой керамики. Однако зависимость между критерием Ребиндера и влагосодержанием тела может быть описана в виде эмпирической формулы

$$Rb = A \{ \exp [-n (W - W_p)] \}, \quad (2-6-21)$$

где  $A$  и  $n$  — постоянные, определенные из опытов.

На рис. 2-36 приведена зависимость между  $\lg Rb$  и  $W$  для пористой керамики при сушке ее в условиях вынужденной конвекции. Видно, что экспериментальные точки расположены на прямой, при этом изменение температуры воздуха от 75 до

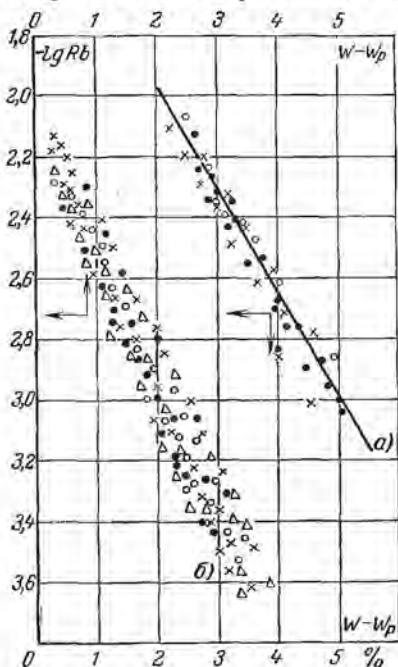


Рис. 2-36. Зависимость между  $\lg Rb$  и влагосодержанием  $W$  для керамической влажной пластины ( $180 \times 40 \times 6,5 \text{ мм}$ ) при режимах сушки.

$a - \varphi = 5\%$ ,  $v = 0 \text{ м/сек}$ ,  $t_c$ :  $\bullet - 75^\circ\text{C}$ ,  $\times - 90^\circ\text{C}$ ,  $\circ - 120^\circ\text{C}$ ;  $b - \varphi$ :  $\bullet - 20\%$ ,  $\circ - 40\%$ ,  $\times - 60\%$ ,  $\Delta - 80\%$ .

$120^\circ\text{C}$  и изменение относительной влажности воздуха  $\varphi$  от 20 до 80% не влияют на зависимость между  $\lg Rb$  и  $W$ . Аналогичные результаты были получены и при сушке сукна (рис. 2-37), т. е. по-

вышение температуры и относительной влажности воздуха и его скорости движения не влияют на постоянные  $A$  и  $n$  (табл. 2-5). Постоянная  $A$  в опытах, приведенная на рис. 2-36 и 2-37, одинакова и равна  $A = 0,01$ . В данном конкретном случае формула (2-6-21) упрощена и принимает вид:

$$Rb = 0,01 \exp [-n (W - W_p)]. \quad (2-6-22)$$

Следовательно, в эмпирические формулы (2-6-20) и (2-6-21) входят две постоянные ( $A$  и  $n$ ), одна из которых не зависит от режима сушки. Это значительно упрощает расчеты. Однако между формулами (2-6-20) и (2-6-21) имеется существенная разница. При  $W = W_p$  из формулы (2-6-20) следует, что  $Rb_0 \rightarrow \infty$  ( $n < 0$ ), температурный

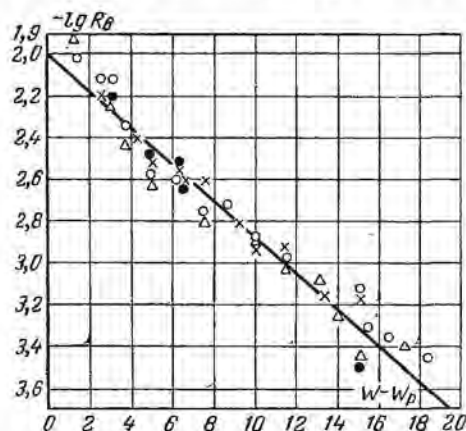


Рис. 2-37. Зависимость между  $\lg Rb$  и  $W$  (%) при сушке сукна ( $80 \times 40 \times 5$  мм)

○ —  $t_c = 65^\circ \text{C}$ ;  $\Delta$  —  $t_c = 95^\circ \text{C}$ ;  $\bullet$  —  $t_c = 120^\circ \text{C}$  ( $\varphi = 5\%$ ,  $v = 0,0$  м/сек);  $\times$  —  $t_c = 75^\circ \text{C}$   $\varphi = 5\%$ ,  $v = 4,8$  м/сек и  $v = 11$  м/сек.

коэффициент сушки  $b$  величина бесконечно большая ( $b \rightarrow \infty$ ). Между тем, для большинства влажных материалов при сушке зависимость между  $\bar{t}$  и  $W$  к концу близка к линейной. Поэтому предел применения формулы (2-6-20) ограничен, она справедлива, когда влагосодержание тела превышает его равновесное значение. Из формулы (2-6-21) следует, что при  $W = W_p$  критерий Ребиндера есть величина постоянная и равная:

$$(Rb)_{W=W_p} = A = \text{const}. \quad (2-6-23)$$

Таким образом, формула (2-6-22) справедлива во всем интервале влагосодержаний ( $W_p \leq W \leq W_k$ ). Постоянная  $A$  численно равна критерию Ребиндера в равновесном состоянии тела с окружающей средой  $Rb_p = A = \text{const}$ .

Таблица 2-5

Постоянные  $A$  и  $n$  в формуле  $Rb = A \exp [-n (W - W_p)]$  для некоторых материалов

Материал	Режим сушки			$A$	$n$
	$t_c, ^\circ\text{C}$	$\varphi, \%$	$v, \text{м/сек}$		
Пористая керамика (пластина $80 \times 40 \times 6,5$ мм)	75	5	0,0	0,01	0,83
	90	5	0,0	0,01	0,83
	120	5	0,0	0,01	0,83

Материал	Режим сушки			A	n
	$t_c, ^\circ\text{C}$	$\varphi, \%$	$v, \text{м/сек}$		
Сукно		20	0,0	0,01	1,0
		40	0,0	0,01	1,0
		60	0,0	0,01	1,0
		80	0,0	0,01	1,0
	65	5	0,0	0,01	0,2
	95	5	0,0	0,01	0,2
	120	5	0,0	0,01	0,2
	75	5	0,0	0,01	0,2
	75	5	3,8	0,01	0,2
	75	5	4,4	0,01	0,2
	75	5	8,35	0,01	0,2
	75	5	11,6	0,01	0,2

## 2-7. ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ СУШКИ

Используя приближенное уравнение кривой сушки в периоде падающей скорости, можно получить формулы для расчета общей продолжительности сушки. Если в основу расчета продолжительности сушки в периоде падающей скорости принять формулу (2-5-31), то общая продолжительность сушки  $\tau$  будет равна:

$$\tau = \frac{W_0 - W_p}{N} - \frac{1}{\kappa N} \left[ 1 + 2,3 \lg \kappa (W - W_p) \right]. \quad (2-7-1)$$

Следовательно, для определения общей продолжительности сушки необходимо знать скорость сушки в периоде падающей скорости  $N$ , равновесное и начальное влагосодержания ( $W_0$  и  $W_p$ ) и относительный коэффициент сушки  $\kappa$  (приближенно он равен  $1,8/W_0$ ). Следовательно, необходимо знать минимум три величины ( $W_0$ ,  $W_p$ ,  $N$ ).

Если продолжительность сушки в периоде падающей скорости рассчитывать по уточненным формулам (2-5-40) и (2-5-41), то общая продолжительность сушки будет равна:

$$\tau = \frac{1}{N} \left[ (W_0 - W_{\kappa 1}) + \frac{2,3}{\kappa_1} \lg \kappa_1 (W_{\kappa 1} - W_{\kappa 2}) + \frac{2,3}{\kappa_2} \lg \frac{W_{\kappa 2} - W_p}{W - W_p} \right], \quad (2-7-2)$$

где  $W_{\kappa 2}$  определяется по формуле (2-5-42) по данным  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ ,  $W_{\kappa 1}$ ,  $W_p$ . Для того чтобы определить продолжительность сушки, необходимо знать шесть величин ( $W_0$ ,  $W_p$ ,  $N$ ,  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ ,  $W_{\kappa 1}$ ).

Подводя некоторый итог, можно отметить, что для решения задач кинетики процесса сушки [ $W = f(\tau)$ ,  $\bar{t} = f(\tau)$ ] и определения интенсивности тепло- и массообмена достаточно приближенных методов расчета, описанных выше. Однако для расчета полей влагосодержания и температуры материала в процессе сушки, которыми определяются технологические свойства материала, необходимо иметь решения системы дифференциальных уравнений массо- и теплопереноса при соответствующих граничных условиях.

# ДИНАМИКА ПРОЦЕССА СУШКИ

## 3-1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Теория сушки влажных материалов базируется на науке о тепло- и массообмене при фазовых превращениях и на учении о формах связи влаги с коллоидными капиллярнопористыми материалами.

В гл. 1 были рассмотрены вопросы термодинамики влажных материалов (статика процесса сушки). В последующей главе дано изложение основных закономерностей протекания процесса сушки влажных материалов, характеризующихся изменением средних влагосодержания  $\bar{u}$  и температуры  $\bar{t}$  тела с течением времени (кинетика процесса сушки). Однако для исследований в области технологии необходимо знать распределение влагосодержания  $u$  и температуры  $t$  материала в процессе сушки (динамика процесса сушки). Нахождение нестационарных полей влагосодержания и температуры связано с решением системы дифференциальных уравнений влаго- и теплопереноса. Эта система уравнений была выведена на основании исследования механизма влаго- и теплопереноса в капиллярнопористых коллоидных телах (см. гл. 10).

Система дифференциальных уравнений, описывающая влаго- и теплоперенос во влажных телах, в любых условиях имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = k_{11} \nabla^2 u + k_{12} \nabla^2 T + k_{13} \nabla^2 P; \quad (3-1-1)$$

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = k_{21} \nabla^2 u + k_{22} \nabla^2 T + k_{23} \nabla^2 P; \quad (3-1-2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = k_{31} \nabla^2 u + k_{32} \nabla^2 T + k_{33} \nabla^2 P, \quad (3-1-3)$$

где коэффициенты  $k_{ij}$  ( $i, j = 1; 2; 3$ ) определяются из соответствующих формул (см. гл. X).

Система уравнений (3-1-1) — (3-1-3) является наиболее общей, она справедлива для любого вида влаго- и теплопереноса, но при условии постоянства коэффициентов влаго- и теплопереноса (система линейных дифференциальных уравнений).

Процесс сушки влажных тел является типичным нестационарным процессом влаго- и теплопереноса, для которого система дифференциальных уравнений переноса применительно к неограниченной пластине (одномерная задача) в отсутствие градиента общего давления ( $\nabla P = 0$ ) имеет вид:

$$c\rho_0 \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \varepsilon r \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau}; \quad (3-1-4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( a_m \frac{\partial u}{\partial x} + a_m \delta \frac{\partial t}{\partial x} \right). \quad (3-1-5)$$

Все коэффициенты влаго- и теплопереноса ( $a_m, \delta, \lambda$ ) зависят от влагосодержания и температуры, так же как и термодинамические характеристики  $c, r, \varepsilon$ . Граничные условия в общем виде имеют вид:

$$-\lambda \left( \frac{\partial t}{\partial x} \right)_n + q_n(\tau) - r(1 - \varepsilon) j_n(\tau) = 0; \quad (3-1-6)$$

$$a_m \rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_n + a_m \rho_0 \delta \left( \frac{\partial t}{\partial x} \right)_n + j_n(\tau) = 0, \quad (3-1-7)$$

где  $q_n(\tau)$  — интенсивность теплообмена или удельный поток тепла на поверхности;  $j_n(\tau)$  — удельный поток влаги или интенсивность влагообмена. В общем случае интенсивность влаго- и теплообмена является функцией времени.

Начальные условия ( $\tau = 0$ ) следующие:

$$u = f_1(x); \quad t = f_2(x). \quad (3-1-8)$$

Уравнения (3-1-4) — (3-1-5) были решены для данных граничных и начальных условий. Для простейших тел (неограниченная пластина, неограниченный цилиндр, шар) решения приведены в приложении \*. Анализ этих решений дает возможность судить о поле влагосодержания и температуры в течение процесса сушки. Однако эти решения имеют тот недостаток, что они были получены в предположении постоянства коэффициентов влаго- и теплопереноса и термодинамических характеристик. Поэтому для использования решений необходимо весь процесс сушки разделить на отдельные зоны, в каждой из которых коэффициенты влаго-теплопереноса и термодинамические характеристики считались постоянными для данного интервала  $\Delta u$  и  $\Delta t$ . Полученные закономерности из анализа решений представляют большой интерес.

В последнее время был выполнен ряд работ по численному решению системы дифференциальных уравнений (3-1-4), (3-1-5) с учетом изменения коэффициентов переноса от влагосодержания и температуры с использованием электронно-вычислительных машин. В частности, в работе Р. И. Гавриловой [Л. 8а] было показано, что поля влагосодержания  $u$  и температуры  $t$  влажных тел при переменных коэффициентах переноса имеют вид, аналогичный полям  $u$  и  $t$ , полученным при решении линейной системы дифференциальных уравнений влаго- и теплопереноса. Поэтому решения системы линейных уравнений переноса могут быть использованы для качественного анализа механизма процесса сушки.

### Начальная стадия процесса сушки

Обычно процесс сушки влажных материалов начинается при загрузке изделий с равномерным начальным распределением влагосодержания и температуры. Тогда начальные условия (3-1-8) упрощаются и принимают вид:

$$u = u_0 = u_0 = 0,01 W_0 = \text{const}; \quad t = t_0 = \bar{t}_0 = \text{const}. \quad (3-1-9)$$

\* Подробный ход решения приведен в монографии [Л. 45].

Как уже было отмечено выше, в периоде постоянной скорости сушки следует различать две стадии. Первая стадия характеризуется прогревом тела и неустойчивым распределением влагосодержания. Температура поверхностного слоя с самого начала процесса сушки быстро возрастает, в толще тела возникают значительные температурные градиенты. Чем меньше критерий инерционности  $Lu$ , тем интенсивнее происходит его прогрев и быстрее устанавливается квазистационарное состояние, когда каждый слой имеет свою постоянную температуру\*.

Одновременно с прогревом начинается сушка, влагоперенос затрагивает всю толщу тела. В силу термодиффузии и фазовых превращений в теле образуется сложное распределение влагосодержания, имеющее один или несколько экстремумов. В дальнейшем волна повышенного влагосодержания постепенно углубляется к центру тела и уменьшается по величине. Релаксация этой волны заканчивается при числе Фурье  $Fo = \alpha\tau/R^2$ , равном 0,4—0,7. В конце первой стадии  $Fo = 0,5 \div 1,0$  распределение влагосодержания становится параболическим. Особенности в распределении влагосодержания хорошо подтверждаются опытами [Л. 35, 37]. Вторая стадия или собственно период постоянной скорости характеризуется дальнейшим развитием полей влагосодержания и температуры. Остановимся на этом подробнее.

### 3.2. ПЕРИОД ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТИ

Предположим, что испарение влаги в периоде постоянной скорости происходит в основном на поверхности тела и частично во всей толще тела\*\*. Тогда при условии постоянства давлений  $p = \text{const}$  квазистационарный процесс влаго- и теплопереноса характеризуется условиями

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0; \quad \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\frac{j_n}{\rho_0 R_v}, \quad (3-2-1)$$

где  $j_n$  — интенсивность сушки, равная плотности потока влаги у поверхности тела;  $R_v$  — отношение объема тела к его поверхности (для неограниченной пластины  $R_v = R$ ). В этом случае система дифференциальных уравнений тепло- и массопереноса при условии постоянства коэффициентов  $a_m \delta$  и  $\lambda$  применительно к неограниченной пластине превращается в следующие два уравнения:

$$a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} - \frac{\varepsilon j_n}{c \rho_0 R} = 0; \quad (3-2-2)$$

$$a_m \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + a_m \delta \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} - \frac{j_n}{\rho_0 R} = 0. \quad (3-2-3)$$

\* Критерий инерционности развития поля влагосодержания по отношению к полю температур равен отношению коэффициента диффузии влаги к коэффициенту диффузии тепла  $Lu = a_m/a$  (см. подробно гл. 10).

\*\* Случай углубления зоны испарения будет рассмотрен ниже.



Согласно формулам (3-2-2) и (3-2-3) распределение температуры и влагосодержания внутри тела описывается законом параболы, т. е.

$$u = u_{\text{ц}} - \frac{x^2}{R^2} (u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}); \quad (3-2-4)$$

$$t = t_{\text{ц}} + \frac{x^2}{R^2} (t_{\text{п}} - t_{\text{ц}}), \quad (3-2-5)$$

где индексы «ц» и «п» соответственно обозначают центр и поверхность пластины.

В результате решения уравнений (3-2-2) и (3-2-3) получают следующие соотношения в критериальной форме:

$$\frac{u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}}{u_0 - u_{\text{р}}} = \frac{1}{2} \text{Ki}_m (1 + \varepsilon \text{Pn Ko Lu}); \quad (3-2-6)$$

$$\frac{t_{\text{ц}} - t_{\text{с}}}{t_{\text{с}} - t_0} = \frac{1}{2} \text{Ki}_m \varepsilon \text{Ko Lu}. \quad (3-2-7)$$

Критерии  $\text{Ki}_m$ ,  $\text{Ko}$ ,  $\text{Lu}$  соответственно равны \*:

$$\text{Ki}_m = \frac{j_{\text{н}} R}{a_m \rho_0 (u_0 - u_{\text{р}})}; \quad \text{Ko} = \frac{r (u_0 - u_{\text{р}})}{c (t_{\text{с}} - t_0)}; \quad \text{Lu} = \frac{a_m}{a}.$$

Если влага в теле перемещается в виде жидкости ( $\varepsilon = 0$ ), то  $t_{\text{ц}} = t_{\text{ц}} = \text{const}$ , т. е. температура в любой точке тела одинакова и равна температуре мокрого термометра  $t_m$ .

$$t = t_{\text{с}} - \frac{r j_{\text{н}}}{a} = t_m = \text{const}. \quad (3-2-8)$$

Соотношение (3-2-8) непосредственно получается из уравнения баланса тепла: количество тепла, подведенное к телу конвективным обменом  $a (t_{\text{с}} - t_m)$ , равно теплу, затраченному на испарение жидкости  $j_{\text{н}}$ .

В этом случае массообменный критерий Кирпичева

$$\text{Ki}_m = 2 \frac{u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}}{u_0 - u_{\text{р}}}. \quad (3-2-9)$$

Из соотношения (3-2-9) легко установить пределы изменения  $\text{Ki}_m$ . Минимальная величина критерия  $\text{Ki}_m \rightarrow 0$  будет соответствовать бесконечно медленной сушке при условии, когда  $u_{\text{ц}} \rightarrow u_{\text{п}}$ ; максимальное значение  $\text{Ki}_m$  будет принимать, когда влагосодержание на поверхности близко к равновесному  $u_{\text{п}} = u_{\text{р}}$ , а влагосодержание центра равно начальному влагосодержанию  $u_{\text{ц}} = u_0$ , при этом  $\text{Ki}_m = 2$ . Следовательно, пределами изменения критерия  $\text{Ki}_m$  будут:

$$0 < \text{Ki}_m < 2. \quad (3-2-10)$$

Эти пределы сохраняются и тогда, когда критерий  $\varepsilon$  отличен от нуля, так как значения критерия  $\text{Ki}_m$  при  $\varepsilon \neq 0$  меньше этих же

\* В решениях (3-2-6) и (3-2-7) вместо  $(u_0 - u_{\text{р}})$  и  $(t_{\text{с}} - t_0)$  можно взять любые заданные постоянные значения для  $u$  и  $t$ . Однако для удобства последующего анализа периода падающей скорости сушки были выбраны эти величины.

величин при  $\varepsilon$ , равном нулю. Чем меньше критерий  $Ki_m$ , тем меньше сопротивление внутреннему переносу влаги. Например, при сушке кирпича при температуре воздуха  $t_c = 60^\circ \text{C}$  в условиях естественной конвекции  $Ki_m$  в первом периоде сушки равен примерно 0,25.

Из равенства (3-2-1) можно получить:

$$Ki_m = \frac{d}{dFo_m} \left[ \frac{(u - u_p)}{u_0 - u_p} \right] = \frac{d \left[ \frac{u}{u_0 - u_p} \right]}{dFo_m}, \quad (3-2-11)$$

которое показывает, что массообменный критерий Кирпичева равен скорости изменения относительного влагосодержания по относительному времени.

Критерий испарения  $\varepsilon$  можно определить экспериментальным путем, используя соотношение (3-1-7), которое запишем так:

$$\Delta t = t_n - t_u = \frac{1}{2} \frac{r j_n R \varepsilon}{\lambda_q} \quad (3-2-12)$$

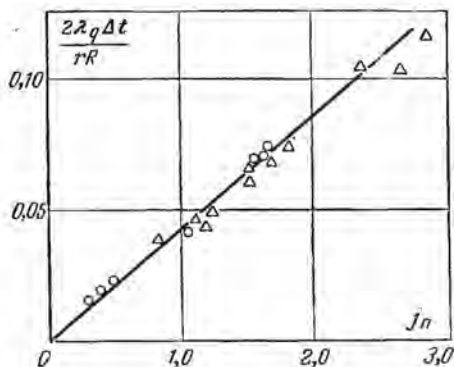


Рис. 3-1. Графический метод определения коэффициента испарения по экспериментальным данным Ф. М. Полонской. О — сушка конвекцией; Δ — радиационная сушка.

На рис. 3-1 приведена экспериментальная зависимость между величиной  $2\lambda_q \Delta t / rR$  и интенсивностью сушки  $j_n$  для гипса [коэффициент теплопроводности гипса  $\lambda_n$  определялся из графиков  $\lambda_q = f(u)$  для соответствующего влагосодержания]. Критерий  $\varepsilon$  численно равен тангенсу угла наклона прямой, в данном случае  $\varepsilon = 0,045$ . Следовательно, перенос влаги в основном происходит в виде жидкости (95,5%). По данным П. Д. Лебедева, при сушке древесины нагретым воздухом ( $t_c = 60 \div 115^\circ \text{C}$ ,  $v = 1,6 \text{ м/сек}$ ) и инфракрасными лучами ( $t_n = 190 \div 270^\circ \text{C}$ ) критерий  $\varepsilon$  для древесины (сосны) равен 0,15, для песка  $\varepsilon = 0,3$  [Л. 28].

Критерий  $Lu$  характеризует интенсивность распространения влаги в теле по отношению к распространению тепла. На рис. 3-2 приведены кривые изменения критерия  $Lu$  в процессе сушки древесины (сосны). Из рисунка видно, что в первом периоде критерий  $Lu$  является величиной постоянной. Следовательно, в процессе сушки изменение коэффициентов диффузии тепла  $a$  и вещества  $a_m$  происходит одинаково. При сушке древесины нагретым воздухом величина критерия  $Lu$  изменяется от 0,04 до 0,09, при сушке инфракрасными лучами (радиационная сушка) критерий  $Lu \approx 0,8$ , т. е. больше приблизительно в 10—20 раз. Критерий  $Lu$  для кварцевого

песка в процессе сушки инфракрасными лучами, по данным П. Д. Лебедева, больше единицы, он изменяется от 1 до 5 ( $1 \leq Lu \leq 5$ ).

Конец периода постоянной скорости сушки характеризуется некоторым критическим средним (по объему) влагосодержанием тела  $W_k$ , %, определяемым по уравнению

$$\frac{W_k - W_p}{W_0 - W_p} = \frac{u_k - u_p}{u_0 - u_p} + \frac{1}{3} Ki_m \left( 1 + \varepsilon \frac{raT}{ca} \right), \quad (3-2-13)$$

где  $u_k$  — критическое влагосодержание на поверхности пластины ( $кг/кг$ ). Для шара и цилиндра можно написать аналогичные выражения, только для шара вместо коэффициента  $1/3$  необходимо взять  $1/6$ , а для неограниченного цилиндра  $1/4$ .

Из формулы (3-2-13) следует, что относительное критическое влагосодержание зависит от критерия  $Ki_m$ , а следовательно, от размеров тела. Для тел с малой удельной поверхностью ( $1/R_v$  мало) критическое влагосодержание  $W_k$  может быть больше начального. В этом случае процесс сушки с самого начала протекает в периоде падающей скорости.

Аналогичным путем находим решения для шара и цилиндра. Эти решения можно написать в виде обобщенных формул. Распределение температуры и влагосодержания в неограниченной пластине, шаре и неограниченном цилиндре записываются формулами

$$\begin{aligned} \frac{t - t_0}{t_c - t_0} &= 1 - (1 - \varepsilon) Ko Lu \frac{Ki_m}{Bi_q} - \\ &- \frac{1}{2} \varepsilon Ko Lu Ki_m \left( 1 - X^2 + \frac{2}{Bi_q} \right); \end{aligned} \quad (3-2-14)$$

$$\begin{aligned} \frac{u_0 - u}{u_0} &= Ki_m \left[ (\Gamma + 1) Lu Fo - \right. \\ &- \left. \frac{1}{2} (1 + \varepsilon Ko Pn Lu) (\chi - X^2), \right] \end{aligned} \quad (3-2-15)$$

где  $\Gamma$  и  $\chi$  — постоянные коэффициенты (для пластины  $\Gamma = 0$ ,  $\chi = 2/3$ , для цилиндра  $\Gamma = 1$ ,  $\chi = 1/2$ , для шара  $\Gamma = 2$ ,  $\chi = 2/5$ ;  $X$  — безразмерная координата (для пластины  $X = x/R$ , для шара и цилиндра  $r/R$ ),  $r$  — радиальная координата;  $R$  — радиус шара или цилиндра.

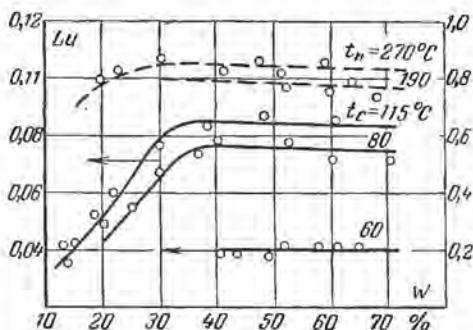


Рис. 3-2. Зависимость критерия  $Lu$  от влагосодержания древесины (сосны) при сушке разными методами по экспериментальным данным П. Д. Лебедева.

— сушка нагретым воздухом; — — — радиационная сушка;  $v = 0$ ;  $v = 1,6$  м/сек.

В периоде постоянной скорости сушки интенсивность теплообмена прямо пропорциональна температурному напору ( $t_c - t_n$ ), т. е. описывается формулой конвективного теплообмена

$$q_n = \alpha (t_c - t_n) = \text{Bi}_q \frac{\lambda}{R} (t_c - t_n), \quad (3-2-16)$$

где  $\text{Bi}_q = \alpha R / \lambda$  — теплообменный критерий Био.

Из решений (3-2-14) и (3-2-15) видно, что распределение температуры и влагосодержания тела описывается законами параболы.

В общем случае ( $\varepsilon \neq 0$ ) критическое влагосодержание тела будет определяться соотношением

$$\frac{W_k - W_p}{W_0 - W_p} = \frac{u_k - u_p}{u_0 - u_p} + \frac{1}{\Gamma_k} \text{Ki}_m (1 + \varepsilon \text{Ko Pn Lu}), \quad (3-2-17)$$

где  $\Gamma_k$  — постоянный коэффициент для пластины равен 3, для цилиндра 4 и для шара 5.

При сушке коллоидных тел или влажных материалов с преобладанием осмотически связанной влаги с небольшими интенсивностями влагосодержание  $u_k$  равно максимальному гигроскопическому влагосодержанию  $u_{m.g}$  ( $u_k = u_{m.g}$ ). Начиная с этого влагосодержания, давление пара жидкости в теле уменьшается, что и вызывает уменьшение плотности потока вещества  $j_n$ , т. е. интенсивности сушки.

Для капиллярнопористых тел  $u_k$  значительно больше  $u_{m.g}$  и зависит от скорости углубления зоны испарения внутрь тела.

Из формулы (3-2-13) видно, что относительное критическое влагосодержание  $W_k/W_0$  зависит от критерия  $\text{Ki}_m$  и, стало быть, от характерного размера тела. Для тел с малой удельной поверхностью критическое влагосодержание может быть больше начального влагосодержания ( $W_k/W_0 > 1$ ). В этом случае на кривой сушки участок, соответствующий периоду постоянной скорости, отсутствует, а скорость уменьшается с самого начала процесса.

Критерий Коссовича  $\text{Ko}$  вычисляется непосредственно, так как начальное влагосодержание  $W_0$  и температура воздуха  $t_c$  заданы, а удельная теплота испарения  $r$  при температуре  $\bar{t}$  берется из таблиц или вычисляется по соответствующей формуле.

Основным критерием переноса влаги в процессе сушки является критерий  $\text{Ki}_m$ . Согласно определению он равен отношению поверхностного градиента влагосодержания  $\nabla u_n$  к начальному влагосодержанию  $u_0$ , умноженному на характерный размер тела  $R$ . При таком способе вычисления  $\text{Ki}_m$  мы не делаем никаких допущений относительно закона распределения влагосодержания внутри тела. Кроме того, получаемые значения  $\text{Ki}_m$  относятся к определенным значениям влагосодержания  $u_n$  и температуры  $t_n$  на поверхности тела. В этом большое преимущество данного способа вычисления  $\text{Ki}_m$ . Недостатком этого способа является трудность определения

$(\nabla u)_n$ . Можно идти двумя путями: 1) по отдельным экспериментальным точкам построить кривую распределения влагосодержания и тщательным измерением наклона касательной у поверхности определить  $(\nabla u)_n$ ; 2) предварительно найти уравнение кривой распределения влагосодержания и, вычислив постоянные уравнения способом наименьших квадратов, определить  $(\nabla u)_n$ . В первом случае погрешность будет возникать от неточности проведения касательной к экспериментальной кривой распределения влагосодержания, а во втором случае неточность связана с нахождением уравнения кривой распределения при переменных  $u$  и  $t$ .

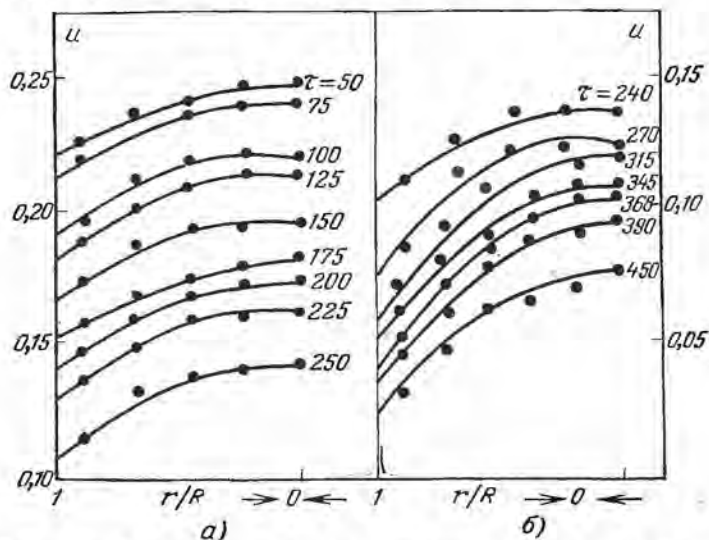


Рис. 3-3. Распределение влагосодержания по относительной радиальной координате при сушке глиняного шара в термостате,  $t_c = 62^\circ \text{C}$ .

а — период постоянной скорости; б — период падающей скорости.

Если принять параболический закон распределения влагосодержания, то критерий  $Ki_m$  может быть вычислен по перепаду соответствующих влагосодержаний.

В качестве примера приведем данные опыта по сушке глины и форме шара диаметром 4,5 см в термостате при температуре  $62^\circ \text{C}$ . Кривые распределения влагосодержания по радиальной безразмерной координате ( $r/R$ ) в различное время сушки приведены на рис. 3-3.

Из рис. 3-3 видно, что в периоде постоянной скорости кривые распределения влагосодержания расположены примерно эквидистантно, а в периоде падающей скорости убывь влагосодержания на поверхности происходит быстрее по сравнению с центром шара. Кривые распределения влагосодержания достаточно хорошо описываются уравнением параболы, поэтому критерий  $Ki_m$  может

быть вычислен по перепаду влагосодержания  $\Delta u$  на поверхности и в центре шара при условии  $\frac{er\delta}{c} Lu \ll 1$ .

$$Ki_m = \frac{2\Delta u}{u_0}. \quad (3-2-18)$$

Вычисленный таким способом критерий  $Ki_m$  представлен на рис. 3-4 в виде графика изменения  $Ki_m$  в процессе сушки. Из рис. 3-4 видно, что в первом периоде критерий  $Ki_m$  немного увеличивается (примерно на 13%) за счет уменьшения коэффициента диффузии влаги (характерный размер  $R$  и интенсивность сушки постоянны). Начиная с критической точки (начало второго периода), критерий

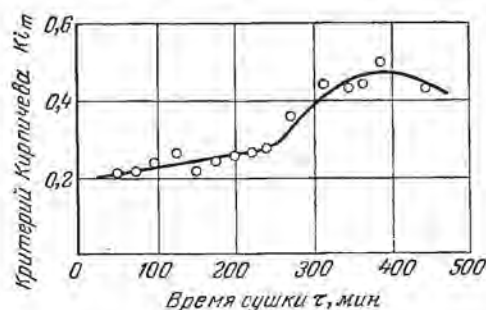


Рис. 3-4. Изменение критерия Кирпичева для переноса вещества в процессе сушки глины в условиях естественной конвекции ( $t_c = 62^\circ \text{C}$ ).

$Ki_m$  резко увеличивается, достигая максимума, а потом уменьшается.

Поэтому во втором периоде сушки можно отметить стадию увеличения  $Ki_m$  от времени, когда градиент влагосодержания у поверхности тела увеличивается, и стадию уменьшения  $Ki_m$ , когда поверхностный градиент  $(\nabla u)_n$  уменьшается (конечная стадия процесса сушки).

Такой характер изменения  $Ki_m$  представляет интерес для технологии сушки.

Ниже будет показано, что в качестве первого приближения критерий  $Ki_m$  может служить критерием трещинообразования. Поэтому наиболее опасная стадия сушки с точки зрения трещинообразования — это стадия максимальных значений  $Ki_m$ .

По абсолютному значению критерий  $Ki_m$  изменяется в данном опыте от 0,2 до 0,45.

Критерий  $Ki_m$  может быть определен по двум кривым кинетики сушки: по кривой изменения среднего влагосодержания с течением времени (кривая сушки) и по кривой изменения влагосодержания на поверхности или в центре тела с течением времени (локальная кривая сушки). Это наиболее простой метод определения.

Критерий  $Ki_m$  может быть определен также по величине критического влагосодержания, если известно его значение для тел различных размеров или разной формы, так как критическое влагосодержание является линейной функцией характерного размера \*

$$\bar{u}_k = u_k + \frac{j_n}{\Gamma a_m p_0} R. \quad (3-2-19)$$

\* При этом предполагается, что испарение влаги в периоде постоянной скорости происходит на поверхности тела.



На рис. 3-5 приведены графики изменения критического влагосодержания желатинового слоя (*I*) и кускового подмосковного угля (*II*) в зависимости соответственно от толщины слоя и средней фракции угля. Из рис. 3-5 видно, что экспериментальные точки расположены на прямой, т. е. соотношение (3-1-17) подтверждается опытами.

По величине тангенса угла наклона прямой вычисляем критерий  $Ki_m$ , т. е.

$$Ki_m = \Gamma \operatorname{tg} \psi \frac{R}{u_0}. \quad (3-2-20)$$

Например, при сушке желатинового слоя ( $t_c = 20^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,7$ ,  $v = 2,5 \text{ м/сек}$ ) тангенс угла наклона прямой *I* равен  $\operatorname{tg} \psi = 50 \text{ м}^{-1}$ . Следовательно, критерий  $Ki_m$  для желатинового слоя  $R = 4 \text{ мм}$  при начальном влагосодержании  $u_0 = 1,6$  будет равен 0,38. С увеличением температуры критерий  $Ki_m$  уменьшается. При сушке угля критерий  $Ki_m$  больше примерно в 2 раза для средней фракции 2,2 мм (для  $t_c = 100^\circ \text{C}$  и  $u_0 = 0,4$  критерий  $Ki_m = 0,83$ ).

Из критерия  $Ki_m$  можно непосредственно вычислить коэффициент диффузии влаги, если известна скорость сушки ( $\% / \text{ч}$ ), а именно:

$$a_m = \frac{RR_0}{Ki_m W_0} \frac{dW}{d\tau}. \quad (3-2-21)$$

Например, для опыта, приведенного на рис. 3-4, скорость сушки в первом периоде была равна  $3,3\% / \text{ч}$  ( $dW/d\tau = 3,3\% / \text{ч}$ ), начальное влагосодержание  $W_0 = 25\%$ . Тогда коэффициент диффузии влаги будет равен:

$$a_m = \frac{(2,25)^2 \cdot 10^{-4} \cdot 3,3}{3 \cdot 0,2 \cdot 25} \approx 11 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{ч}. \quad (3-2-22)$$

Это значение коэффициента диффузии влаги в первом периоде сушки соответствует температуре глиняного шара около  $40^\circ \text{C}$ .

Вышеприведенные расчеты коэффициента диффузии справедливы при условии испарения влаги на поверхности тела, что обычно имеет место при сушке большинства влажных материалов в периоде постоянной скорости.

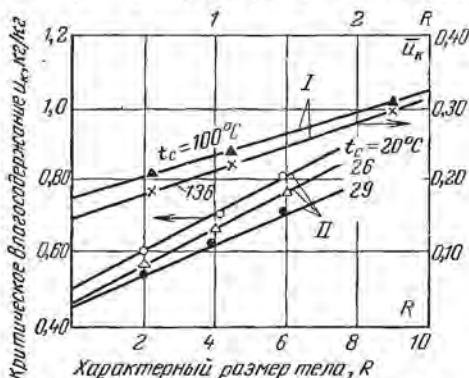


Рис. 3-5. Изменение критического влагосодержания от характерного размера ( $\varphi = 0,7$ ,  $v = 2,5 \text{ м/сек}$ ).

Если же в периоде постоянной скорости испарение происходит частично и в толще материала ( $\varepsilon \neq 0$ ), тогда критическое влагосодержание  $\bar{u}_k$  также будет линейной функцией характерного размера  $R$

$$0,01W_k = \bar{u}_k = u_k + \frac{j_n}{\Gamma a_m p_0} \left(1 + \varepsilon \frac{r \delta a_m}{ca}\right) R. \quad (3-2-23)$$

Однако тангенс угла наклона прямой  $\bar{u}_k = f(R)$  будет больше на некоторую величину  $\left(1 + \varepsilon \frac{r \delta a_m}{ca}\right)$ . Поскольку эта величина не зависит от  $R$ , то методика расчета останется прежней. Действительно значение коэффициентов диффузии будет меньше на величину  $\left(1 + \varepsilon \frac{r \delta a_m}{ca}\right)$ .

### 3-3. ПЕРИОД ПАДАЮЩЕЙ СКОРОСТИ

Для ряда материалов в периоде постоянной скорости сушки коэффициент диффузии влаги  $a_m$  мало изменяется от влагосодержания, так что его можно принять постоянным. Температурное поле также в большинстве случаев отсутствует ( $\varepsilon = 0$ ), поэтому можно с большим успехом использовать аналитические решения системы уравнений тепло- и влагопереноса.

В периоде падающей скорости коэффициенты диффузии влаги  $a_m$  и термодиффузии влаги  $a_m^T$  ( $a_m^T = a_m \delta$ ) сильно изменяются в зависимости от влагосодержания и температуры. Поэтому решение системы уравнений (3-1-1) и (3-1-2) можно использовать в качестве первого приближения. При этом надо отметить, что если отсчет времени производить от первого критического влагосодержания, то начальные условия должны быть взяты в виде (3-1-8). В конце периода постоянной скорости распределение  $t$  и  $u$  следует закону параболы, тогда  $f_1(x)$  и  $f_2(x)$  будут параболическими функциями координаты  $x$  [см. формулы (3-2-4) и (3-2-5)]. Такое решение приведено в приложении.

Однако можно воспользоваться более простыми начальными условиями в виде формулы (3-1-9) и отсчет времени производить от начала сушки. Это обусловлено тем обстоятельством, что при решении системы дифференциальных уравнений не делается каких-либо ограничений относительно функций  $q_n(\tau)$  и  $j_n(\tau)$ . На определенном этапе сушки они могут быть постоянными (период постоянной скорости сушки), а затем непрерывно уменьшаются с течением времени (период падающей скорости). Такое рассмотрение процесса имеет свое преимущество потому, что в периоде падающей скорости уже наступит регулярный режим влаго- и теплообмена, для которого можно ограничиться первыми членами рядов в решениях для  $u$  и  $t$ .

Решение поставленной задачи можно написать так:

$$\begin{aligned} \frac{t-t_0}{t_0} &= \sum_{K=1}^2 \sum_{i=1}^2 B_{ki}^q Q_{ki} = \\ &= f_1(Ki_m, Ki_q, Pn, Ko, Lu, \epsilon, Fo); \end{aligned} \quad (3-3-1)$$

$$\begin{aligned} \frac{u_0-u}{u_0} &= \sum_{K=1}^2 \sum_{i=1}^2 B_{ki}^m Q_{ki} = \\ &= f_2(Ki_m, Ki_q, Pn, Ko, Lu, \epsilon, Fo). \end{aligned} \quad (3-3-2)$$

Значение величин  $B_{ki}^q$ ,  $Q_{ki}$ ,  $B_{ki}^m$  приведено в приложении 2. Однако один вывод из этого анализа для нас очень важен. Он состоит в том, что в стадии регулярного режима влаго- и теплопереноса распределение влагосодержания  $u$  и температуры  $t$  тела в одномерной задаче близко к параболическому, несмотря на то, что критерии  $Ki_m(\tau)$  и  $Ki_q(\tau)$  — функции времени.

В данной главе мы дадим упрощенные решения, в основе которых не содержится предположения о постоянстве коэффициентов влаго- и теплопереноса и термодинамических характеристик влажных тел. Граничные условия (3-1-6) и (3-1-7) справедливы при любом изменении коэффициентов  $a_m$ ,  $\delta$ ,  $\lambda$  и характеристик  $r$ ,  $\epsilon$ . Это очень важно, потому что, как уже отмечалось выше, все они зависят от  $u$  и  $t$ . В соответствии с анализом решений систем дифференциальных уравнений влаго- и теплопереноса сделаем предположение, что распределение влагосодержания и температуры тела описывается законом параболы \*

$$u = u_n - \frac{x^2}{R^2}(u_n - u_p); \quad t = t_n + \frac{x^2}{R^2}(t_p - t_n). \quad (3-3-3)$$

Дифференцируя эти уравнения по  $x$  и полагая ( $x = R$ ), что соответствует поверхности тела, подставим полученные значения для  $(\partial u / \partial x)_n$  и  $(\partial t / \partial x)_n$  в граничные условия (3-1-6) и (3-1-7). После небольших преобразований получим:

$$\begin{aligned} \frac{u_n - u_p}{u_0 - u_p} &= \frac{1}{2} Ki_m(\tau) \left[ 1 + Pn \left( \frac{Ki_q(\tau)}{Ki_m(\tau)} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - (1 - \epsilon) Ko Lu \right) \right]; \end{aligned} \quad (3-3-4)$$

$$\begin{aligned} \frac{t_n - t_p}{t_c - t_0} &= \frac{1}{2} Ki_m(\tau) [Ki_q(\tau) - \\ &\quad - (1 - \epsilon) Ko Ki_m Lu]. \end{aligned} \quad (3-3-5)$$

Из этих формул как частный случай вытекают формулы (3-2-6)

\* Законы параболического распределения влагосодержания и температуры (3-3-3), вполне естественно, не удовлетворяют системе дифференциальных уравнений, как и любая аппроксимация полей  $t$  и  $u$  по заданным кривым распределения.

и (3-2-7). Согласно формуле (2-4-15) для периода постоянной скорости существует зависимость в виде

$$Ki_{g0} = Ki_{m0} Lu Ko. \quad (3-3-6)$$

Если подставить вместо  $Ki_{g0}$  соответствующее выражение, то из формул (3-3-4) и (3-3-5) получим формулы (3-2-6) и (3-2-7). В периоде падающей скорости между теплообменными и массообменными критериями Кирпичева существует взаимосвязь в виде соотношения (2-5-13). Тогда формулы (3-3-4) и (3-3-5) будут иметь вид:

$$\frac{u_n - u_n}{u_0 - u_0} = \frac{1}{2} Ki_m(\tau) [1 + Pn Ko Lu (\varepsilon + Rb)]; \quad (3-3-7)$$

$$\frac{t_n - t_n}{t_c - t_0} = \frac{1}{2} Ki_m(\tau) [Ko Lu (\varepsilon + Rb)], \quad (3-3-8)$$

где  $Rb$  — критерий Ребиндера.

В периоде постоянной скорости  $Rb = 0$ , тогда формулы (3-3-7) и (3-3-8) превращаются в формулы (3-2-6) и (3-2-7).

Чтобы окончательно определить поля влагосодержания и температуры, необходимо, знать зависимость между массообменным критерием Кирпичева и временем. Эта зависимость определяется приближенными уравнениями кривой скорости сушки (см. гл. II). В частности, наиболее простым соотношением для  $Ki_m(\tau)$  является приближенное уравнение

$$Ki_m(\tau) = \frac{R^2}{a_m (W_0 - W_p)} \frac{dW}{d\tau} = \frac{\kappa N R^2}{a_m} (W - W_p) / (W_0 - W_p). \quad (3-3-9)$$

Таким образом, по величине среднего влагосодержания находим перепады влагосодержания  $\Delta u = u_n - u_n$  и температуры  $\Delta t = t_n - t_n$ . Значение температуры и влагосодержания тела в центре его определяется по формулам

$$\bar{u} = u_n - \frac{1}{\Gamma} \Delta u; \quad \bar{t} = t_n + \frac{1}{\Gamma} \Delta t, \quad (3-3-10)$$

где  $\Gamma$  — постоянная величина, равная 3 для пластины, для цилиндра 2 и для шара 5/3.

Средняя температура тела  $\bar{t}$  определяется по величине критерия Ребиндера и соотношениями (2-6-3) и (2-6-4).

Надо отметить, что этот метод расчета является приближенным, однако он будет справедлив для случая переменных коэффициентов влаго- и теплопереноса. Кроме того, он дает возможность произвести приближенную оценку периодов влагосодержания и температуры внутри тела в процессе сушки.

М. Д. Михайловым дано точное решение системы дифференциальных уравнений влаготеплопереноса [Л. 53], при котором

вместо граничного условия в виде закона конвективного влагообмена

$$j_n = \alpha_u \rho_0 (u_n - u_p) \quad (3-3-11)$$

применялись условия пропорциональности скорости сушки от удаляемого влагосодержания

$$j_n = -R\rho_0 \frac{dW}{100 d\tau} = R\rho_0 \frac{\kappa N (W - W_p)}{100} \quad (3-3-12)$$

Это решение дано в приложении.

### 3-4. ТЕОРИЯ УГЛУБЛЕНИЯ ЗОНЫ ИСПАРЕНИЯ

#### История вопроса

При сушке капиллярнопористых влажных тел в периоде падающей скорости наблюдается постепенное углубление зоны испарения внутрь тела. Это явление впервые в 1929 г. было отмечено в докторской диссертации Т. К. Шервуда при сушке бумаги, древесины и других материалов [Л. 96]. При анализе зависимости коэффициента теплообмена  $\alpha_q$  от влагосодержания целлюлозы при сушке было отмечено, что, начиная с критического влагосодержания, коэффициент теплообмена непрерывно уменьшается, примерно по линейному закону, и при достижении равновесного влагосодержания становится равным коэффициенту теплообмена с сухим телом (рис. 3-6). В этом случае коэффициент теплообмена  $\alpha_q$  по своей физической сущности является коэффициентом теплопередачи, равным

$$\frac{1}{\alpha_q} = \frac{1}{\alpha} + \frac{\xi}{\lambda}, \quad (3-4-1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой;  $\xi$  — расстояние поверхности испарения от поверхности тела;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности тела.

В конце процесса сушки расстояние поверхности испарения будет равно  $R$  ( $\xi = R$ ), тогда коэффициент теплопередачи  $\alpha_q$  должен быть равен коэффициенту теплопередачи через слой сухого материала толщиной  $R$ .

По формуле (3-4-1) Т. К. Шервудом была подсчитана величина  $\xi$  при различной влажности древесины (липа) в процессе сушки.

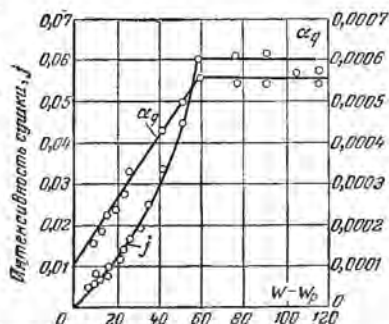


Рис. 3-6. Зависимость интенсивности сушки  $j$  (г/см²·ч) и коэффициента теплообмена  $\alpha_q$  (кал/сек·см²·°С) от влагосодержания  $W - W_p$  (%) по данным Т. К. Шервуда.

Коэффициент теплообмена  $\alpha_q$  определялся как отношение потока тепла к разнице между температурой воздуха и температурой в середине образца изделия. Результаты исследования приведены на рис. 3-7, на котором, помимо кривой  $\alpha_q = f(W)$ , приведена кривая  $\xi = f(W)$ . Из рис. 3-7 видно, что при удалении влаги от 180 до 150% коэффициент  $\alpha_q$  остается постоянным, затем коэффициент  $\alpha_q$  уменьшается и при влажности  $W \rightarrow 0$  (сухое изделие) он становится равным  $0,6 \text{ кал/см}^2/\text{ч} \cdot \text{град}$ .

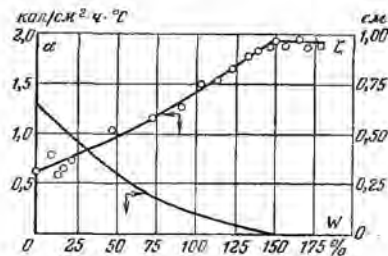


Рис. 3-7. Зависимость между коэффициентом теплопередачи  $\alpha_q$  ( $\text{кал/см}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}$ ) и расстоянием  $\xi$  (см) от поверхности до зоны испарения от влажности древесины.

Из рис. 3-7 видно, что в начале сушки испарение происходит на поверхности, а начиная с критического влагосодержания, углубляется внутрь материала с возрастающей интенсивностью. Например, при уменьшении влагосодержания от 150 до 75% зона испарения углубилась на 1,7 мм, а при уменьшении влажности от 75 до 0% зона испарения углубилась на 4,8 мм.

К концу опыта влага удаляется из центральной части изделия (плиты из древесины), и уменьшение  $\alpha_q$  от 1,92 до 0,6 ( $1,92 - 0,6 = 1,32$ ) соответствует увеличению термического сопротивления на величину  $\frac{1}{1,92} - \frac{1}{0,6} = -1,8$ . Тогда коэффициент теплопроводности сухой древесины будет равен:

$$\lambda = \frac{0,625}{1,18} =$$

$$= 0,53 \text{ ккал/см} \cdot \text{ч} \cdot \text{град},$$

что близко к табличным данным.

Таким образом, гипотеза об углублении поверхности испарения получила свое первое экспериментальное подтверждение. В 1932 г. автором [Л. 40] были проведены опыты по исследованию полей влагосодержания при конвективной сушке капиллярнопористых тел (диски из фильтровальной бумаги). В результате были обнаружены точки излома на кривых распределения влагосодержания по толщине тела (рис. 3-8). Эти точки излома, по предположению автора

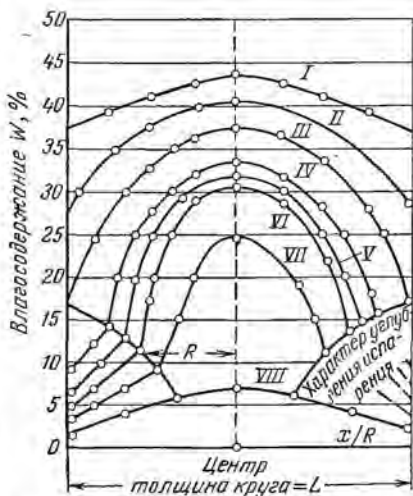


Рис. 3-8. Распределение влагосодержания в разные моменты сушки (I—VIII) цилиндра из фильтровальной бумаги.



[Л. 34, 35, 36], соответствовали месту расположения поверхности испарения. В то же время из поля влагосодержания видно, что не существует резкой границы между поверхностью испарения и последующими слоями аналогично границе промерзания в задаче Стефана. Можно говорить лишь о зоне испарения, а не о поверхности испарения. Испарение происходит не только на поверхности

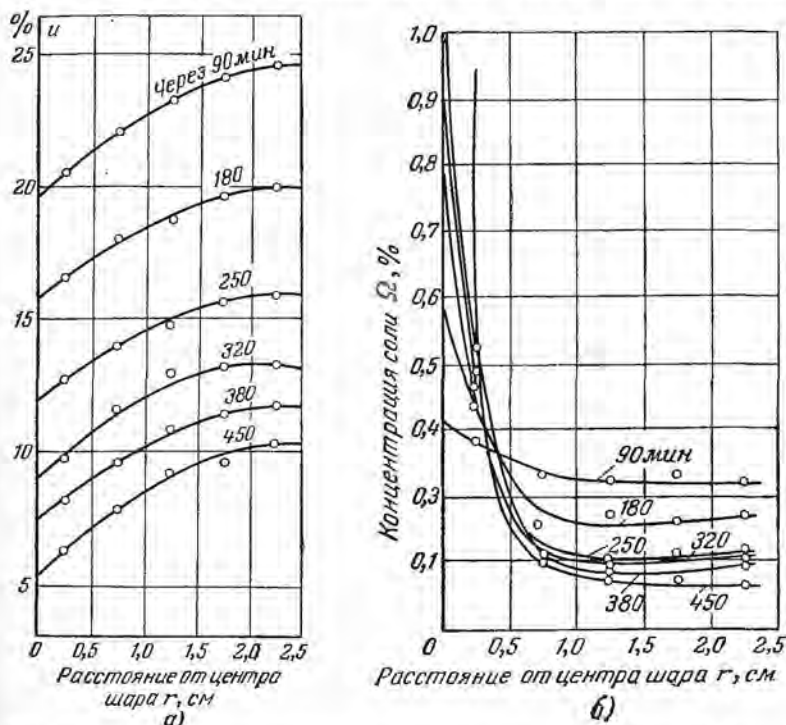


Рис. 3-9. Кривые распределения влагосодержания (а) и соли (б) по радиусу шара из глины в процессе сушки при температуре воздуха  $t_c = 80^\circ \text{C}$ .

$x = R - \xi$ , но и во всей толще поверхностного слоя  $\xi$ . Наибольшее количество испаренной жидкости — на поверхности испарения  $x_\xi$ , но частично испарение происходит по всей толще слоя  $\xi$ , постепенно уменьшаясь по мере приближения от поверхности испарения  $x_\xi$  к поверхности тела  $x_n = R$ . Поэтому более правильно говорить об углублении зоны испарения в процессе сушки. Это обусловлено тем обстоятельством, что влага в теле связана различными силами. Если капиллярная влага является свободной влагой, то адсорбционная влага является прочно связанной влагой. В результате этого капиллярная влага удаляется сравнительно легко по типу углубления поверхности испарения, а адсорбционная влага, наиболее крепко связанная, удаляется за счет постепенного испарения

во всей толще зоны испарения. Механизм сушки с наличием углубления зоны испарения был подтвержден опытами автора на основе анализа распределения влаги и соли в теле в процессе сушки [Л. 32, 36].

Кратко остановимся на этом методе. Сущность метода состоит в том, что исследуется поле влагосодержания совместно с полем концентрации какой-либо соли, предварительно введенной в материал при его приготовлении. Обычно высушенный материал пропитывается не чистой водой, а раствором соли, например поваренной.

Обычно диффузия соли происходит медленно и ею можно пренебречь, но при этом всегда необходимо сделать проверку, сравнив количество испаренной влаги, полученное непосредственно по убыли веса и подсчитанное по кривым распределения влажности и соли внутри материала.

На рис. 3-9 приведены кривые распределения влагосодержания (а) и соли (б) по радиусу шара из глины.

Количество испарений влаги в данной точке тела будет равно:

Рис. 3-10. Расстояние от поверхности испарения в процессе сушки глиняного шара при температуре воздуха  $t_c = 80^\circ \text{C}$ .

где  $\Omega$  — концентрация соли в данной точке, % на сухое вещество;  $u$  — влагосодержание в данной точке тела,  $\text{кг/кг}$ ;  $c = W_0/\Omega_0$  — концентрация раствора соли,  $\text{кг/кг}$  (рис. 3-10). Индекс 0 соответствует началу процесса сушки.

Количество испаренной влаги из всего образца (в %) равно:

$$\Delta W = \frac{200}{R} \int_0^R \Delta u \, dx, \quad (3-4-3)$$

т. е. численно равно площади под кривыми (рис. 3-10).

Отрезок, отсекаемый кривой на оси абсцисс  $\Delta W = f(r)$  (рис. 3-10), дает расстояние границы раздела зоны испарения от поверхности тела, так как дальше испарение не происходит.

Опыты показали, что при сушке глины (месторождение Кучино) испарение происходит в некоторой зоне, до которой влага перемещается в виде жидкости (рис. 3-10). При сушке древесины переме-

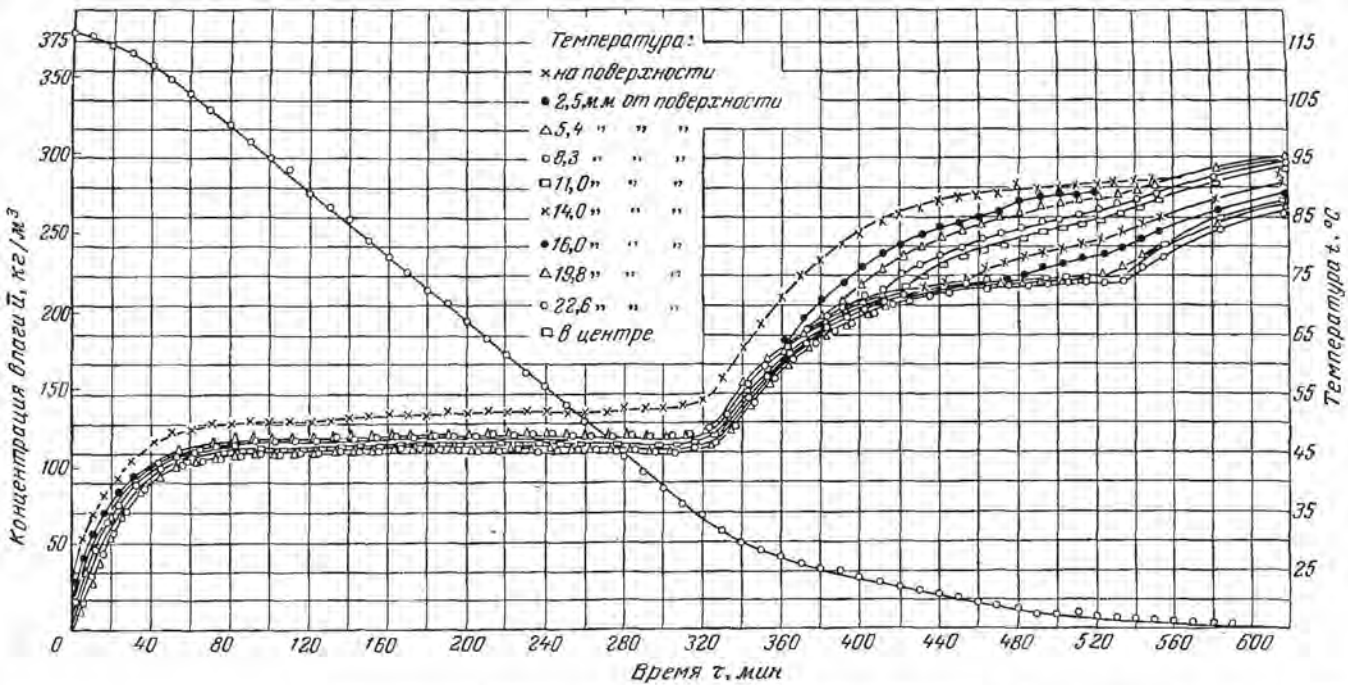


Рис. 3-11. Кривая сушки и температурные кривые увлажненной керамической пластины в процессе сушки ее инфракрасными лучами. Экспериментальные данные М. В. Попова.

щение влаги происходит в виде пара и жидкости. Определенной границы раздела (зоны испарения) не наблюдается.

Эти расчеты можно критиковать за неучет диффузии и термодиффузии соли в жидкости. Однако проверка величины испарения влаги по убыли в весе тела и по кривым распределения соли дает одинаковые результаты. Кроме того, в работе В. П. Журавлевой [Л. 16] были сделаны такие расчеты с учетом диффузии и термодиффузии соли в растворе. Эти коррективы были внесены в расчеты автора, проведенные еще в 1934 г. В результате было установлено, что характер углубления зоны испарения остается прежним. Некоторые уточнения, внесенные в кривые распределения концентрации соли  $\Omega = f(\tau)$ , не отразились на конечных результатах.

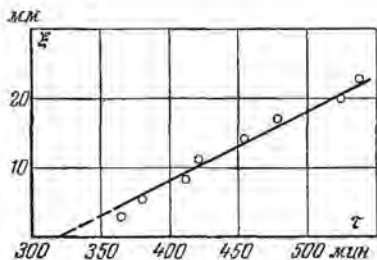


Рис. 3-12. Зависимость между расстоянием зоны испарения  $\xi$  (мм) и временем  $\tau$  (мин) в процессе сушки керамической пластины инфракрасными лучами.

излома  $(x_i)_\xi$ , мы получаем зависимость  $(x_i)_\xi$  от  $\tau_\xi$ , т. е. зависимость между толщиной зоны испарения  $\xi$  и временем  $[\xi = f(\tau)]$ . Этот метод является вполне надежным методом анализа углубления зоны испарения в процессе сушки. На основании кривых рис. 3-11 построена зависимость между  $\xi$  и  $\tau$  (рис. 3-12). Видно, что зона испарения углубляется внутрь тела примерно по линейному закону. Точка пересечения прямой  $\xi(\tau)$  с осью абсцисс соответствует началу углубления ( $\tau_0 = 320$  мин), что полностью совпадает с первой критической точкой (рис. 3-11).

Автором впервые в 1932 г. были введены температурные кривые  $t = f(W)$  для анализа кинетики процесса сушки, в том числе и для изучения механизма углубления зоны испарения [Л. 42].

### Поле температуры и относительной влажности воздуха в пограничном слое

Углубление зоны испарения в процессе сушки было подтверждено в работе [Л. 81] на основе исследования пограничного слоя влажного воздуха в процессе сушки. Результаты одного характерного опыта приводятся ниже (рис. 3-13—3-15).

На рис. 3-13 приведено температурное поле слоя влажного воздуха у поверхности тела в процессе сушки в виде кривых кинетики температуры для соответствующих координат. Рядом приведены кривая сушки и кривая изменения температуры тела на глубине 0,5 мм от поверхности. Из рис. 3-13 видно, что в течение

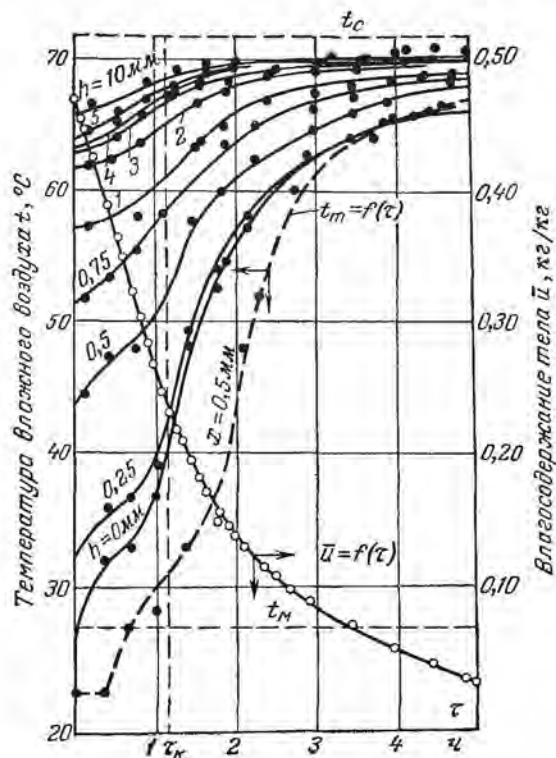


Рис. 3-13. Температурное поле пограничного слоя при сушке гипсовой пластины.

Режим сушки:  $t_c = 72^\circ \text{C}$ ;  $\varphi = 0,045$ ;  $v = 2,65 \text{ м/сек}$ ;  
 — температура влажного воздуха; — — — температура тела на глубине 0,5 мм от поверхности;  $h$  — расстояние от поверхности тела, мм.

1,2 ч убыль влагосодержания происходит по закону прямой (скорость сушки постоянна), а температура в любой точке парогазовой смеси (влажный воздух) непрерывно увеличивается, в том числе и у поверхности тела ( $h = 0$ ). Температура у поверхности тела только в первый момент равна температуре мокрого термометра, а затем продолжает непрерывно повышаться. К концу процесса сушки температуры тела и воздуха у поверхности тела становятся одинаковыми.

На рис. 3-14 тоже приведено температурное поле в координатах «температура — расстояние от поверхности тела» в различные моменты времени сушки.

Из этого графика видно, что вблизи поверхности распределение температуры следует линейному закону, затем прямая переходит в кривую, асимптотически приближаясь к кривой температуры

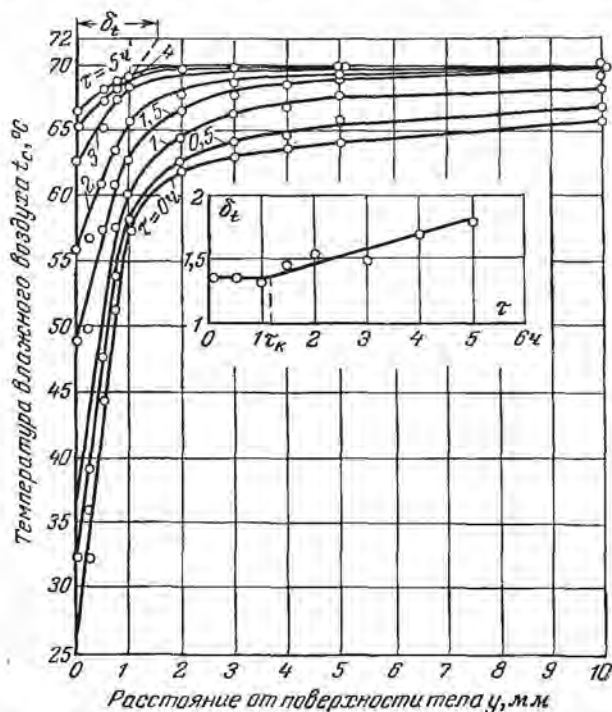


Рис. 3-14. Кривые распределения температуры в пограничном слое в процессе сушки в разные моменты времени.

окружающей среды. Отсюда можно сделать предварительный вывод о том, что вблизи самой поверхности тела перенос происходит в основном молекулярным путем (диффузия пара в слое инертного газа). По мере удаления от поверхности молекулярный перенос заменяется молярным (передача тепла конвективными потоками), который постепенно усиливается и, наконец, становится подавляющим способом переноса в потоке влажного воздуха.

Если прямую, соответствующую распределению температуры вблизи поверхности тела, продолжить до пересечения с горизонтальной прямой, отвечающей значению постоянной температуры среды ( $t_c = 72^\circ \text{C} = \text{const}$ ), то на этой прямой отсекается отрезок, равный толщине условного пограничного слоя. Например, если



продолжить начальный участок кривой распределения температуры, соответствующий времени  $\tau = 3$  ч (этот участок представляет собой прямую линию), то получим отрезок  $\delta_t$ , равный 1,5 мм. Полученные таким образом величины  $\delta_t$  представлены на том же рис. 3-14 в виде графика  $\delta_t = f(\tau)$ . Из этого графика следует, что в периоде

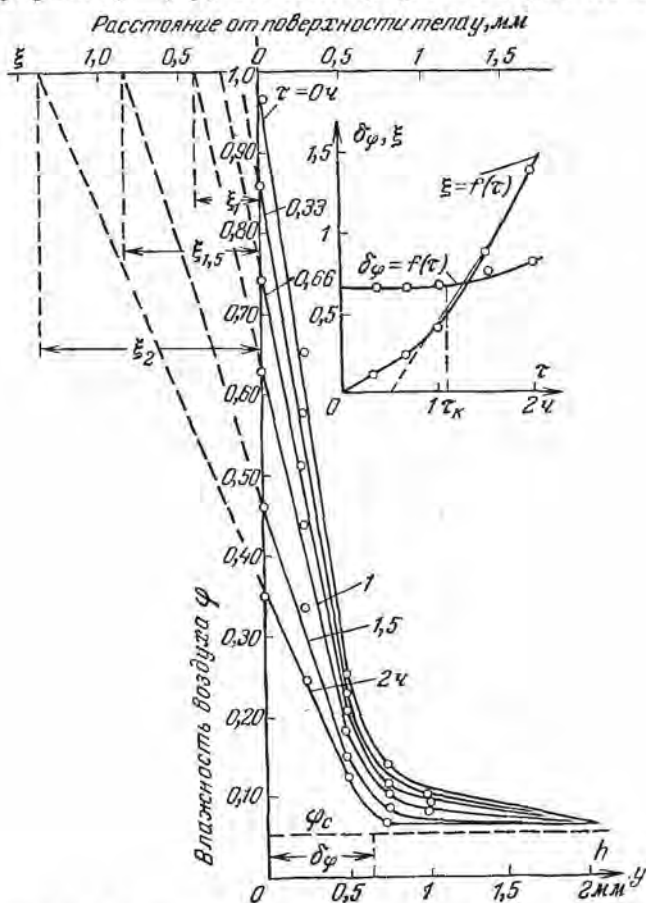


Рис. 3-15. Кривые распределения влажности воздуха вблизи поверхности тела в процессе сушки в разные моменты времени.

постоянной скорости толщина условного пограничного слоя остается постоянной ( $\delta_t = 1,35$  мм), а затем, начиная с  $\tau = 1,2$  ч (критическая точка), увеличивается примерно по линейному закону.

Поле влажности воздуха в пограничном слое приведено на рис. 3-15 в виде кривых распределения влажности воздуха для разных значений времени сушки. Из рис. 3-15 следует, что влажность воздуха как у поверхности тела ( $y = 0$ ), так и в остальных точках поля вблизи поверхности уменьшается с самого начала процесса

сушки. Влажность воздуха у поверхности тела в период постоянной скорости меньше 1 (100%). Например, после 20 мин сушки ( $\tau = 0,33$  ч) влажность воздуха у поверхности тела оказалась равной 0,88, а спустя 40 мин ( $\tau = 0,66$  ч) — 0,75. Только в начальный момент времени ( $\tau = 0$ ) влажность воздуха у поверхности тела была равна 1. Следовательно, испарение в этот период происходит не на поверхности тела. Если бы испарение происходило на его поверхности, то при постоянной интенсивности сушки влажность воздуха у поверхности тела была бы равна 1 и оставалась бы постоянной в течение всего первого периода, а температура поверхности тела была бы постоянной и равной температуре мокрого термометра. В условиях описываемого опыта влажность воздуха и температура его у поверхности тела непрерывно изменялись. Таким образом, при постоянной интенсивности сушки испарение происходило внутри тела с постепенным углублением поверхности испарения, влажность воздуха над которой была равна  $\varphi = 1,0$ .

Вблизи поверхности тела, как и в случае поля температур, наблюдается прямолинейное распределение влажности воздуха, а дальше прямая переходит в кривую, которая постепенно приближается к кривой влажности окружающей среды. Наклон прямолинейного участка кривой распределения влажности все время увеличивается. Продолжение этого прямолинейного участка кривой  $\varphi = f(y)$  до пересечения с горизонтальной прямой, отвечающей постоянному значению влажности окружающей среды ( $\varphi = \varphi_c = 0,045 = \text{const}$ ), дает величину  $\delta_\varphi$  условной толщины пограничного слоя поля влажности. Таким способом были определены  $\delta_\varphi$  в разное время сушки. Результаты приведены в виде графика  $\delta_\varphi = f(\tau)$  на рис. 3-15. Этот график показывает, что в периоде постоянной скорости  $\delta_\varphi$  остается постоянной и равной 0,65 мм, а затем, начиная примерно с  $\tau_k$ , увеличивается с течением времени. Следовательно, период постоянной скорости характеризуется постоянной толщиной условного пограничного слоя как поля температур, так и поля влажности воздуха. В периоде падающей скорости толщина условного пограничного слоя увеличивается.

Кривые распределения влажности воздуха были использованы для приближенного определения места расположения зоны испарения внутри тела. Поверхность испарения отвечает влажности воздуха  $\varphi_1 = 1$  (100%). Продолжим прямолинейный участок распределения влажности внутри тела (вверх) до пересечения с горизонтальной прямой  $\varphi = 1,0$ . Точка пересечения этих прямых дает место расположения поверхности испарения. Например, если продолжим прямолинейный участок кривой распределения  $\varphi = f(y)$  для  $\tau = 0,33$  ч до пересечения с горизонтальной прямой  $\varphi = 1,0$ , то получим отрезок  $\xi = 0,11$  мм. Следовательно, основная поверхность испарения в момент времени  $\tau = 0,33$  ч находится внутри тела на глубине 0,11 мм.

По поводу такого метода определения надо сделать оговорку. Строго говоря, наклоны прямых, отвечающих распределению влаж-

ности внутри тела и вблизи его поверхности, различны, поскольку коэффициенты диффузии пара внутри тела и вне его различны. Поэтому величина  $\xi$  будет условной величиной, определяющей расстояние, на котором расположена зона испарения от поверхности материала. Такой прием анализа применяется в теории теплопроводности, когда касательные к кривым распределения температуры тела вблизи его поверхности продолжаются вне тела до пересечения с линией постоянной температуры среды с целью определения толщины условного пограничного слоя ( $\delta = \lambda/\alpha$ ).

Некоторым корректирующим фактором является сравнение поля температуры тела с полем влажности воздуха в пограничном слое. Например, согласно кривой распределения  $\varphi$  для времени  $\tau = 1$  ч условная глубина зоны испарения  $\xi$  равна 0,4 мм (рис. 3-15). В этой точке температура тела должна быть близка к температуре мокрого термометра. Если обратиться к кривой изменения температуры тела (рис. 3-13), то для момента времени  $\tau = 1$  ч температура тела в точке  $x = 0,5$  мм равна  $t_\tau = 28^\circ \text{C}$ , т. е. близка к температуре мокрого термометра.

Определенные таким методом условные глубины поверхности испарения  $\xi$  для разных моментов времени представлены на рис. 3-15 в виде графика  $\xi = f(\tau)$ . Из этого графика следует, что в первом периоде углубление поверхности испарения происходит по закону прямой  $\xi = B_1\tau$  (скорость углубления  $d\xi/d\tau$  поверхности испарения постоянна и равна  $B_1$ ). В периоде падающей скорости  $\xi$  увеличивается примерно по линейному закону ( $\xi = A + B_2\tau$ ), но тангенс угла наклона прямой, равный  $B_2$ , значительно больше, чем для периода постоянной скорости, т. е.  $B_2 > B_1$ .

В переходной области от мягких к жестким режимам скорость углубления поверхности испарения в первом периоде равна нулю ( $d\xi/d\tau = 0$ ). В этом случае испарение происходит на некоторой постоянной глубине ( $\xi = \text{const}$ ), а кривые распределения температуры  $t = f(y)$  в разные моменты времени первого периода сушки совпадают между собой. То же самое наблюдается и с кривыми распределения влажности воздуха  $\varphi = f(y)$ , при мягких режимах сушки в первом периоде поверхность испарения близка к геометрической поверхности тела ( $\xi \rightarrow 0$ ).

Из этих опытов можно непосредственно определить тепло- и массообменные числа Нуссельта

$$\text{Nu}_q = l/\delta_t; \quad \text{Nu}_m = l/\delta_\varphi, \quad (3-4-4)$$

где  $l$  — характерный размер тела.

Из графиков на рис. 3-14 и 3-15 следует, что в периоде постоянной скорости  $\text{Nu}_q$  и  $\text{Nu}_m$  являются постоянными ( $\delta_t = \text{const}$ ,  $\delta_\varphi = \text{const}$ ), а в периоде падающей скорости числа  $\text{Nu}_q$  и  $\text{Nu}_m$  будут непрерывно уменьшаться с течением времени ( $\delta_t$  и  $\delta_\varphi$  — увеличиваться с течением времени).

К этому результату приводят исследования и других авторов [Л.42].

Строгая постановка задачи на нахождение полей влагосодержания и температуры при наличии углубления зоны испарения связана с решением системы дифференциальных уравнений, которые применительно к неограниченной пластине можно записать так:

$$c_i \rho_0 \frac{\partial t_i}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_i \frac{\partial t_i}{\partial x} \right) + \varepsilon_i r \rho_0 \frac{\partial u_i}{\partial \tau}; \quad i = 1; 2; \quad (3-4-5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( a_{mi} \frac{\partial u_i}{\partial x} + a_{mi} \delta_i \frac{\partial t_i}{\partial x} \right), \quad i = 1; 2. \quad (3-4-6)$$

Индекс  $i = 2$  соответствует центральной части тела, а  $i = 1$  — зоне испарения. Граничные условия остаются прежними, в формулах (3-1-6) и (3-1-7) надо поставить индекс  $i = 1$ . На границе зоны испарения имеют место равенство температур и влагосодержаний и равенство потоков тепла, т. е. при

$$x = \xi(\tau); \quad t_1 = t_2; \quad (3-4-7)$$

$$u_1 = u_2 \quad (3-4-8)$$

$$\left( a_{m1} \frac{\partial u_1}{\partial x} + a_{m1} \delta_1 \frac{\partial t_1}{\partial x} \right) = \left( a_{m2} \frac{\partial u_2}{\partial x} + a_{m2} \delta_2 \frac{\partial t_2}{\partial x} \right); \quad (3-4-9)$$

$$\left[ \lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial x} - r(1 - \varepsilon_1) j_1(\tau) \right] = \left[ \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial x} - r(1 - \varepsilon_2) j_2(\tau) \right]. \quad (3-4-10)$$

Задача является очень сложной, связанной с решением системы нелинейных дифференциальных уравнений с подвижными границами.

Из этой общей задачи как частный случай получается задача, соответствующая упрощенному механизму сушки в виде углубления поверхности испарения.

Если предположить, что в зоне испарения перемещается только пар ( $\varepsilon_1 = 1$ ), а в остальной зоне перемещается только жидкость ( $\varepsilon_2 = 0$ ), что влагосодержание влажной зоны не изменяется ( $\partial u_2 / \partial \tau = 0$ ), т. е. поток влаги  $j_2(\tau)$  отсутствует, а в зоне испарения влагосодержание постоянно и равно равновесному значению ( $\partial u_1 / \partial \tau = 0$ ,  $\partial u_1 / \partial x = 0$ ), тогда дифференциальное уравнение (3-4-6) и граничные условия (3-4-9) выпадают. Остается уравнение (3-4-5) с граничным условием (3-4-10), т. е. получаем задачу Стефана [Л. 39]. В этом случае интенсивность влагообмена равна:

$$j(\tau) = j_1(\tau) = j_2(\tau) = r \rho_0 u_0 d\xi/d\tau, \quad (3-4-11)$$

где  $u_0$  — постоянное влагосодержание влажной зоны, равное начальному влагосодержанию ( $u_0 = 0,01 W_0$ ).

Однако такой механизм сушки в действительности не наблюдается. Даже при сушке сублимацией в зоне испарения происходит частичное испарение адсорбционной влаги, а во влажной зоне — перемещение переохлажденной жидкости.

Таким образом, если предположить, что в зоне испарения жидкообразная влага не перемещается ( $\epsilon_1 = 1$ ), а во влажной зоне перемещается только жидкообразная влага ( $\epsilon_2 = 0$ ), то критерий испарения должен изменяться скачкообразно по координате тела (рис. 3-16).

Тогда, вместо того чтобы решать систему дифференциальных уравнений с подвижными границами, можно решить систему дифференциальных уравнений с постоянными границами, но при скачкообразном изменении критерия испарения  $\epsilon$ . Это обусловлено тем обстоятельством, что при выводе формулы для источника влаги

$I_1 = -I_2 = -\epsilon \rho_0 \frac{du}{d\tau}$  не накладывались какие-либо ограничения на коэффициент  $\epsilon$ , он может быть функцией времени и координат  $\epsilon(x, \tau)$ . В этом случае уравнение влагопереноса также надо

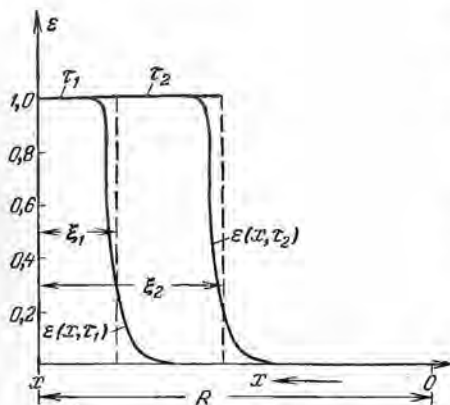


Рис. 3-16. Зависимость между критерием  $\epsilon$  и координатой  $x$  неограниченной пластины (толщина  $2R$ ) для разных значений времени  $\tau$ .

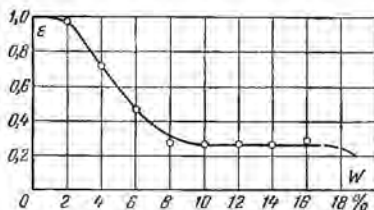


Рис. 3-17. Кривая, выражающая зависимость интегрального критерия фазового превращения  $\epsilon$  от влагосодержания кварцевого песка (по данным А. С. Шубина).

написать с источником в  $(x, \tau)$   $\rho_0 \frac{du}{d\tau}$ . Однако в большинстве случаев при углублении зоны испарения во влажной зоне также происходит частичное испарение ( $\epsilon_2 \neq 0$ ), а в зоне испарения может иметь место перенос жидкообразной влаги ( $\epsilon_1 < 1$ ). В этом случае критерий испарения  $\epsilon(x, \tau)$  является непрерывной функцией координат (рис. 3-16).

Экспериментальными исследованиями было установлено, что коэффициент  $\epsilon$  является функцией влагосодержания. С увеличением влагосодержания  $\epsilon$  уменьшается (рис. 3-17). Поэтому можно считать, что источник влаги будет определяться влагосодержанием и скоростью локального его изменения. В этом случае влаго- и теплообмен при сушке с углублением зоны испарения будет описываться той же системой дифференциальных уравнений влаго- и теплопереноса.

В качестве первого приближения принимаем линейный закон распределения температуры и влагосодержания в зоне испарения ( $\xi$ ) и параболический закон распределения  $u(x)$  и  $t(x)$  во влажной зоне  $[0, (R - \xi)]$  неограниченной пластины (рис. 3-18), т. е.

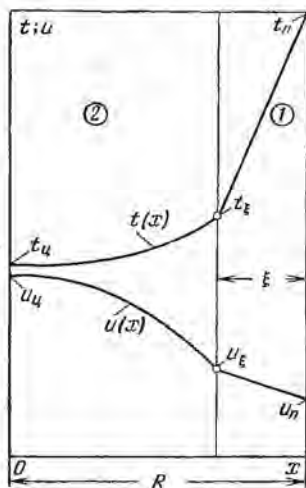


Рис. 3-18. Кривые распределения температуры  $t(x)$  и влагосодержания  $u(x)$  по толщине пластины при сушке с углублением зоны испарения [ $\xi = f(\tau)$ ].

1 — зона испарения; 2 — влажная зона.

$$u_1 = (u_n - u_\xi) \frac{x - R}{\xi} + u_n; \quad (3-4-12)$$

$$t_1 = (t_n - t_\xi) \frac{x - R}{\xi} + t_n; \quad (3-4-13)$$

$$u_2 = u_n - \left( \frac{x}{R - \xi} \right)^2 (u_u - u_n); \quad (3-4-14)$$

$$t_2 = t_c + \left( \frac{x}{R - \xi} \right)^2 (t - t_u), \quad (3-4-15)$$

где индекс  $\xi$  обозначает  $u$  и  $t$  у поверхности испарения, т. е. при  $x = R - \xi$  индекс 1 — зона испарения, 2 — влажная зона.

Воспользуемся граничными условиями, которые можно написать так:  
при  $x = R$

$$-\lambda_1 \frac{t_n - t_\xi}{\xi} + q_n(\tau) = 0; \quad (3-4-16)$$

$$a_m \rho_0 \frac{u_n - u_\xi}{\xi} + a_m \rho_0 \delta_1 \frac{t_n - t_\xi}{\xi} + j_n(\tau) = 0; \quad (3-4-17)$$

при  $x = R - \xi$

$$\lambda_1 \frac{t_n - t_\xi}{\xi} = -\lambda_2 \left[ \frac{2}{R - \xi} (t_\xi - t_u) \right] - r(1 - \varepsilon) j_n(\tau); \quad (3-4-18)$$

$$\begin{aligned} a_{m1} \left( \frac{u_n - u_\xi}{\xi} + \delta_1 \frac{t_n - t_\xi}{\xi} \right) = \\ = 2a_{m2} \left( \frac{u_\xi - u_n}{R - \xi} + \delta_2 \frac{t_\xi - t_u}{R - \xi} \right). \end{aligned} \quad (3-4-19)$$



После несложных преобразований получим:

$$\frac{t_n - t_u}{t_c - t_0} = \text{Ki}_q \left[ \frac{\xi}{R} + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\xi}{R} \right) \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right] - \frac{1}{2} \text{Ki}_m(\tau) \times \\ \times \text{LuKo} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (1 - \varepsilon) \left( 1 - \frac{\xi}{R} \right); \quad (3-4-20)$$

$$\frac{u_n - u_p}{u_0 - u_p} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\xi}{R} \right) \frac{a_{m1}}{a_{m2}} \text{Ki}_m(\tau) - \frac{\delta_2}{\delta_1} \text{Pn} \text{Ki}_q(\tau) \frac{\xi}{R} + \\ + \frac{\delta_2}{\delta_1} \text{Pn} \frac{t_n - t_u}{t_c - t_0} + \frac{\xi}{R} \text{Ki}_m(\tau) + \frac{\xi}{R} \text{Ki}_q(\tau) \text{Pn}, \quad (3-4-21)$$

где безразмерные числа  $\text{Ki}_m(\tau)$ ,  $\text{Ki}_q(\tau)$  и  $\text{Pn}$  определяются соотношениями:

$$\text{Ki}_q(\tau) = \frac{q_n(\tau) R}{\lambda_1 (t_c - t_0)}; \quad \text{Ki}_m(\tau) = \frac{j_n(\tau) R}{a_{m1} \rho_0 (u_0 - u_p)}; \quad \text{Pn} = \frac{\delta_1 (t_c - t_0)}{(u_0 - u_p)}.$$

Если положить  $\xi = 0$  (отсутствие углубления зоны испарения) и  $\lambda_1 = \lambda_2$ ;  $\delta_1 = \delta_2$ ;  $a_{m1} = a_{m2}$ , то из формулы (3-4-20) получим формулу (3-3-5), а из формулы (3-4-21) — формулу (3-3-4), которую можно переписать так:

$$\frac{u_n - u_p}{u_0 - u_p} = \frac{1}{2} \text{Ki}_m(\tau) + \text{Pn} \frac{t_n - t_u}{t_c - t_0}. \quad (3-4-22)$$

Если положить  $\xi = R$ , т. е. что поверхность испарения распространилась до середины пластины, то из формул (3-4-20) и (3-4-21) получим уравнения:

$$\frac{t_n - t_u}{t_c - t_0} = \text{Ki}_q; \quad \frac{u_n - u_p}{u_0 - u_p} = \text{Ki}_m(\tau) + \text{Pn} \text{Ki}_q(\tau), \quad (3-4-23)$$

которые отображают линейный закон распределения температуры и влагосодержания по толщине пластины. Начиная с этого момента ( $\xi = R$ ), испарение влаги происходит по всей толще пластины, что соответствует на температурной кривой и кривой скорости сушки второй критической точке. Величина  $\xi$  изменяется с течением времени примерно по закону  $\xi = B\tau^n$ , где  $B$  и  $n$  — постоянные, определяемые из опыта. По величине перепада влагосодержания ( $u_n - u_p$ ) и его среднему значению ( $\bar{u} = 0,01 W$ ) или по величинам ( $t_n - t_u$ ) и  $\bar{t}$  можно определить  $\xi$  по следующим формулам:

$$\frac{\xi}{R} = \frac{2}{\text{Ki}_q(\tau)} \left( \frac{t_n - t_u}{t_c - t_0} \right) - 1 + \left[ \left( \frac{2}{\text{Ki}_q(\tau)} \frac{t_n - t_u}{t_c - t_0} - 1 \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{2}{\text{Ki}_q(\tau)} (t_c - t_0)^{-1} (2t_u + t_n - 3\bar{t}) \right]^{1/2}. \quad (3-4-24)$$

При  $\delta_1 = 0$

$$\frac{\xi}{R} = \frac{2}{\text{Ki}_m(\tau)} \left( \frac{u_n - u_p}{u_0 - u_p} \right) - 1 + \left[ \left( \frac{2}{\text{Ki}_q(\tau)} \frac{u_n - u_p}{u_0 - u_p} - 1 \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{2}{\text{Ki}_m(\tau) (u_0 - u_p)} (2u_u + u_n - 3\bar{u}) \right]^{1/2}. \quad (3-4-25)$$

Величина  $Ki_m(\tau)$  вычисляется по эмпирическим формулам кинетики сушки. Между критерием  $Ki_q(\tau)$  и  $Ki_m(\tau)$  существует зависимость в виде основного уравнения баланса тепла, в которое входит критерий  $Rb$ . Таким образом, по величине  $(u_{\text{ц}} - u_n)$  и  $W$  можно определить  $\xi$ . Формулы (3-4-24) и (3-4-25) дают возможность ориентировочно оценить величину зоны испарения, если не известны постоянные коэффициенты  $B$  и  $n$  в формуле  $\xi = B\tau^n$ .

### 3-5. ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫЙ ПРОЦЕСС СУШКИ

При высокоинтенсивном процессе сушки внутри влажного тела возникает давление парогазовой смеси, превышающее давление влажного воздуха в окружающей среде (барометрическое давление). Наличие такого медленно релаксируемого градиента давления вызывает молярное движение парогазовой смеси по типу фильтрации. Наложение фильтрационного движения парогазовой смеси на капиллярно-диффузионный перенос влаги приводит к перестройке механизма переноса и связанной с ней существенной интенсификации процесса сушки. Например, при комбинированной сушке древесины токами высокой частоты и инфракрасными лучами под действием градиента общего давления около 50% суммарного потока влаги перемещается к поверхности в виде пара.

Систему дифференциальных уравнений тепло- и массопереноса для такого высокоинтенсивного процесса сушки применительно к неограниченной пластине можно написать так:

$$\frac{\partial t^*}{\partial F_0} = \frac{\partial^2 t^*}{\partial X^2} - \varepsilon K_0 \frac{\partial \theta^*}{\partial F_0}; \quad (3-5-1)$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial F_0} = Lu \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial X^2} - Lu Pn \frac{\partial^2 t^*}{\partial X^2} - Lu_p \frac{Bu \partial^2 P^*}{K_0 \partial X^2}; \quad (3-5-2)$$

$$\frac{\partial P^*}{\partial F_0} = Lu_p \frac{\partial^2 P^*}{\partial X^2} + \varepsilon \frac{K_0}{Bu} \frac{\partial \theta^*}{\partial F_0}, \quad (3-5-3)$$

где  $Bu = rc_b P_0 / c_q (t_c - t_0)$  — критерий Булыгина;  $Lu = a_p / a_q$  — критерий относительной скорости распространения поля фильтрационного потенциала массопереноса;  $X = x/R$  — безразмерная координата;  $t^*$ ,  $\theta^*$ ,  $P^*$  — параметрические обобщенные функции:

$$\left. \begin{aligned} t^* &= \frac{t - t_0}{t_c - t_0}; \quad \theta^* = \frac{\theta_0 - \theta}{\theta_0 - \theta_p}; \\ P^* &= \frac{P - P_0}{P_0} \end{aligned} \right\} \quad (3-5-4)$$

Решение этой системы уравнений для случая симметричного тепло- и влагообмена при краевых условиях:

<sup>1</sup> Для однородного влажного тела вместо потенциала влагопереноса  $\theta^*$  можно взять влагосодержание

$$u^* = (u_0 - u) / (u_0 - u_p).$$

при  $X = 1$

$$\frac{\partial t^*}{\partial X} - \text{Bi}_q (1 - t^*) + (1 - \varepsilon) \text{Lu Ko Bi}_m (1 - \theta^*) = 0; \quad (3-5-5)$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial X} + \text{Pn} \frac{\partial t^*}{\partial X} + \frac{\text{Bu Lu}_p}{\text{Ko Lu}} \frac{\partial P^*}{\partial X} + \text{Bi}_m (1 - \theta^*) = 0; \quad (3-5-6)$$

$$P^* = 0; \quad (3-5-7)$$

при  $X = 0$

$$\frac{\partial t^*}{\partial X} = \frac{\partial \theta^*}{\partial X} = \frac{\partial P^*}{\partial X} = 0; \quad (3-5-8)$$

при  $\text{Fo} = 0$

$$t^* = \theta^* = P^* = 0. \quad (3-5-9)$$

Полученное Ю. А. Михайловым, это решение имеет вид:

$$t^* = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=1}^3 c_{ni} \cos v_i \mu_n X \exp(-\mu_n^2 \text{Fo}); \quad (3-5-10)$$

$$\theta^* = 1 + \frac{1}{\varepsilon \text{Ko}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=1}^3 c_{ni} (1 - v_i^2) \cos v_i \mu_n X \exp(-\mu_n^2 \text{Fo}); \quad (3-5-11)$$

$$P^* = -\frac{1}{\varepsilon \text{Bu}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=1}^3 c_{ni} v_i \cos v_i \mu_n X \exp(-\mu_n^2 \text{Fo}). \quad (3-5-12)$$

Постоянные коэффициенты  $c_{ni}$  определяются соответствующими формулами [Л. 45]; они зависят от чисел  $\varepsilon \text{Ko}$ ,  $\text{Bi}_q$ ,  $\text{Bi}_m$ ,  $\text{Lu}_p$ ,  $\text{Lu}$ .

При этом решения (3-5-10), (3-5-11) и (3-5-12) имеют приближенный характер в том отношении, что законы конвективного массо- и теплообмена в виде соотношений  $[\text{Bi}_m (1 - \theta^*); \text{Bi}_q (1 - t^*)]$  неприменимы к процессу сушки в периоде падающей скорости. Мы решили использовать эти решения для анализа взаимного влияния отдельных критериев подобия в высокоинтенсивном процессе сушки.

Решения (3-5-10) — (3-5-12) табулированы, и по ним составлены расчетные номограммы. Этих графиков мы здесь не приводим, но дадим анализ соотношений между потенциалами тепло- и массопереноса и критериями подобия. Перестройка механизма переноса, связанная с образованием фильтрационного потока парообразной влаги, изменяет характер влияния основных критериев на потенциалы тепло- и массопереноса. Критерии  $\text{Pn}$  и  $\text{Ko}$  не автомодельны по отношению к потенциалам тепло- и массопереноса.

При малых значениях  $\text{Bi}_m$  и  $\text{Bi}_q$  градиенты потенциалов  $t^*$  и  $\theta^*$  малы. В стадии регулярного режима тепло- и массообмена ( $\text{Fo} > 1,0$ ) критерий  $\text{Bi}_q$  влияет только на теплообмен, а  $\text{Bi}_m$  — на массообмен (рис. 3-19). Поле потенциала фильтрационного массопереноса становится автомодельным по отношению к обоим критериям. Из рис. 3-19 видно, что поле потенциала  $\bar{\theta}^*$  зависит от  $\text{Bi}_m$  слабее, чем поле потенциала  $\bar{t}^*$  от  $\text{Bi}_q$ . Последнее обстоя-

тельство обуславливается меньшей скоростью распространения поля  $\bar{\theta}^*$  по сравнению с развитием поля  $\bar{t}^*$  ( $Lu < 1$ ).

Анализ полученных решений показывает, что в стадии регулярного режима скорости изменения потенциалов массопереноса  $d\bar{\theta}^*/dFo$  и  $d\bar{P}^*/dFo$  линейно уменьшаются с увеличением  $\bar{\theta}^*$  и не

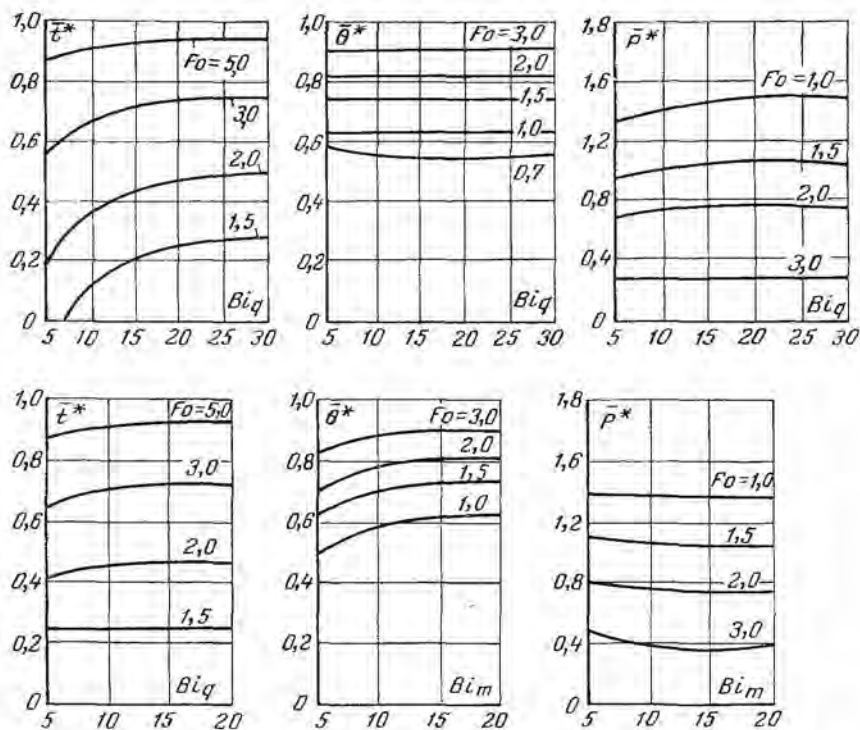


Рис. 3-19. Зависимость средних (по объему) потенциалов тепло- и массопереноса от критериев  $Bi_q$  и  $Bi_m$ .

зависят от  $Bi_q$ . При малых значениях  $Fo$  температура тела увеличивается с ростом критерия  $Rn$  (рис. 3-20). Однако с течением времени это влияние уменьшается и при значении  $Fo > 2$  приобретает противоположный характер. Критерий  $Rn$  влияет также и на потенциал  $\bar{P}^*$ .

Аналогичные выводы можно сделать и в отношении влияния критерия  $Ko$  на потенциалы тепло- и массопереноса (рис. 3-20).

Критерий Булыгина связан с фильтрационным видом переноса пара; он характеризует относительную затрату тепла, идущего на испарение части жидкости, из которой образуется пар, участвующий в молярном движении парогазовой смеси. Критерий  $Bi$  полностью связан с молярным переносом пара, поэтому он влияет на

распределение только потенциала  $P^*$  и не оказывает влияния на распределение  $t^*$  и  $\theta^*$ . Критерий  $Bu$  изменяется в широких пределах, иногда на 3—4 порядка (рис. 3-21).

Критерий  $Lu_p$  характеризует скорость распространения поля  $P^*$  по сравнению с развитием поля температуры; он аналогичен

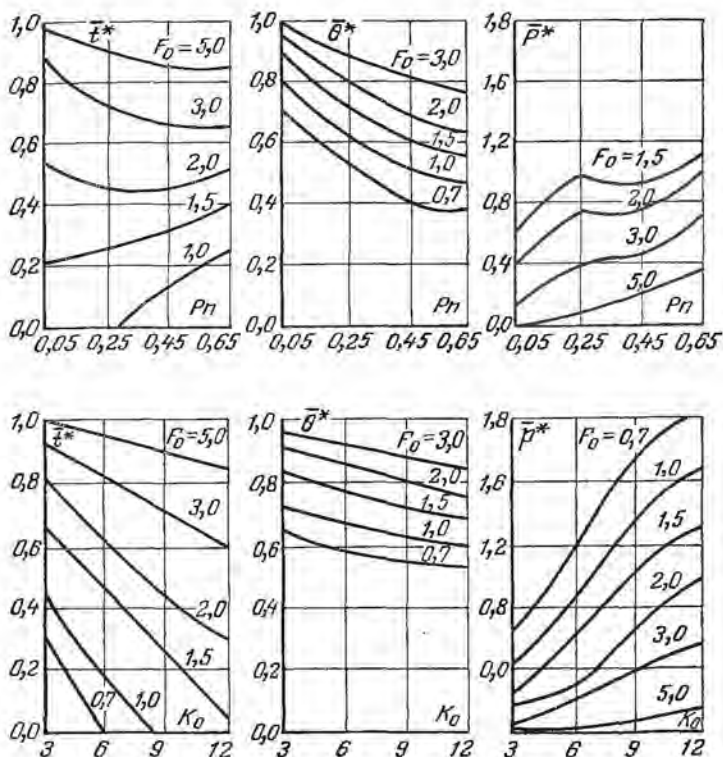


Рис. 3-20. Зависимость средних (по объему) потенциалов тепло- и массопереноса от критериев  $Pn$  и  $Ko$ .

критерию  $Lu$ . Из рис. 3-22 видно, что  $Lu_p$  автомоделен по отношению к  $\bar{t}^*$  и  $\bar{\theta}^*$ . Этот критерий изменяется в весьма широких пределах: от нескольких сотен при конвективной сушке до нескольких десятков тысяч при высокочастотной сушке.

Характерная особенность потенциала фильтрационного массопереноса состоит в том, что он более резко реагирует на изменение величины основных критериев, чем потенциалы  $\bar{t}^*$  и  $\bar{\theta}^*$ .

В зависимости от режима сушки одни критерии тепло- и массопереноса приобретают доминирующее значение, в то время как другими можно пренебречь.

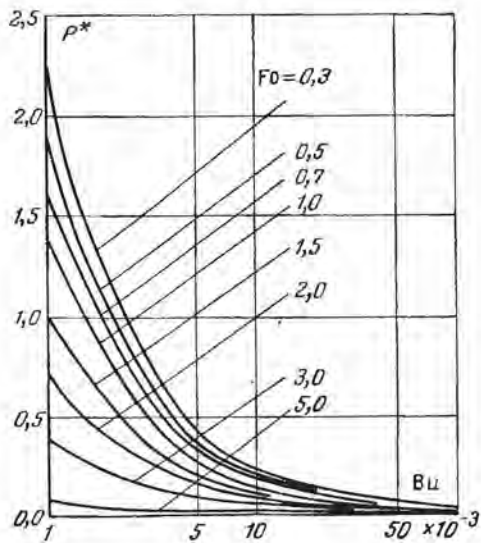


Рис. 3-21. Зависимость потенциала фильтрационного массопереноса от критерия Булыгина при разных значениях критерия Фурье.

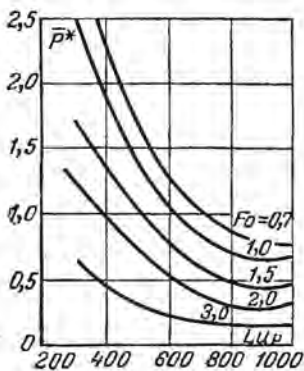
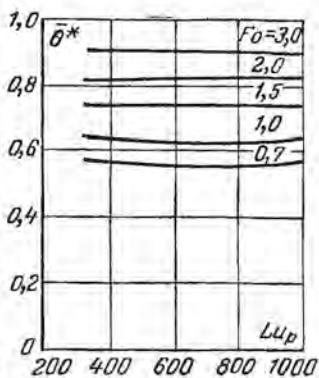
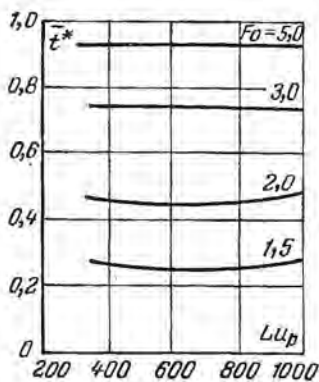


Рис. 3-22. Зависимость средних потенциалов тепло- и массопереноса от критерия  $Lu\rho$  для разных значений критерия Фурье.



Скорость сушки влажных материалов, как уже отмечалось выше, зависит от переноса массы и тепла внутри коллоидного капиллярно-пористого тела, а также от внешнего массо- и теплообмена поверхности тела с окружающей средой. Закономерности, управляющие переносом массы и тепла, обычно рассматриваются в специальных курсах по тепло- и массообмену, по теплопередаче. Поэтому предполагается, что читатель знаком с основами теплопередачи. Однако тепло- и массообмен влажных тел с окружающей средой имеет свою специфику, поэтому ниже будут рассмотрены основные закономерности тепло- и массообмена тела с окружающей средой применительно к влажным телам.

### Тепло- и массообмен при испарении жидкости со свободной поверхности

Процессы переноса тепла и массы в пограничном слое при ламинарном обтекании поверхности жидкости являются взаимосвязанными процессами переноса. Поэтому их необходимо рассматривать во взаимосвязи. Системы уравнений пограничного слоя можно написать так:

уравнение непрерывности

$$\frac{\partial (\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v_y)}{\partial y} = 0; \quad (3-6-1)$$

уравнение количества движения

$$\rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \eta \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (3-6-2)$$

уравнение переноса массы

$$\rho v_x \frac{\partial \rho_{10}}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial \rho_{10}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_{12} \frac{\partial \rho_{10}}{\partial y} \right); \quad (3-6-3)$$

уравнение переноса тепла

$$\rho v_x c_p \frac{\partial t}{\partial x} + \rho v_y c_p \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + v_x \frac{\partial p}{\partial x} + \rho D_{12} (c_{p2} - c_{p1}) \frac{\partial t}{\partial y} \frac{\partial \rho_{10}}{\partial y}, \quad (3-6-4)$$

где  $v_x, v_y$  — компоненты скорости движущегося влажного воздуха, омывающего поверхность жидкости соответственно вдоль поверхности  $x$  и в направлении, перпендикулярном  $y$ ;  $\rho_{10}$  — относительная концентрация пара в воздухе ( $\rho_{10} = \rho_1/\rho$ );  $\eta$  — коэффициент вязкости влажного воздуха;  $p$  — давление;  $D_{12}$  — коэффициент диффузии пара в воздух;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $c_p$  — удельная изобарная теплоемкость. При этом предполагается, что жидкость несжимаема, эффектами термодиффузии и диффузионной теплопроводности пренебрегают. Можно внести и дальнейшие допущения. Будем считать теплофизические свойства жидкости (влажного воздуха) постоянными. Величиной диффузионного пере-

носа энтальпии [последний член в уравнении (3-6-4)] тоже можно пренебречь. Тогда уравнения упрощаются и их можно написать так:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0; \quad (3-6-5)$$

$$\rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}; \quad (3-6-6)$$

$$v_x \frac{\partial \rho_{10}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \rho_{10}}{\partial y} = D \frac{\partial^2 \rho_{10}}{\partial y^2}; \quad (3-6-7)$$

$$v_x \frac{\partial t}{\partial x} + v_y \frac{\partial t}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}. \quad (3-6-8)$$

Индекс 12 у коэффициента диффузии опускаем. Граничные условия применительно к поставленной задаче можно написать так:

при  $y = 0$

$$v_x = 0; \quad v_y = v_n; \quad \rho_{10} = \rho_{10n}; \quad t = t_1; \quad (3-6-9)$$

при  $y \rightarrow \infty$

$$v_x = v_c; \quad \rho_{10} = \rho_{10c}; \quad t = t_c, \quad (3-6-10)$$

где  $v_n$  — поперечная скорость у поверхности жидкости, равная скорости стефановского потока, обусловленная тем, что поверхность жидкости является непроницаемой для воздуха. Индекс «n» обозначает поверхность, а индекс «с» — окружающую среду.

Решение уравнений (3-6-5) — (3-6-8) при данных граничных условиях представляет большие трудности. Э. Эккертом и Дж. Хартнеттом эта система уравнений была решена при некоторых допущениях в граничных условиях. Ниже будет приведен метод решения и сделан анализ результатов.

Введем новые переменные:

$$v_x = -\frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x};$$

$$\psi = \sqrt{\nu v_c x} f(\xi); \quad (3-6-11)$$

$$\theta = \frac{t - t_n}{t_c - t_n}; \quad \theta = \frac{\rho_{10} - \rho_{10n}}{\rho_{10c} - \rho_{10n}}; \quad (3-6-12)$$

$$\xi = \frac{y}{2} \sqrt{\frac{v_c}{\nu x}}, \quad (3-6-13)$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость ( $\nu = \eta/\rho$ ). Тогда система уравнений (3-6-5) — (3-6-8) примет вид: \*

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^3 f}{d\xi^3} + f \frac{d^2 f}{d\xi^2} &= 0; \\ \frac{d^2 \theta}{d\xi^2} + \text{Pr}_m f \frac{d\theta}{d\xi} &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (3-6-14)$$

$$\frac{d^2 \theta}{d\xi^2} + \text{Pr} f \frac{d\theta}{d\xi} = 0. \quad (3-6-15)$$

\* Уравнение движения  $v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}$  в новых переменных запишется так:

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \nu \frac{\partial^3 \psi}{\partial y^3}.$$

Граничные условия будут следующие:

при  $y = 0$

$$\left. \begin{aligned} \frac{df}{d\xi} = 0; \quad \theta = 0; \quad \vartheta = 0; \\ f = f_n = \frac{v_n}{v_c} \sqrt{Re_x}; \end{aligned} \right\} \quad (3-6-16)$$

при  $y \rightarrow \infty$

$$\frac{df}{d\xi} = 1; \quad \theta = 1; \quad \vartheta = 1, \quad (3-6-17)$$

где  $Re_x$  — локальное число Рейнольдса ( $Re_x = v_x x / \nu$ );  $f_n$  — фактор поперечного потока массы.

Допущение Э. Эккерта и Дж. Хартнетта [Л. 100] состояло в том, что они принимали  $f_n = \text{const}$ ; это означало, что поперечная скорость  $v_n$  изменялась вдоль поверхности обратно пропорционально  $\sqrt{x}$ .

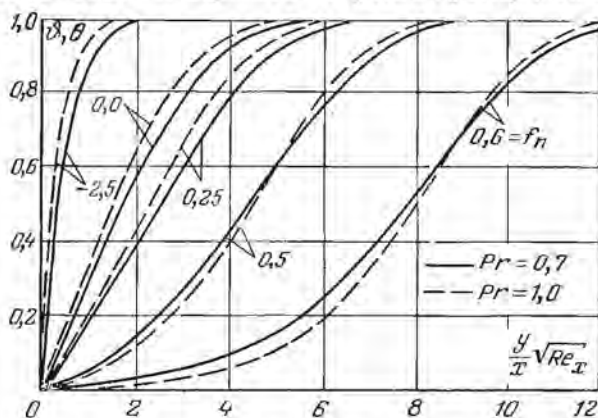


Рис. 3-23. Распределение температуры и парциального давления в ламинарном пограничном слое при обтекании пластины потоком жидкости.

Полученное решение представлено на рис. 3-23 в виде зависимости  $\vartheta$  и  $\theta$  от безразмерного параметра  $\frac{y}{x} \sqrt{Re_x}$  для двух значений критерия  $Pr$  и  $Pr_m$  (0,7 и 1,0) и различных значений  $f_n$  (от  $-2,5$  до  $+0,6$ ). Отрицательная величина  $f_n = \frac{v_n}{v_c} \sqrt{Re_x}$  означает, что поперечная скорость имеет обратное направление — от жидкости к поверхности тела. Распределение относительного парциального давления совпадает с распределением относительной температуры, так как уравнения (3-6-14) — (3-6-16) для переноса массы и тепла идентичны. При этом надо иметь в виду, что диффузионный перенос компонента 1 происходит в движущемся потоке бинарной смеси при постоянном давлении  $p_1 + p_2 = p = \text{const}$ .

Из рис. 3-23 видно, что конвективный перенос вещества от поверхности тела в поток жидкости уменьшает интенсивность тепло- и массообмена; при обратном направлении конвективного

потока интенсивность увеличивается, так как градиенты  $\partial \theta / \partial y$  и  $\partial \vartheta / \partial y$  с возрастанием  $v_n$  уменьшаются.

На основе графика рис. 3-23 определялись коэффициенты тепло- и массообмена по формулам.

$$\alpha = -\lambda \frac{(\partial t / \partial y)_n}{(t_n - t_c)}; \quad (3-6-18)$$

$$\alpha_m = -\frac{\rho D}{(\rho_{10n} - \rho_{10c})} \frac{(\partial \rho_{10} / \partial y)_n}{\rho}. \quad (3-6-19)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 3-24, где индексом 0 отмечен тепло- и массообмен при очень малом конвективном поперечном переносе массы и тепла ( $v_n \rightarrow 0$ ). Из рис. 3-24 видно, что

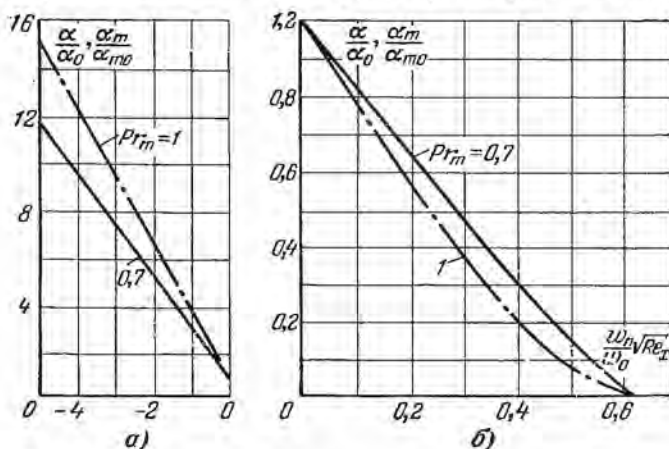


Рис. 3-24. Изменение относительных коэффициентов тепло- и массообмена от безразмерного параметра  $\frac{v_n}{v_c} \sqrt{Re_x}$ .

а — при отсосе; б — при вдувании.

с увеличением  $v_n$  коэффициенты тепло- и массообмена уменьшаются и при значении  $\frac{v_n}{v_c} \sqrt{Re_x} = 0,64$  становятся равными нулю. Наоборот, при обратном направлении конвективного потока коэффициенты тепло- и массообмена увеличиваются; при значениях  $\frac{v_n}{v_c} \sqrt{Re_x} = -4$  и  $Pr = Pr_m = 1$  это увеличение равно 12.

Можно показать, что в процессах испарения жидкости фактор поперечного потока массы  $f_n = \frac{v_n}{v_c} \sqrt{Re_x}$  мал и не может влиять на величину коэффициента тепло- и массообмена.

Поперечная скорость  $v_n$  в процессе испарения жидкости со свободной поверхности равна:

$$v_n = -\frac{D}{1 - \rho_{10n}} \left( \frac{\partial \rho_{10}}{\partial y} \right)_n = \frac{j_n}{\rho}, \quad (3-6-20)$$

где  $j_n$  — интенсивность испарения,

Следовательно, скорость молярного переноса  $v_n = j_n/\rho$ . Тогда

$$f_n = \frac{j_n}{\rho v_c} \sqrt{\text{Re}_x}. \quad (3-6-21)$$

При стационарном режиме интенсивность испарения равна:

$$j_n = \frac{\alpha_x (t_c - t_n)}{r} = \frac{\lambda}{x} \text{Nu}_x \frac{t_c - t_n}{r} = \frac{\lambda}{rx} A_x \sqrt{\text{Re}_x} (t_c - t_n), \quad (3-6-22)$$

при ламинарном обтекании влажным воздухом поверхности жидкости  $\text{Nu}_x = A_x \sqrt{\text{Re}_x}$ . Если подставить (3-6-22) в формулу (3-6-21), то получим:

$$f_n = \frac{A_x c_p (t_c - t_n)}{r \text{Pr}}. \quad (3-6-23)$$

Следовательно,  $f_n$  зависит не от скорости движения, а от температурного напора  $(t_c - t_n)$  и теплофизических свойств.

Для того чтобы коэффициенты  $\alpha$  и  $\alpha_m$  уменьшились по сравнению с коэффициентами  $\alpha_0$  и  $\alpha_{m0}$  на 10%, величина  $f_n$  должна быть не меньше 0,05 (рис. 3-24). Если положить  $f_n = 0,05$ ,  $r = 579$  ккал/кг,  $A_x = 0,3$ ,

$\text{Pr} = 0,7$ , то температурный напор  $\Delta t = t_c - t_n$  должен быть свыше  $260^\circ \text{C}$  ( $\Delta t \geq 260^\circ \text{C}$ ). Такие температурные напоры при конвективной сушке встречаем очень редко. Поэтому решение, представленное на графиках рис. 3-23 и 3-24, справедливо для случая обтекания пористой пластины при вдуве в пограничный слой инертного газа со значительной скоростью.

В современной теории тепло- и массообмена принимается гипотеза о полном подобии полей концентрации и температур над поверхностью испарения. В согласии с этим диффузионный критерий Нуссельта  $\text{Nu}_m$  должен быть или равен, или прямо пропорционален тепловому критерию Нуссельта ( $\text{Nu}_m = A \text{Nu}$ ). С целью проверки этой гипотезы Н. Ф. Докучаевым [Л. 14] были специально сконструированы и изготовлены микропсихрометр и микрогигрометр, при помощи которых были замерены поле концентраций пара и поле температуры в пограничном слое.

На рис. 3-25 приведена кривая распределения давления пара в пограничном слое, взятая нами из работы Н. Ф. Докучаева [Л. 14]. Из рис. 3-25 видно, что только вблизи поверхности испарения имеет место линейный закон распределения давления пара, а дальше

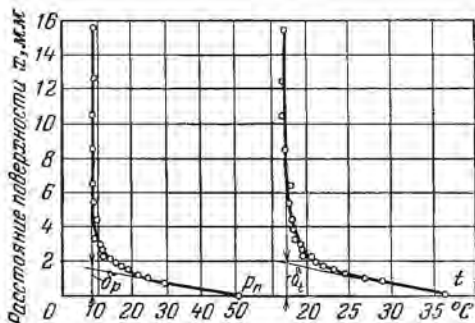


Рис. 3-25. Распределение давления пара ( $p_n$ ) и температуры ( $t$ ) в пограничном слое над поверхностью жидкости (опыты Н. Ф. Докучаева).

прямая переходит в кривую. Пользуясь этой кривой, можно легко определить условную толщину пограничного слоя. Для этого продолжим данную нам прямую до пересечения с вертикальной прямой, соответствующей давлению пара в окружающей среде. Точно такие же кривые получаются и для распределения температуры (рис. 3-25). По этим кривым мы можем определить критерии  $Nu$  и  $Nu_m$  с помощью следующих важных формул:

$$Nu = l/\delta_t; \quad Nu_m = l/\delta_p, \quad (3-6-24)$$

где  $\delta_t$  и  $\delta_p$  — условные толщины пограничного слоя для полей температур и давлений (рис. 3-25). Согласно экспериментальным

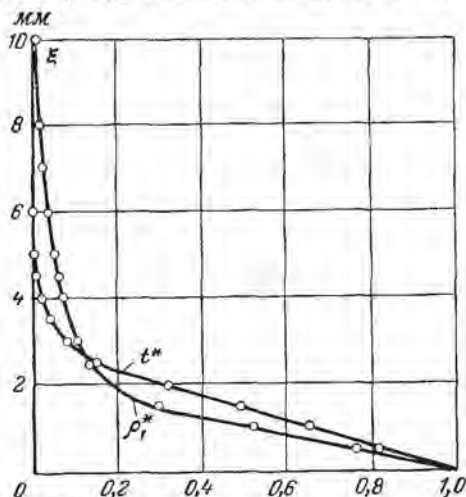


Рис. 3-26. Распределение относительных концентраций и температуры в пограничном слое над поверхностью жидкости (опыты Н. Ф. Докучаева).

данным Н. Ф. Докучаева [Л. 12] критерий  $Nu_m$  больше теплообменного критерия  $Nu$  ( $\delta_p < \delta_t$ ) примерно на 25%. Это соотношение сохраняется только в узкой области относительной влажности  $\phi$  от 40 до 60%, когда критерий  $Re$  меняется от  $3 \cdot 10^3$  до  $3 \cdot 10^4$ . Опыты А. В. Нестеренко [Л. 54] показали, что с увеличением  $\phi$  отношение  $Nu_m/Nu$  уменьшается, приближаясь к единице при  $\phi = 100\%$ .

Изменение отношения  $Nu_m/Nu$  с относительной влажностью воздуха объясняется отсутствием подобия полей концентраций и температур. На рис. 3-26

приведены кривые распределения температуры и концентрации в пограничном слое, вычисленные в безразмерных величинах:

$$\rho_i^* = \frac{\rho_i - \rho_c}{\rho_m - \rho_c}; \quad t^* = \frac{t_c - t}{t_c - t_m}$$

Из рис. 3-26 видно, что между кривыми  $\rho^*$  и  $t^*$  подобия нет. Расхождение между ними наблюдается не только при испарении жидкости, когда ее температура  $t_m$  ниже температуры окружающей среды  $t_c$ , но и для противоположного случая, когда  $t_m > t_c$ , т. е. когда жидкость непосредственно нагревается источниками тепла.

Диффузионный критерий Нуссельта  $Nu_m$  зависит не только от классических критериев  $Re$ ,  $Pr_m$  (вынужденная конвекция), но также и от критерия  $Gu$ . Если критерий  $Gu$  не вводить в расчеты, то в графике  $Nu_m = f(Re, Pr)$  наблюдается разброс точек, указы-



вающий на то, что при одном и том же  $Re$  критерий Нуссельта зависит еще от относительной влажности воздуха, а следовательно, и от критерия  $Gu$ . Как показал А. В. Нестеренко [Л. 54], экспериментальные данные многих исследователей располагаются на одной кривой, если ввести число  $Gu$ .

В результате обработки многочисленных данных по тепло- и массообмену при вынужденном движении влажного газа А. В. Нестеренко было установлено следующее соотношение:

$$Nu = 2 + APr^{0,33}Re^nGu^m \quad (3-6-25)$$

При  $Re$  больше 200 постоянную 2 обычно не пишут, т. е. формула (3-6-25) имеет вид:

$$Nu_q = APr^{0,33}Re^nGu^m.$$

Аналогичное соотношение для массообмена таково:

$$Nu_m = 2 + A'(Pr_m)^{0,33}Re^{n'}Gu^{m'} \quad (3-6-26)$$

Постоянные  $A$ ,  $A'$ ,  $n$ ,  $n'$ ,  $m$  и  $m'$  в зависимости от  $Re$  приобретают следующие значения:

	$A$	$n$	$m$	$A'$	$n'$	$m'$
$Re = 1 \div 2 \cdot 10^2$	1,07	0,48	0,175	0,83	0,53	0,135
$Re = 3,15 \cdot 10^3 \div 2,2 \cdot 10^4$	0,51	0,61	0,175	0,49	0,61	0,135
$Re = 2,2 \cdot 10^4 \div 3,15 \cdot 10^6$	0,027	0,90	0,175	0,0248	0,90	0,135

При более строгом анализе тепло- и массообмена как единого процесса необходимо было физические свойства среды характеризовать одновременно критериями  $Pr$  и  $Pr_m$  или их произведением. Однако обработка экспериментальных данных показывает, что влияние критерия  $Pr_m$  на теплообмен мало (показатель степени при  $Pr_m$  в соотношении для  $Nu$  очень мал). Также несущественно влияние критерия  $Pr$  на массообмен.

Коэффициенты тепло- и массообмена в условиях естественной конвекции рассчитываются по следующим формулам А. В. Нестеренко:

$$Nu = 4,0 (PrAr)^{0,103} \text{ при } (PrAr) = 3 \cdot 10^6 \div 2 \cdot 10^8; \quad (3-6-27)$$

$$Nu_m = 0,665 (Pr_m Ar)^{0,243} \text{ при } (Pr_m Ar) = 1 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^8. \quad (3-6-28)$$

При вычислении критерия  $Nu$  и критерия  $Ar$  в этом случае в качестве определяющего размера берется сторона квадрата, эквивалентного по площади поверхности жидкости.

Во всех этих уравнениях коэффициент теплопроводности влажного газа подсчитывается по формуле

$$\lambda = \lambda_0 + 0,0041\varphi, \text{ (ккал/м град} \cdot \text{ч)}, \quad (3-6-29)$$

где  $\lambda_0$  — коэффициент теплопроводности сухого газа.

Строго физического обоснования введения числа  $Gu$  в формуле для расчета  $Nu$  и  $Nu_m$  до сих пор нет. Одна из гипотез состоит

в том, что при обтекании поверхности жидкости потоком воздуха в пограничный слой попадают мельчайшие частицы жидкости. Механизм выноса таких частиц (молярное диспергирование) недостаточно ясен. Процесс испарения жидкости можно представить как динамический процесс десорбции и сорбции. Интенсивность испарения определяется результирующим потоком между потоками десорбции и сорбции. Поверхность жидкости энергетически неоднородна, поэтому на отдельных участках ее имеет место более интенсивная сорбция молекул пара. Согласно исследованиям Н. Н. Федякина [Л. 84, 85], на поверхности жидкости при сорбции пара имеет место неполное стягивание ее сконденсированной пленкой пара. В результате на отдельных участках образуются мельчайшие плоско-выпуклые линзы жидкости, которые при отрыве от поверхности жидкости преобразуются в частицы. Эти частицы конвективным потоком уносятся в пограничный слой, где и происходит их испарение.

Объемное испарение частиц жидкости происходит в адиабатических условиях, температура их близка к температуре адиабатического насыщения воздуха  $t_m$ . Поэтому уравнение (3-6-4) переноса тепла надо дополнить отрицательным источником тепла, равным произведению удельной теплоты испарения  $r$  на мощность источника пара  $I$  ( $rI$ ). В дифференциальное уравнение диффузии (3-6-3) надо ввести также источник массы  $I$ .

Приближенный расчет показывает, что величина источника массы  $I$  прямо пропорциональна числу  $Gu$

$$I \sim Gu = \frac{T_c - T_m}{T_c}. \quad (3-6-30)$$

При наличии радиационного теплообмена объемное испарение будет интенсифицироваться за счет поглощения инфракрасных лучей частицами жидкости. Тогда в критериальное соотношение  $Nu = f(Re, Pr, Gu)$  вводится дополнительно параметрический критерий  $T_n/T_c$ , где  $T_n$  — температура излучающего тела. Таким образом, число  $Gu$  по данной гипотезе характеризует объемное испарение в пограничном слое мельчайших частиц жидкости\*.

В заключение остановимся на взаимосвязи между коэффициентами теплообмена и массообмена.

Если разность парциальных давлений  $\Delta p_{10}$  мала, то поперечная скорость у поверхности тела  $u_n$  также будет величиной малой; граничные условия для массообмена будут аналогичны граничным условиям для теплообмена.

---

\* Нужно отметить то обстоятельство, что с увеличением числа  $Gu$  (уменьшение относительной влажности) число Нуссельта возрастает. Следовательно, интенсивность теплообмена, осложненного массообменом, больше по сравнению с чистым теплообменом («сухой теплообмен»). Это будет справедливо не только при ламинарном, но и при турбулентном обтекании поверхности жидкости.

Критериальные уравнения для условий вынужденной конвекции имеют вид:

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda} = f(Re, Pr, Gu); \quad (3-6-31)$$

$$Nu_m = \frac{\alpha_m l}{\lambda_m} = f(Re, Pr_m, Gu). \quad (3-6-32)$$

Предположим, что функции  $f$  аналогичны, поскольку дифференциальные уравнения тепло- и массопереноса, а также граничные условия идентичны. Если критерии  $Pr$  и  $Pr_m$  равны между собой, что имеет место при  $\alpha = D$  ( $Le = 1$ ), то величины  $Nu$  и  $Nu_m$  будут одинаковы для данного значения критерия Рейнольдса. Следовательно,

$$\alpha_m = \alpha \frac{M_1 D}{M \lambda} \rho = \alpha \frac{M_1 a}{M \lambda} \rho, \quad (3-6-33)$$

откуда получим:

$$\frac{\alpha}{\alpha_m} = c_p \frac{a}{M_1}, \quad (3-6-34)$$

т. е. отношение коэффициента теплообмена к коэффициенту массообмена равно произведению изобарной теплоемкости на отношение молекулярных масс  $M/M_1$ .

В ряде работ коэффициент массообмена относят не к разности относительных парциальных давлений, а к разности концентраций переносимого компонента, т. е.

$$j_1 = \alpha_m \Delta P_{10} = \alpha_{mD} \Delta \rho_1 = \alpha_m \frac{M}{M_1 \rho} \Delta \rho_1, \quad (3-6-35)$$

откуда

$$\alpha_{mD} = \alpha_m M / M_1 \rho.$$

Если воспользоваться полученным выражением для коэффициента  $\alpha_{mD}$ , то из соотношения (3-6-34) будем иметь:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{mD}} = \frac{\lambda}{a} = c_p \rho, \quad (3-6-36)$$

т. е. отношение коэффициента теплообмена к коэффициенту массообмена  $\alpha_{mD}$  равно объемной изобарной теплоемкости жидкости. Это соотношение известно под названием формулы Льюиса; она справедлива при указанных выше допущениях.

Для турбулентного тепло- и массообмена соотношение Льюиса справедливо независимо от величины критерия  $Le$ . Остановимся на этом подробнее. Рассмотрим перенос между параллельными плоскостями 1-1 и 2-2, для которых параметры жидкости (газовой смеси) соответственно равны  $t, \rho_1$  и  $t', \rho_1'$  (рис. 3-27). Обозначим через  $V'$  объем жидкости, переносимой из одной плоскости в дру-

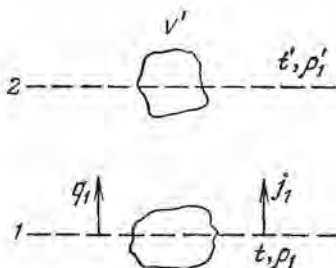


Рис. 3-27. Упрощенная схема турбулентного тепло- и массообмена.

гию благодаря турбулентному обмену. Тогда потоки тепла и массы одного из компонентов (1) будут:

$$q_T = c_p \rho V' (t - t'); \quad \dot{I}_T = V' (\rho_1 - \rho_1'). \quad (3-6-37)$$

Эти потоки тепло- и массопереноса могут быть записаны при помощи коэффициентов тепло- и массообмена  $\alpha$  и  $\alpha_D$ :

$$q_T = \alpha_T (t - t') = c_p \rho V' (t - t'); \quad (3-6-38)$$

$$\dot{I}_T = \alpha_{DT} (\rho_1 - \rho_1') = V' (\rho_1 - \rho_1'). \quad (3-6-38a)$$

Если почленно разделить эти уравнения, то получим формулу Льюиса для турбулентного обмена

$$\frac{\alpha_T}{\alpha_{DT}} = \rho c_p. \quad (3-6-39)$$

### Тепло- и массообмен при испарении жидкости из пористых тел

Испарение жидкости из пористых тел может отличаться от испарения жидкости со свободной поверхности благодаря тому, что поверхность испарения расположена внутри тела на некоторой глубине  $\xi$  от его поверхности. Для анализа этого взаимосвязанного процесса тепло- и массообмена в ламинарном пограничном слое воспользуемся методом, описанным в работе автора [Л. 38].

Дифференциальное уравнение переноса тепла можно записать так:

$$v_x \frac{\partial t(x, y)}{\partial x} + v_y \frac{\partial t(x, y)}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t(x, y)}{\partial y^2} - \frac{c_1 - c_2}{c_1 \rho} \dot{I} \frac{\partial t(x, y)}{\partial y}. \quad (3-6-40)$$

Примем усредненные скорости постоянными:

$$\bar{v}_x = \text{const}; \quad \bar{v}_y = \text{const}; \quad \frac{\dot{I}}{\rho} = \bar{v}_y' = \text{const}.$$

Тогда уравнение (2-6-40) можно записать так:

$$\bar{v}_x \frac{\partial t(x, y)}{\partial x} + \bar{v}_y^* \frac{\partial t}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t(x, y)}{\partial y^2}, \quad (3-6-41)$$

где  $\bar{v}_y^*$  — приведенная суммарная скорость переноса, равная

$$\bar{v}_y^* = \bar{v}_y + \frac{c_1 - c_2}{c_1} \bar{v}_y' = \text{const}^1; \quad (3-6-42)$$

$c_1$  и  $c_2$  — удельные теплоемкости компонентов.

Температуру поверхности испарения ( $y = -\xi$ ) обозначим через  $t_m$  и примем ее за величину постоянной. Граничные условия будут следующие (рис. 3-28):

<sup>1</sup> Этот прием является чисто формальным, так как  $\dot{I}/\rho$  не является скоростью конвективного переноса в пористом теле. Однако это не влияет на окончательный расчет, так как  $\bar{v}_y' \ll \bar{v}_y$ .

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } x=0 \quad t(0, y) = t_c; \\ \text{при } y=-\xi \quad t(-\xi, x) = t_m; \end{array} \right\} \quad (3-6-43)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } y=\infty \quad t(x, \infty) = t_c; \\ \text{при } y=0 \quad -\lambda \frac{\partial t(0, x)}{\partial y} = -\lambda_r \frac{\partial t(0, x)}{\partial y}, \end{array} \right\} \quad (3-6-44)$$

где  $\lambda_r$  — коэффициент теплопроводности поверхностного слоя тела  $(0, \xi)$ .

Ввиду малой величины  $\xi$  ( $\xi/l \ll 1$ ) примем линейный закон распределения температуры в слое  $\xi$ . Тогда последнее граничное условие перепишем так:

$$-\frac{\partial t(0, x)}{\partial y} + H[t(0, x) - t_m] = 0, \quad (3-6-45)$$

где  $t(0, x) = t_n$  — температура поверхности тела, изменяется от  $x$ ;  $H = \lambda_r/\lambda\xi$ , т. е. равно отношению ко-

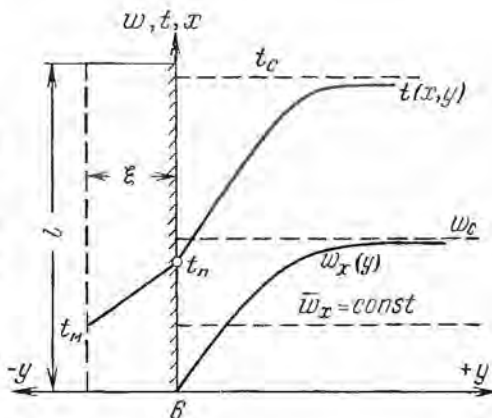


Рис. 3-28. Распределение температуры  $t(x, y)$  и скорости  $w_x(y)$  при обтекании влажной пористой пластины ( $w_x \equiv v_x$ ).

эффициента теплопроводности тела и влажного воздуха, деленному на толщину зоны испарения.

Решение уравнения (3-6-41) при граничных условиях (3-6-43) — (3-6-45) будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{t(x, y) - t_m}{t_c - t_m} = & \frac{H - \frac{\bar{v}_y^*}{2a}}{H - \frac{\bar{v}_y^*}{a}} \exp \left[ \left( H^2 - \frac{H\bar{v}_y^*}{a} \right) \frac{xa}{\bar{v}_x} + Hy \right] \times \\ & \times \operatorname{erfc} \left[ \left( H - \frac{\bar{v}_y^*}{2a} \right) \left( \sqrt{\frac{xa}{\bar{v}_x}} + \frac{y}{2} \sqrt{\frac{\bar{v}_x}{ax}} \right) \right] + \\ & + \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{\bar{v}_y^*}{2a} \sqrt{\frac{xa}{\bar{v}_x}} - \frac{y}{2} \sqrt{\frac{\bar{v}_x}{ax}} \right) - \frac{H}{2} \frac{\exp \left( \frac{\bar{v}_y^*}{a} y \right)}{H - \frac{\bar{v}_y^*}{a}} \times \\ & \times \operatorname{erfc} \left( \frac{\bar{v}_y^*}{2a} \sqrt{\frac{xa}{\bar{v}_x}} + \frac{y}{2} \sqrt{\frac{\bar{v}_x}{ax}} \right). \end{aligned} \quad (3-6-46)$$

Для анализа полученного решения положим  $\bar{v}_y^* = 0$ , тогда будем иметь:

$$\frac{t(x, y) - t_m}{t_c - t_m} = \exp\left(H^2 \frac{ax}{\bar{v}_x}\right) \operatorname{erfc}\left(H \sqrt{\frac{ax}{\bar{v}_x}}\right); \quad (3-6-47)$$

при  $x = 0$  температура  $t(0, y) = t_c$ , а температурный напор  $\Delta t$  ( $\Delta t = t_c - t_m$ ) будет равен нулю; при  $x \rightarrow t(\infty, y) = t_m$ , температурный напор  $\Delta t$  будет равен  $(t_c - t_m)$ . Таким образом, вдоль пластины или по направлению потока газа температурный напор непрерывно увеличивается от 0 до  $(t_c - t_m)$ .

Из теории теплообмена известно, что если на поверхности твердого тела температурный напор по направлению потока тепла увеличивается, то коэффициент теплообмена получается больше, чем при постоянной температуре поверхности.

Следовательно, в нашем случае коэффициент теплообмена при углублении поверхности испарения будет больше по сравнению с коэффициентом теплообмена без углубления поверхности испарения.

Вернемся к решению (3-6-46). Найдем локальное число Нуссельта по соотношению

$$\text{Nu}_x = \frac{-x}{t_c - t(0, x)} \frac{\partial t(0, x)}{\partial y}. \quad (3-6-48)$$

Тогда

$$\begin{aligned} N(K, B) &= \frac{\sqrt{\pi} \text{Nu}_x}{\sqrt{\text{Pe}_x}} = \\ &= \frac{\varphi(K, B) - \frac{1}{2} \sqrt{\pi} B \operatorname{erfc} \frac{1}{2} B}{(1 - B/K) - (K\sqrt{\pi})^{-1} \varphi(K, B) + \frac{1}{2} BK^{-1} \operatorname{erfc} \frac{1}{2} B}, \end{aligned} \quad (3-6-49)$$

где

$$\varphi(K, B) = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{B}{K}\right) \sqrt{\pi} K \exp(K^2 - BK) \operatorname{erfc}\left(K - \frac{1}{2} B\right); \quad (3-6-50)$$

$$K = \frac{H_x}{\sqrt{\text{Pe}_x}}; \quad B = \frac{\bar{v}_y^* \sqrt{x}}{\sqrt{a \bar{v}_x}}. \quad (3-6-51)$$

Надо отметить, что величину  $B$  можно представить так:

$$B = 1,26 \frac{\bar{v}_y}{\bar{v}_c} \sqrt{\frac{v_c x}{v}} \sqrt{\text{Pr}} + 1,26 \frac{\bar{v}_y'}{\bar{v}_c} \sqrt{\frac{v_c x'}{v}} \sqrt{\text{Pr}} = B_1 + B_2. \quad (3-6-52)$$

Если при обтекании плоской пластины величина  $B_1$  [правый член формулы (3-6-52)] порядка 0,25, то величина  $B_2$  — порядка 0,07 при интенсивности испарения около  $20 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$ .

Следовательно, основное значение в определении коэффициента  $B$  имеет гидродинамика обтекания, а не поперечный поток массы в процессе испарения.



В табл. 3-1 дано значение числа  $N(K, B)$  в зависимости от чисел  $K$  и  $B$ , рассчитанное по формуле (3-6-49). На основании этой таблицы на рис. 3-29 построены графики  $N(K, B) = f(K)$  для значений  $B$  от 0 до 2.

Из рис. 3-29 видно, что при всех значениях  $B$  число  $N(K, B)$  уменьшается с увеличением  $K$ . Чем больше число  $B$ , тем более интенсивно уменьшается число  $N(K, B)$ . Например, при увеличении числа  $K$  от 0,5 до 5,0 число  $N(K, B)$  уменьшается при  $B = 0$  от 1,42 до 1,1 (на 22%), а при  $B = 2$  — от 0,47 до 0,13 (на 72%).

Из рис. 3-29 видно, что при значениях  $B < 0,1$  в интервале чисел  $K (0 < K < 6,0)$  число  $N(K, B)$  больше единицы, т. е. интенсивность теплообмена будет больше по сравнению с интенсивностью теплообмена без углубления поверхности испарения. При больших значениях  $K (K \geq 10)$ , когда углубление поверхностного испарения незначительно, с увеличением числа  $B$  число  $N(K, B)$  уменьшается и становится меньше единицы [ $N(K, B) < 1$ ], т. е. интенсивность теплообмена с увеличением  $B$  резко уменьшается. Это происходит за счет «набухания» пограничного слоя.

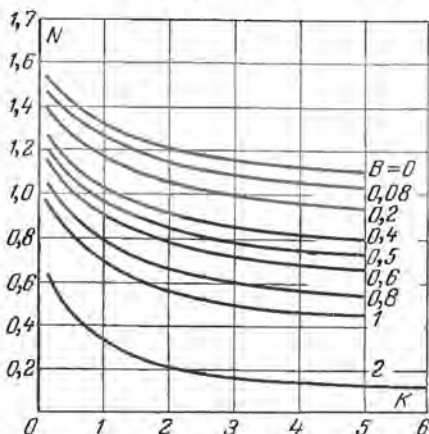


Рис. 3-29. Зависимость функции  $N$  от числа  $K$ .

С целью анализа влияния числа  $K$  на теплообмен положим величину  $B$  равной нулю ( $B = 0$ ), тогда из формулы (3-6-50) получим:

$$\varphi(K, 0) = \sqrt{\pi} K \exp K^2 \operatorname{erfc} K = f(K).$$

Тогда

$$N(K, 0) = \frac{V\pi Nu_x}{V Pe_x} = \frac{f(K)}{1 - \frac{1}{K\sqrt{\pi}} f(K)}. \quad (3-6-53)$$

При большом значении  $K (K \rightarrow \infty, \xi \rightarrow 0)$   $f(K) = 1$ . Следовательно,  $N = 1$ , что соответствует случаю, когда испарение происходит на поверхности тела. Чем меньше число  $K$  (больше  $\xi$ ), тем больше величина  $N$  (рис. 3-29, график для числа  $B = 0$ ).

При  $0,1 < K < 5,0$  число  $N$  можно выразить так:

$$N(K, 0) = 1,31 K^{-0,12}. \quad (3-6-54)$$

Представляет интерес оценить влияние  $K$  на число Нуссельта.

Например, для пористой керамики при  $\lambda_t = 0,2$  ккал/м·ч·град,  $Pe_x = 6 \cdot 10^4$  и  $\xi = 0,5$  мм число  $K = 1,5$ . В этом случае величина

$B \backslash K$	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5
0	1,53527	1,50168	1,44461	1,39713	1,35747	1,32002	1,26002
0,01	1,52779	1,49445	1,43706	1,38950	1,34963	1,31594	1,25178
0,02	1,52096	1,48727	1,42951	1,38165	1,34172	1,30789	1,24356
0,04	1,50625	1,47265	1,41462	1,36628	1,32600	1,29193	1,22742
0,06	1,49340	1,45864	1,39983	1,35108	1,31042	1,27615	1,21111
0,08	1,47621	1,44435	1,38526	1,33605	1,29501	1,26049	1,19501
0,10	1,46000	1,43027	1,37075	1,32314	1,27977	1,24494	1,17863
0,20	1,39881	1,36301	1,30029	1,24882	1,20581	1,16955	1,10110
0,30	1,33572	1,29842	1,23342	1,17994	1,13526	1,09793	1,02757
0,40	1,27630	1,23727	1,17102	1,11439	1,06817	1,02970	0,95740
0,50	1,21976	1,17927	1,10936	1,05216	1,00456	0,96479	0,89097
0,60	1,16607	1,12418	1,05201	0,98923	0,94416	0,90353	0,82815
0,80	1,06698	1,02244	0,94601	0,88361	0,83100	0,79014	0,71230
1,0	0,97811	0,93108	0,85071	0,78547	0,73236	0,68811	0,60957
2,0	0,65360	0,59736	0,50389	0,43130	0,37490	0,33084	0,25684
5,0	0,26601	0,20547	0,12025	0,06986	0,04105	0,02473	0,00814
10,0	0,10313	0,05674	0,01491	0,00355	0,00082	0,00019	0,00001

$N = 1,25$ , т. е. коэффициент теплообмена при углублении поверхности испарения на 5 мм будет на 25% больше по сравнению с теплообменом, когда испарение происходит на поверхности. Вполне естественно, что такие небольшие углубления поверхности испарения трудно обнаружить. Поэтому коэффициент теплообмена вычисляют по отношению не к истинной разнице температур  $(t_c - t_n)$ , а к разнице между температурой среды и температурой мокрого термометра  $(t_c - t_m)$ , т. е.  $\alpha_{xm} = q/(t_c - t_m)$ . В этом случае локальное число Нуссельта  $Nu_{xm}$  определяется по соотношению

$$Nu_{xm} = \frac{\alpha_{xm} x}{\lambda} = \frac{-x}{(t_c - t_m)} \frac{\partial t}{\partial y}(x, 0). \quad (3-6-55)$$

Тогда

$$N_m = \frac{\sqrt{\pi} Nu_{xm}}{\sqrt{Pe_x}} = \frac{1}{\left(1 - \frac{B}{K}\right)} \left[ \Phi(K, B) - \frac{1}{2} \sqrt{\pi} B \operatorname{erfc} \frac{B}{2} \right]. \quad (3-6-56)$$

При  $B = 0$

$$N_m = \Phi(K, 0) = f(K). \quad (3-6-57)$$

В этом случае с уменьшением  $K$ , что соответствует углублению поверхности испарения, величина  $N_m$  уменьшается, а следовательно, будет уменьшаться и коэффициент теплообмена. Этим можно объяснить экспериментальные результаты некоторых исследователей, когда коэффициент теплообмена при испарении жидкости из твердого тела получался меньше по сравнению с коэффициентом теплообмена без испарения.

$$N=f(K, B)$$

2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0	$\infty$
1,21597	1,15994	1,24001	1,10522	1,10359	1,07587	1,05979	1
1,20737	1,15087	1,11960	1,09459	1,09346	1,06663	1,05046	0,99119
1,19913	1,14058	1,10505	1,08554	1,08425	1,05831	1,04234	0,98248
1,18224	1,12513	1,09083	1,06557	1,06943	1,04146	1,02529	0,96535
1,16561	1,10999	1,07380	1,05163	1,05290	1,02488	1,00867	0,94763
1,14933	1,09236	1,05656	1,03028	1,03446	1,00871	0,99244	0,93070
1,13310	1,07478	1,03944	1,01619	1,01878	0,99296	0,97656	0,91387
1,05423	0,99484	0,95988	0,93698	0,96059	0,92040	0,90373	0,83274
0,97920	0,91985	0,88349	0,85340	0,86369	0,85500	0,84098	0,75655
0,90806	0,84651	0,81088	0,79293	0,78855	0,75998	0,74375	0,68524
0,84104	0,77846	0,74593	0,72074	0,71347	0,70609	0,66565	0,61874
0,77726	0,71446	0,67781	0,65784	0,65694	0,63171	0,61298	0,55697
0,66051	0,59803	0,56341	0,54066	0,54186	0,51454	0,50175	0,44688
0,55742	0,49631	0,46189	0,45880	0,44218	0,41628	0,40210	0,35385
0,21501	0,16802	0,14597	0,13212	0,12444	0,12088	0,11205	0,08907
0,00343	0,00113	0,00060	0	0	0	0	0,00013
0	0	0	0	0	0	0	0

Аналогично можно получить решение дифференциального уравнения диффузии

$$\bar{v}_x \frac{\partial \rho_{10}}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial \rho_{10}}{\partial y} = D \frac{\partial^2 \rho_{10}}{\partial y^2} \quad (3-6-58)$$

при следующих граничных условиях:

при  $x = 0$

$$\rho_{10}(0, y) = \rho_{10c};$$

при  $y \rightarrow \infty$

$$\rho_{10}(\infty, x) = \rho_{10c};$$

при  $y = 0$

$$D_m \rho \frac{\partial \rho_{10}(0, x)}{\partial y} = -D \rho \frac{\partial \rho_{10}(0, x)}{\partial y} = \frac{D_m \rho}{\xi} [\rho_{10m} - \rho_{10}(0, x)], \quad (3-6-60)$$

где  $D_m$  — коэффициент диффузии пара в пористом теле; индекс «с» обозначает окружающую среду, а «м» — состояние при адиабатическом насыщении воздуха, т. е.  $\rho_{10m} = \frac{M_1}{M} \frac{p_m}{p}$ , где  $p_m$  — давление насыщенного пара при температуре  $t_m$ .

Решение уравнения (3-6-58) при граничных условиях (3-6-59), (3-6-60) аналогично решению (3-6-46), только вместо  $\frac{t(x, y) - t_m}{t_c - t_m}$  будет относительная концентрация  $\frac{\rho_{10m} - \rho_{10}(x, y)}{\rho_{10m} - \rho_{10c}}$ ; величина  $H = D_m/D\xi$ ; коэффициент температуропроводности надо заменить

на коэффициент диффузии  $D_m$ . Кроме того, величина  $\bar{v}_y^* = \bar{v}_y$ . Тогда

$$N' = \frac{\sqrt{\pi}(\text{Nu}_x)_m}{\sqrt{\text{Re}_x \text{Pr}_m}} = \frac{\varphi(K', B') - \frac{1}{2}\sqrt{\pi} B' \operatorname{erfc} \frac{1}{2} B'}{\left(1 - \frac{B'}{K'}\right) - \frac{1}{K' \sqrt{\pi}} \varphi(K', B) + \frac{1}{2}(B'/K') \operatorname{erfc} \frac{1}{2} B'}, \quad (3-6-61)$$

где  $\text{Pr}_m$  — массообменное число Прандтля ( $\text{Pr}_m = D/\nu$ );

$$\left. \begin{aligned} B' &= \frac{\bar{v}_y \sqrt{x}}{\sqrt{D \bar{v}_x}}; \\ K' &= \frac{Dx}{D_m \xi \sqrt{\text{Re}_x \text{Pr}_m}}; \end{aligned} \right\} \quad (3-6-62)$$

$(\text{Nu}_x)_m$  — локальное значение массообменного числа Нуссельта.

Анализ формулы (3-6-61) полностью совпадает с анализом формулы (3-6-49). Однако надо отметить, что число  $K$  при одном и том же значении  $\xi$  будет различным, так как отношение  $\lambda_m/\lambda$  не будет равно  $D_m/D$ . Поэтому изменение числа  $(\text{Nu}_x)_m$  от  $\xi$  не будет совпадать с изменением числа  $(\text{Nu}_x)$ , т. е. массообменное число Нуссельта не будет равно теплообменному числу Нуссельта, что и наблюдается в экспериментах.

### Коэффициенты теплообмена в процессе сушки

При конвективной сушке, как уже отмечалось, температура поверхности тела равна температуре мокрого термометра ( $t_p = t_m$ ). В случае радиационно-конвективной сушки температура поверхности тела выше температуры мокрого термометра на величину  $q_p/\alpha$ , где  $q_p$  — поток лучистой энергии, поглощенный поверхностью тела.

Экспериментальными исследованиями И. М. Федорова, Ф. М. Полонской, П. Д. Лебедева и др. было установлено, что коэффициент теплообмена в процессе сушки больше, чем коэффициент «чистого» теплообмена при одних и тех же условиях. П. Д. Лебедев и его ученики показали, что коэффициент теплообмена является величиной постоянной только в периоде постоянной скорости сушки, в периоде падающей скорости он непрерывно уменьшается, постепенно приближаясь к величине коэффициента теплообмена сухого тела (рис. 3-30). Этот рисунок показывает, что при одинаковой скорости движения воздуха коэффициент теплообмена зависит от влажности воздуха и температуры генератора лучистой энергии. Общая закономерность состоит в том, что с увеличением интенсивности сушки коэффициент теплообмена возрастает; интенсивность сушки при комбинированном подводе тепла (конвекцией и радиацией) П. Д. Лебедев характеризует параметрическими критериями

$T_c/T_m$  и  $T_n/T_c$ , где  $T_c$ ,  $T_m$ ,  $T_n$  — соответственно абсолютные температуры среды, мокрого термометра и генератора излучения.

В результате обработки экспериментальных данных по сушке разных материалов была установлена следующая эмпирическая формула для теплообменного критерия Нуссельта:

$$Nu = A Re^{0,5} \left( \frac{T_c}{T_m} \right)^2 \left( \frac{T_n}{T_c} \right)^{0,4} \left( \frac{W}{W_k} \right)^n, \quad (3-6-63)$$

где  $A$  и  $n$  — постоянные. Например, для кварцевого песка  $A = 0,65$ ,  $n = 1,8$ ; для глины  $A = 0,45$ ,  $n = 0,9$ ; для древесины  $A = 0,5$ ,

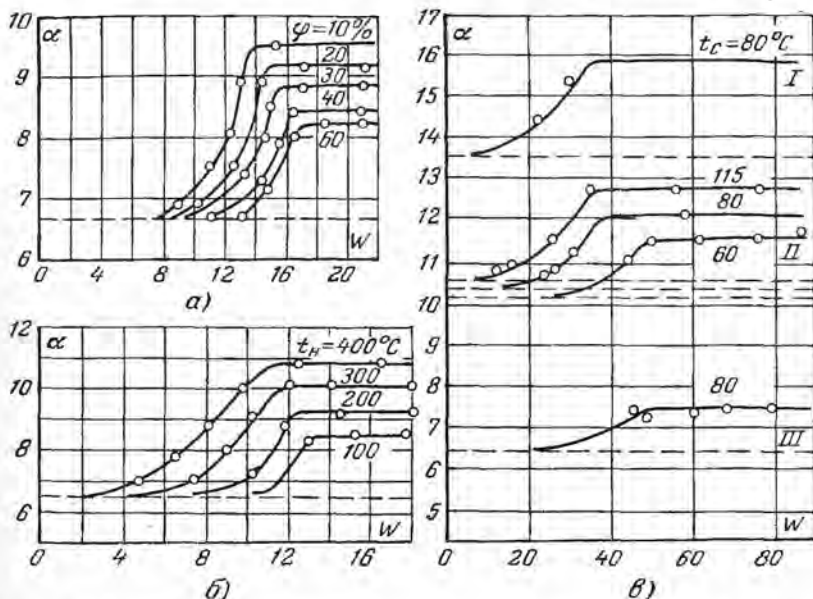


Рис. 3-30. Зависимость между коэффициентом теплообмена  $\alpha$  ( $\text{kcal/m}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ ) и влагосодержанием тела  $W$  (%) при разных режимах сушки (по экспериментальным данным П. Д. Лебедева).

$a$  — сушка глины нагретым воздухом при  $t_c = 70^\circ\text{C}$ ,  $v = 1 \text{ м/сек}$  и различных влажностях воздуха;  $b$  — сушка глины инфракрасными лучами при  $t_c = 70^\circ\text{C}$ ,  $v = 1 \text{ м/сек}$  и различных температурах излучателя;  $a$  — сушка древесины (сосны) нагретым воздухом при различных температурах среды и скоростях обтекания воздухом: I —  $v = 2,6 \text{ м/сек}$ ; II —  $1,6 \text{ м/сек}$ ; III —  $0,8 \text{ м/сек}$ . Пунктирными линиями отмечено значение коэффициента  $\alpha$  для сухого тела.

$n = 0,3$ ; для штапельного полотна  $A = 0,90$ ,  $n = 0,42$ ; для асбесто-резиновых колец  $A = 0,68$ ,  $n = 0,34$ ; для керамических плиток  $A = 0,4$ ,  $n = 2,9$ .

Б. И. Пятачков в случае комбинированной сушки торфа (сушка нагретыми газами и инфракрасными лучами) получил для критерия Нуссельта следующее соотношение [Л. 69]:

$$Nu = 1,04 Re^{0,5} \left( \frac{T_n}{T_c} \right)^{0,7} \left( \frac{W}{W_k} \right)^{0,8}, \quad (3-6-64)$$

Ф. М. Полонская для первого периода сушки гипсовых пластин получила эмпирическую формулу вида [Л. 63]

$$Nu = 113,4 Re^{0,5} \left( \frac{T_c - T_m}{T_c} \right)^{0,37} \left( \frac{T_n - T_c}{T_n - 273} \right)^{2,7}. \quad (3-6-65)$$

Выше было показано, что при углублении зоны испарения число Нуссельта будет больше, чем при теплообмене без углубления зоны испарения. Безразмерным числом, характеризующим влияние углубления зоны испарения на теплообмен при ламинарном обтекании тела, является число  $K$ , а не массообменное число  $K'$ .

Таким образом, внешний теплообмен в процессе сушки определяется механизмом углубления зоны испарения внутрь тела, т. е. неразрывно связан с внутренним тепло- и влагопереносом. Следовательно, решение задач внешнего тепло- и влагообмена в процессе сушки сводится к решению сопряженных задач теплообмена.

Для приближенных расчетов интенсивность теплообмена в процессе сушки определяется по величине интенсивности влагообмена и температурному коэффициенту сушки. Методика расчета описана в гл. 2.

## ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

### ТЕХНОЛОГИЯ СУШКИ

Сушка влажных материалов является не только теплотехническим, но и технологическим процессом, в котором изменяются технологические свойства материала. Правильно организованный процесс сушки не только не ухудшает технологические свойства, но и дает заметное их улучшение. Например, сушка зерна при оптимальном режиме вызывает повышение всхожести и энергии прорастания зерна. Правильно высушенное зерно дает повышение урожая по сравнению с зерном, высушенным на воздухе в естественных условиях.

При сушке керамических изделий, например глиняного кирпича, происходит увеличение его прочности, что необходимо для дальнейшей обработки путем обжига. При этом важно высушить кирпич таким образом, чтобы он не имел трещин и других дефектов в структуре. Таким образом, процесс сушки сопровождается улучшением его структурно-механических характеристик.

В производстве сухой штукатурки процесс сушки совмещается с процессом склеивания подложки (листа картона) с основой (гипсовой массой). При этом необходим такой режим сушки, когда перенос влаги в гипсовой массе должен происходить в виде жидкости, а в подложке — в виде пара. Это обусловлено тем обстоятельством, что клеящие вещества растворены в воде, которая находится в гип-



совой массе. В процессе сушки необходимо сосредоточить клеящие вещества на границе соприкосновения подложки с гипсовой массой. Только перенос влаги в виде жидкости в гипсовой массе позволяет осуществить процесс прочного склеивания подложки с основной массой.

Таких примеров можно привести несколько. Во всех случаях оптимальный режим сушки должен определяться технологическими свойствами материала и закономерностями их изменения при удалении влаги и при воздействии тепла. Технология сушки является решающим фактором при выборе метода сушки. Технологические свойства материала в самом широком понимании этого слова (физико-химические, структурно-механические, биохимические и т. д.) зависят от формы или вида связи поглощаемого вещества (влаги) с веществом сухого материала и от механизма переноса влаги и тепла. Например, коробление и растрескивание материала при сушке зависят от развития полей влагосодержания и температуры внутри материала.

Данная глава посвящена исследованию влияния процесса сушки на технологические свойства материала.

#### 4-1. УСАДКА МАТЕРИАЛА В ПРОЦЕССЕ СУШКИ

Размеры большинства материалов в процессе сушки уменьшаются. Это явление называется усадкой материала.

Ряд материалов, например глина, дает усадку не на протяжении всего процесса, а только в периоде постоянной скорости сушки, причем усадка прекращается примерно при достижении критической влажности, если градиент влажности внутри сушеного материала мал.

На рис. 4-1 приведены графики, характеризующие изменение размера кирпичика из глины в процессе сушки при температурах от 17 до 105° С. По оси ординат отложен линейный размер (длина кирпичика), а по оси абсцисс — влагосодержание в процентах.

Графики показывают, что усадка глины происходит не в течение всего процесса сушки, а только до определенного влагосодержания, приблизительно равного первому критическому влагосодержанию.

Другие материалы дают усадку только в период падающей скорости сушки, т. е. усадка начинается лишь после достижения определенного влагосодержания, тоже приблизительно равного крити-

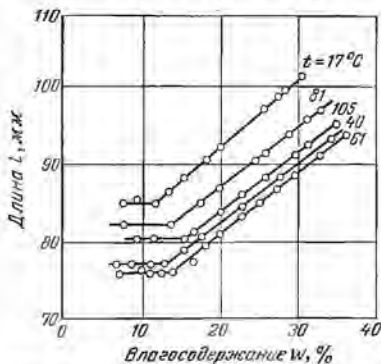


Рис. 4-1. Кривые усадки глины при разных температурах.

ческому влагосодержанию. К таким материалам относятся древесина, уголь и др.

На рис. 4-2 приведены кривые усадки и сушки подмосковного угля, из которых видно, что в период постоянной скорости сушки длина образца остается неизменной и только начиная с критической точки уменьшается, т. е. усадка происходит только в период падающей скорости сушки.

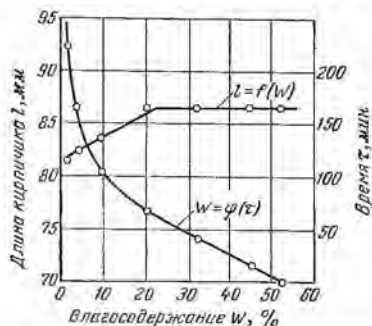


Рис. 4-2. Кривые сушки и усадки подмосковного угля.

ного тела) уменьшается с понижением влагосодержания на протяжении всего процесса сушки.

Все вышеприведенные рисунки показывают, что изменение линейных размеров материала с уменьшением влагосодержания его

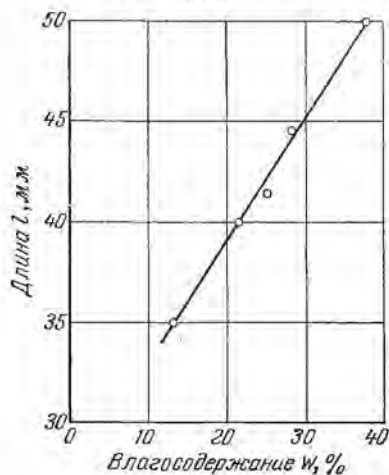


Рис. 4-3. Кривая усадки коллоидного тела (макаронной трубки).

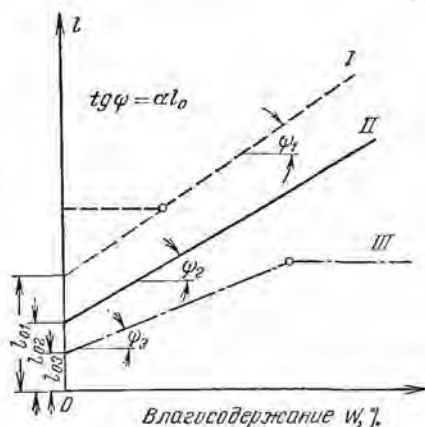


Рис. 4-4. Типичные кривые усадки коллоидных капиллярнопористых тел ( $l_{02} = l_{сух2}$ ;  $l_{03} = l_{сух3}$ ;  $l_{01} < l_{сух1}$ ).

происходит по закону прямой. Эта линейная зависимость подтверждается многочисленными экспериментами по сушке разнообразных материалов и имеет место, когда градиент влагосодержания внутри материала невелик.

Таким образом, если обозначить линейный размер материала (длина, ширина, высота) через  $l$  при влагосодержании его  $W$ , то можно написать (рис. 4-4):

$$l = l_0 (1 + \beta_l W), \quad (4-1-1)$$

где  $l_0$  — постоянная величина.

Для материалов типов II и III, у которых усадка происходит в периоде падающей скорости сушки,  $l_0$  — линейный размер абсолютно сухого материала; для материалов, которые не имеют усадки в периоде падающей скорости,  $l_0$  — отрезок, отсекаемый прямой на оси ординат, причем  $l_0$  меньше линейного размера абсолютно

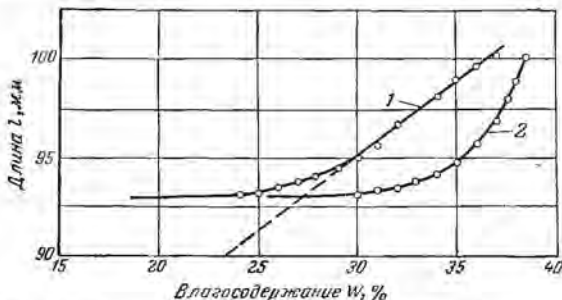


Рис. 4-5. Кривая усадки макарон при режимах сушки.

1 —  $t_c = 35^\circ\text{C}$ ,  $\varphi = 50\%$ ,  $v = 2,2$  м/сек; 2 —  $t_c = 48^\circ\text{C}$ ,  $\varphi = 35\%$ ,  $v = 2,2$  м/сек.

сухого тела;  $\beta_l$  — коэффициент линейной усадки, характеризующий интенсивность усадки в 1%, т. е.  $\beta_l = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dW}$ .

Для материалов типов II и III (рис. 4-4) коэффициент линейной усадки показывает относительное (по отношению к линейному размеру абсолютно сухого материала) уменьшение линейного размера материала при удалении из него 1% влаги.

Формула (4-1-1) справедлива при сравнительно небольших градиентах влагосодержания внутри материала. При большом градиенте влагосодержания поверхностные слои материала будут сокращаться быстрее средних.

Это подтверждается экспериментами. При сушке типичных коллоидных тел (макароны, вермишель) при нормальном (мягком) режиме экспериментальные точки хорошо располагаются на прямой (рис. 4-3). При жестком режиме ( $t_c = 35^\circ\text{C}$ ,  $\varphi = 50\%$ ,  $v = 2,2$  м/сек), когда наблюдалось растрескивание материала, зависимость между  $l$  и влагосодержанием  $W$  переставала быть линейной, начиная с  $W = 30\%$  (рис. 4-5).

При еще более жестком режиме ( $t_c = 48^\circ\text{C}$ ,  $\varphi = 35\%$ ,  $v = 2,2$  м/сек) зависимость между  $l$  и  $W$  имеет вид кривой с самого начала процесса сушки (рис. 4-5). Это происходит потому, что при

жестком режиме влагосодержание на поверхности сушеного материала быстро уменьшается, между тем как в центральных слоях оно изменяется медленно. Поверхностные слои, которые влияют на размеры материала, стремятся сокращаться не пропорционально среднему влагосодержанию, а примерно пропорционально влагосодержанию на поверхности (более точные расчеты см. ниже). Поэтому, начиная с некоторого влагосодержания (рис. 4-5), усадки почти не наблюдается.

Таким образом, формула (4-1-1) справедлива только при малом градиенте влагосодержания, когда влагосодержание  $u$  в любой точке материала приблизительно равно среднему влагосодержанию  $W$  ( $u \sim W$ ). Более строго написанная формула (4-1-1) имеет вид:

$$l = l_0 (1 + \beta_l u). \quad (4-1-2)$$

Для практических расчетов изменения линейных размеров тела можно воспользоваться эмпирической формулой

$$l = l_0 (1 + \beta_l' W)^n, \quad (4-1-3)$$

Рис. 4-6. Кривая объемной усадки торфа.

где  $n$  — постоянная для данного материала:  $\beta_l'$  — коэффициент линейной усадки, отнесенный к разнице средних влагосодержаний.

Например, для кожи (краснодубная юфта и винтовая подошва)  $n = 0,4$ , коэффициент по длине образца  $\beta_l' = 0,99$ , а по ширине образца  $\beta_l' = 0,86$  ( $\rho_0 = 523 \text{ кг/м}^3$ ). Для фрезерного торфа  $n = 1/3$ .

Однако для подавляющего большинства материалов, в том числе и для торфа (рис. 4-6), кожи, зависимость между объемом тела  $V$  и его влагосодержанием имеет линейный характер

$$V = V_0 (1 + \beta_v W), \quad (4-1-4)$$

где  $\beta_v$  — коэффициент объемной усадки, равный

$$\beta_v = \frac{dV}{V_0 dW} \quad (4-1-5)$$

— относительному уменьшению объема тела при изменении влагосодержания на  $1 \text{ кг/кг}$  или на  $1\%$ ;  $V_0$  — объем абсолютно сухого тела для материалов, имеющих усадку на протяжении всего процесса сушки или в период падающей скорости.

Для материалов, которые имеют усадку только в первом периоде (керамические материалы), под величиной  $V_0$  надо понимать некоторый условный объем, численно равный величине отрезка, отсекаемого на оси объема прямой, построенной по уравнению (4-1-4) (в этом случае  $V_0$  меньше объема абсолютно сухого тела).

Справедливость формулы (4-1-4) для материалов, линейные размеры которых изменяются по степенному закону от величины

$(1 + \beta_l W)$ , лишний раз подтверждает, что для малых градиентов влагосодержаний зависимость между  $l$  и  $u$  имеет линейный характер. При этом на протяжении процесса сушки коэффициенты линейной усадки  $\beta_l$  или усадки по площади  $\beta_s$  могут изменяться скачкообразно в зависимости от формы связи влаги с материалом (рис. 4-7). Графики на рис. 4-7 были построены на основании измерений образцов кожи в состоянии гигротермического равновесия материала с окружающей средой, т. е. при равномерном распределении влагосодержания. Видно, что площадь образцов кожи является линейной функцией влагосодержания. Аналогичные графики были получены и для линейных размеров образцов кожи.

Вернемся к формуле (4-1-3). Коэффициент объемной усадки определяется по величине тангенса угла  $\psi$  наклона этой прямой; он численно равен произведению  $\beta_v V_0$ . Объем  $V_0$  численно равен отрезку, отсекаемому прямой на оси объема. Коэффициент  $\beta_v$  можно определить по двум значениям  $V_1$  и  $V_2$  для влагосодержаний  $W_1$  и  $W_2$ , например до и после сушки.

Следовательно,

$$V_1 = V_0(1 + \beta_v W_1); \quad (4-1-6)$$

$$V_2 = V_0(1 + \beta_v W_2). \quad (4-1-7)$$

Из этих уравнений можно определить  $V_0$  и  $\beta_v$ . Обозначим относительную (по отношению к первоначальному объему) усадку через  $\delta$ :

$$\delta = \frac{V_1 - V_2}{V_1}, \quad (4-1-8)$$

тогда

$$\beta_v = \frac{\delta}{(W_1 - W_2) - \delta W_1}. \quad (4-1-9)$$

Коэффициенты объемной усадки (в безразмерных величинах) некоторых материалов приведены в табл. 4-1.\*

Из табл. 4-1 видно, что коэффициент объемной усадки зависит от структуры материала и вида связи влаги с материалом. Наибольший коэффициент усадки для макарон, наименьший — для торфа.

По экспериментальным данным Г. К. Филоненко [Л. 87] коэффициент объемной усадки торфа прямо пропорционален его плотности в абсолютно сухом состоянии  $\rho_0$ . Так, для гидроторфа

$$\beta_v = 0,83 \cdot 10^{-3} \rho_0, \quad (4-1-10)$$

\* В дальнейшем влагосодержание  $W$  будет вычисляться не только в %, но и в кг/кг ( $W = u$ ).

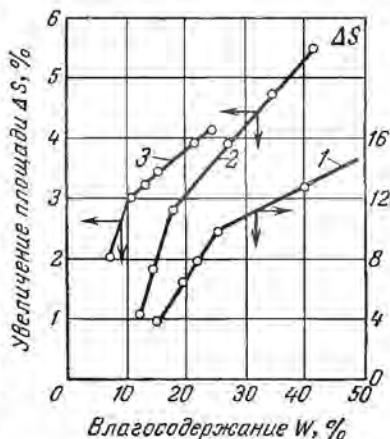


Рис. 4-7. Кривые усадки кожи.

1 — хромовый опоек; 2 — краснотрубная подошва; 3 — кордованская кожа.

## Коэффициенты объемной усадки некоторых материалов

Материал	$\beta_v$	Материал	$\beta_v$
Глина (месторождение Нижние Котлы) . . . . .	2,1 *	Макароны (из муки 1-го сорта) . . . . .	2,88
Глина (месторождение Черемушки) . . . . .	1,8	Пшеница твердая . . . . .	1,09
Глина (месторождение Кузино) . . . . .	1,44	Пшеница мягкая . . . . .	1,20
Подмосковный уголь . . . . .	0,72	Ячмень . . . . .	1,43
Фрезерный торф . . . . .	0,36	Овес . . . . .	1,16
Пшеничное тесто (вермишель) . . . . .	1,41	Рожь озимая . . . . .	1,03
		Рожь (несортовая) . . . . .	1,38
		Хлеб ржаной . . . . .	1,68 **

\* Коэффициент определяется из графика формулы (4-1-4).

\*\* Коэффициент определяется по относительной усадке.

а для механически переработанного торфа

$$\beta_v = 0,86 \cdot 10^{-3} \rho_0, \quad (4-1-11)$$

где  $\rho_0$  — плотность абсолютно сухого торфа,  $\text{кг/м}^3$ .

Если линейные размеры тела изменяются от влагосодержания по соотношению (4-1-1), то можно найти простую зависимость между  $\beta_v$  и  $\beta_l$ , а также между  $\beta_l$  и  $\beta_s$ .

Площадь образца материала равна произведению длины  $l$  на ширину  $L$ , т. е.

$$S = lL = l_0 L_0 (1 + \beta_l W)^2 = S_0 (1 + \beta_l W)^2, \quad (4-1-12)$$

где  $S_0 = l_0 L_0$  — постоянная величина, для материалов типов II и III — площадь абсолютно сухого материала.

При выводе формулы (4-1-12) предполагается, что тело изотропное и усадка по длине и ширине происходит одинаково.

Если разложить  $(1 + \beta_l W)^2$  в ряд, то величина  $\beta_l^2 W^2$  мала по сравнению с  $2 \beta_l W$ ; тогда можно записать:

$$S = S_0 (1 + 2\beta_l W) = S_0 (1 + \beta_s W), \quad (4-1-13)$$

где  $\beta_s = 2\beta_l$  — коэффициент усадки по площади, равен удвоенному коэффициенту линейной усадки.

Таким образом, по графику  $S = f(W)$  можно определить  $\beta_s$ , а затем и коэффициент  $\beta_l$ . Коэффициент усадки по площади можно определить по формуле

$$\beta_s = \frac{\delta_s}{(W_1 - W_2) - \delta_s W_1}, \quad (4-1-14)$$

где  $\delta_s = (S_1 - S_2)/S_1$  — относительная усадка по площади.

Зависимости между объемом материала и влагосодержание запишется так:

$$V = V_0 (1 + \beta_v W)^3, \quad (4-1-15)$$



можно получить приближенную формулу

$$V = V_0 (1 + 3\beta_l W) = V_0 (1 + \beta_v W), \quad (4-1-16)$$

где  $\beta_v = 3\beta_l$  — коэффициент объемной усадки, равный утроенному коэффициенту линейной усадки.

Таблица 4-2

Коэффициенты линейной усадки  $\beta_l$  некоторых материалов

Материал	$\beta_l$	Материал	$\beta_l$
Глина (месторождение Нижние Котлы) . . . . .	0,70	Кожа (хромовый опоек по толщине) . . . . .	0,23
Глина (месторождение Черемушки) . . . . .	0,60	Кожа (хромовый опоек по длине) . . . . .	0,07
Глина (месторождение Кучино) . . . . .	0,48	Пшеница твердая . . . . .	0,36
Подмосковный уголь . . . . .	0,24	Пшеница мягкая . . . . .	0,40
Пшеничное тесто (вермишель) . . . . .	0,47	Овес . . . . .	0,39
Макароны . . . . .	0,91	Ячмень . . . . .	0,48
Хлеб ржаной . . . . .	0,56	Рожь озимая . . . . .	0,34
		Рожь несортовая . . . . .	0,46

Приведенные в табл. 4-2 значения коэффициентов линейной усадки  $\beta_l$  подтверждают справедливость соотношения  $\beta_v = 3\beta_l$  для многих материалов.

Из табл. 4-2 видно, что наибольший коэффициент линейной усадки имеют макароны ( $\beta_l = 0,91$ ), наименьший — кожа ( $\beta_l = 0,07$ ).

При малых градиентах влагосодержаний внутри материала (сушка тонких тел или сушка при мягком режиме) коэффициенты усадки  $\beta_v$  и  $\beta_l$  не зависят от режима. Например, при сушке глиняных кирпичей (размером  $100 \times 40 \times 10$  мм) при температурах воздуха от 17 до 105° С коэффициент линейной усадки практически был один и тот же ( $\beta_l = 0,45$ ). Аналогичные результаты были получены для пшеничного теста (режимы сушки изменялись: температура воздуха  $t$  от 45 до 60° С,  $\varphi = 40 \div 50\%$  и скорость движения воздуха  $v$  — от 0,56 до 2,22 м/сек).

Экспериментальные данные П. И. Беренштейна [Л. 2] по сушке кирпича полусухого прессования показывают, что коэффициенты усадки зависят от режима сушки (табл. 4-3).

С повышением температуры коэффициенты усадки уменьшаются, что объясняется увеличением градиента влагосодержания внутри материала. При наличии градиента влагосодержания поверхностные слои стремятся сократиться больше по сравнению с внутренними. Однако сжатию поверхностных слоев препятствуют внутренние, влагосодержание которых больше, чем поверхностных. Вследствие этого усадка поверхностных слоев меньше той, которая должна была соответствовать удаленной из них влаги. Следовательно, увеличение перепада влагосодержания между внутренними и по-

**Влияние режима сушки на коэффициент усадки кирпича  
полусухого прессования**

Наименование глины	Коэффициент линейной усадки			Коэффициент объемной усадки		
	Температура в эксикаторе, °C					
	20	60	100	20	60	100
Новобахмутская . . . . .	0,145	0,134	0,128	0,434	0,398	0,375
Одинцовская . . . . .	0,257	0,212	0,187	0,758	0,638	0,550
Гороблагодатская . . . . .	0,349	0,245	0,195	1,078	0,800	0,610

верхностными слоями сопровождается увеличением разницы между действительной усадкой и возможной усадкой, соответствующей количеству удаляемой жидкости.

При сушке в эксикаторе перепады влагосодержаний минимальны, а коэффициенты усадки наибольшие. На основании этого П. И. Беренштейн предлагает в качестве показателя возникающих в процессе сушки напряжений в керамических изделиях принять разницу между коэффициентом усадки, полученным при сушке,  $\beta_c$  и коэффициентом усадки  $\beta_a$ , соответствующим сушке в эксикаторе, где перепады влагосодержания минимальны. Опыты подтверждают это заключение, разность  $(\beta_c - \beta_a)$  пропорциональна чувствительности глины.

#### 4-2. РАСТРЕСКИВАНИЕ МАТЕРИАЛА В ПРОЦЕССЕ СУШКИ

Основным препятствием для быстрой сушки многих материалов является растрескивание их. Причиной появления трещин (локальное разрушение), а также полного разрушения (потеря целостности структуры) является развитие объемно-напряженного состояния сушеного материала свыше предельно допустимого, обусловленного прочностью материала.

Это напряженное состояние создается недопустимой усадкой, которая, в свою очередь, возникает в результате неравномерного распределения влагосодержания и температуры внутри материала.

Усадка влажного материала при равномерном распределении влагосодержания и температуры является физическим свойством тела при удалении из него жидкости и не вызывает каких-либо опасных напряжений. Только усадка материала при неравномерном распределении  $u$  и  $t$  вызывает напряженное состояние, которое может привести к появлению трещин и полному разрушению структуры тела.

Некоторые исследователи [Л. 61] считают, что усадочные деформации происходят в результате релаксации напряжений в струк-

турах (капиллярнопористых системах). Тогда возникает вопрос о природе сил, вызывающих напряжения. Такими силами (см. работу М. С. Острикова [Л. 61]) являются капиллярные силы, сумма сил поверхностного натяжения на микроменисках жидкости в порах и капиллярах по всему сечению влажного тела. Силы капиллярной контракции являются внешними по отношению к скелету тела, в котором они создают разнообразные и сложные механические напряжения. При этом жидкая фаза во всем объеме испытывает растягивающее напряжение (отрицательное капиллярное давление), которое считается главной причиной усадочных деформаций. В твердой же фазе напряжения развиваются весьма сложно. В наружных слоях тела они распределены иначе, чем в объеме. Главная роль капиллярных сил в процессе деформации проявляется при исследовании обратимого влияния поверхностно-активных веществ, которые снижают усадочные напряжения. Отсюда также следует, что достижение предельных напряжений в теле зависит от развития объемно-напряженного состояния тела.

Этот метод исследования усадочных напряжений не исключает феноменологического подхода к исследуемому явлению усадки влажных тел. Важно отметить, что капиллярное и расклинивающее давления жидкой фазы в твердом теле являются функциями влагосодержания. Поэтому поле капиллярных контракций при изотермических условиях будет подобно полю влагосодержания. Отсюда следует, что неравномерное распределение влагосодержания (поле влагосодержания) является основной характеристикой объемно-напряженного состояния влажного тела при его сушке.

Аналогичная картина имеет место при изучении температурных напряжений. Феноменологический подход состоит в том, что объемно-напряженное состояние тела при нагревании однозначно определяется неравномерным распределением температуры (полем температуры). При этом не затрагивается физическая сущность возникновения температурных напряжений. Однако это не исключает возможности исследования молекулярного механизма возникновения механических напряжений при нагревании тела, как это было сделано в классических работах Н. А. Умова [Л. 101].

Таким образом, основной причиной трещинообразования в процессе сушки является наличие полей влагосодержания  $u$  и температуры  $t$  со значительным перепадом этих величин.

Рассмотрим подробнее возникновение объемно-напряженного состояния. Предположим, что при сушке материала в виде пластины испарение происходит с двух противоположных сторон (остальные поверхности имеют теплоизоляцию, т. е. поле влагосодержания является одномерным), температура везде одинакова и постоянна (изотермические условия сушки в первом периоде).

В некоторый момент времени распределение влагосодержания по толщине пластины отображается кривой  $f(x)$ , симметричной относительно центральной плоскости пластины (рис. 4-8). Представим себе, что пластина состоит из отдельных бесконечно тонких

полосок. Если бы они сокращались самостоятельно, независимо друг от друга, то форма и размеры пластины определялись бы кривой распределения влагосодержания, так как их усадка  $(l - l_0)$  прямо пропорциональна влагосодержанию  $u$  каждой полоски\*, т. е.

$$l - l_0 = l_0 \beta_l u = l_0 \beta_l f(x). \quad (4-2-1)$$

Так как при сушке пластины форма ее не меняется (она не изгибается), то действительное сокращение бесконечно тонких полосок, как и всей пластины, одинаково и соответствует среднему влагосодержанию  $\bar{u}$  (на рис. 4-8 размер пластины отмечен  $l_{cp}$ )

$$l_{cp} - l_0 = l_0 \beta_l \bar{u}. \quad (4-2-2)$$

Таким образом, недопущенная усадка равна разнице между длиной полоски, которую она имела бы при свободном сокращении, и той длиной, которую она имеет в действительности, т. е.

$$l - l_{cp} = l_0 \beta_l (u - \bar{u}). \quad (4-2-3)$$

Эта недопущенная усадка и вызывает нормальные напряжения. Для центральных слоев ( $l > l_{cp}$ ) имеет место деформация сжатия, а для поверхностных слоев ( $l < l_{cp}$ ) —

деформация растяжения. Только в нейтральной плоскости, влагосодержание которой равно среднему влагосодержанию ( $l = l_{cp}$ ), напряжение равно нулю.

Если деформации  $(l - l_{cp})$  лежат в упругой области, то по закону Гука можно написать:

$$P_n = E \frac{l - l_{cp}}{l_n} = \beta_l E \frac{l_0}{l_n} (u - \bar{u}), \quad (4-2-4)$$

где  $P_n$  — нормальное напряжение,  $\text{кг/см}^2$ ;  $E$  — модуль линейной деформации,  $\text{кг/см}^2$ ;  $l_n$  — длина пластины при начальном влагосодержании  $u_n$ .

Формула (4-2-4) справедлива для тонкой неограниченной пластины. Если распространить это решение на пластину (кирпич) с одномерным полем влагосодержания, то надо полученное соотношение разделить на  $(1 - \mu)$ , где  $\mu$  — коэффициент Пуассона.

Окончательно получим:

$$P_n = \frac{\beta_l E}{(1 - \mu)(1 + \beta_l u_n)} (u - \bar{u}). \quad (4-2-5)$$

\* Для упрощения анализа принимаем линейный закон изменения размеров тела с уменьшением влагосодержания ( $n = 1$ ). Полученные выводы будут справедливы и при другом законе изменения  $l$  от  $u$  ( $n \neq 1$ ).

Максимальные сжимающие напряжения будут в центральной плоскости ( $u_{\text{ц}} = u_{\text{макс}}$ ), а максимальные растягивающие напряжения будут на поверхности ( $u_{\text{п}} = u_{\text{мин}} < \bar{u}$ ) при условии неизменности модуля  $E$ .

В период постоянной скорости сушки влагосодержание распределено по закону параболы. Это распределение наступает не сразу, а спустя определенный промежуток времени. Тогда перепад между средним влагосодержанием  $\bar{u}$  и влагосодержанием на поверхности  $u_{\text{п}}$  будет равен:

$$\bar{u} - u_{\text{п}} = \frac{2}{3} \Delta u = - \frac{R}{3} (\nabla u)_{\text{п}}, \quad (4-2-6)$$

где  $\Delta u = u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}$  — перепад влагосодержания между центральными слоями и поверхностными;  $(\nabla u)_{\text{п}}$  — градиент влагосодержания на поверхности пластины;  $2R$  — толщина пластины.

Следовательно, растягивающее напряжение на поверхности пластины равно:

$$P_{\text{п}} = - \frac{2}{3} \frac{\beta_l E \Delta u}{(1 + \beta_l u_{\text{п}})(1 - \mu)} = \\ = \frac{\beta_l E R}{3(1 - \mu)(1 + \beta_l u_{\text{п}})} (\nabla u)_{\text{п}}. \quad (4-2-7)$$

Из формулы следует, что при значении  $\Delta u = u_{\text{ц}} - u_{\text{п}}$  происходит растрескивание сушеного материала, если прочность его на растяжение будет меньше величины  $P_{\text{п}}$ .

Эксперименты подтверждают, что при некотором значении  $(\Delta u)_{\text{макс}}$  происходит растрескивание.

На рис. 4-9 приведены кривые распределения влагосодержания по толщине кирпича при наличии трещин (нижняя кривая), а также при отсутствии трещин (верхняя кривая). Из рис. 4-9 видно, что перепад влагосодержания для верхней кривой 2,1%, а для нижней кривой 4,0%.

Если предположить, что локальное разрушение (трещинообразование) происходит в упругой области под действием растягивающих (нормальных) напряжений, то соотношение (4-2-7) может служить для определения максимально допустимого перепада влагосодержания  $\Delta u_{\text{макс}}$  по величине предельного нормального напряжения  $P_{\text{н.макс}}$ . Однако расчеты, произведенные по формуле (4-2-7), показывают, что расчетные значения  $\Delta u_{\text{макс}}$  в несколько (5—10) раз превышают экспериментальные, полученные из опытов по сушке. Одной из причин такого несовпадения является неприменимость закона Гука (локальные разрушения происходят в упруго-пластической области).

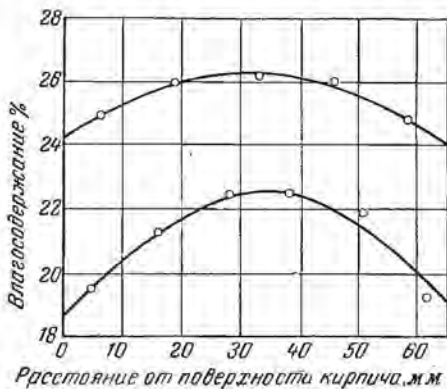


Рис. 4-9. Распределение влажности по толщине кирпича в процессе сушки.



Другая точка зрения состоит в том, что трещины образуются в результате развития опасных касательных напряжений.

При наличии одновременного действия в теле растягивающих и сжимающих напряжений в нем возникают касательные напряжения. Максимальные касательные напряжения  $P_m$  действуют в сечениях, наклонных под углом в  $45^\circ$  к плоскости пластины, и имеют величину, равную половине нормальных напряжений  $P_m = 0,5 P_n$ .

Отсюда следует, что если прочность материала по отношению к касательным напряжениям ниже по сравнению с прочностью для растягивающих напряжений более чем в 2 раза, то появление трещин будет обусловлено касательными напряжениями.

Академик П. А. Ребиндер [Л. 72] считает, что причиной образования трещины, т. е. нарушения прочности — разрыва, всегда являются напряжения сдвига и условие разрушения сводится к тому, что интенсивность касательных напряжений в данном месте образца достигает критического (предельного) значения. Растягивающие же напряжения как таковые не могут быть причиной местного разрыва, т. е. образования трещины. Действительно, при всестороннем растяжении изотропного тела, когда касательные напряжения равны всюду нулю, местный разрыв становится невозможным, прочность тела является наибольшей и разрушение под влиянием такого напряженного состояния соответствует разделению тела на отдельные структурные элементы (молекулы, атомы), т. е. испарению его как целого под влиянием запасенной в нем упругой энергии. В реальных телах при значительно меньших напряжениях всегда возникает местный разрыв вследствие наличия дефектов, слабых мест и трещин, развивающихся в напряженном состоянии (необходимо иметь в виду, что предельные напряжения для деформации растяжения в несколько раз больше, чем для деформации сдвига). Именно эти слабые места — зародыши будущих трещин разрыва и являются причиной возникновения опасных касательных напряжений, которые, таким образом, и надо рассматривать как единственную причину разрыва. Так как предельные напряжения сдвига небольшие, то напряжение прямо пропорционально деформации вплоть до предельного значения для большинства коллоидных капиллярнопористых тел, в том числе и для упруго-пластических материалов.

Явление локального разрушения от действия только касательных напряжений мы имеем в случае сушки типичного полупространства, например поверхности глинистой почвы в природных условиях, где наблюдается шелушение (отделение с поверхности чешуек глины достаточно определенной толщины, несколько вогнутых снаружи и возникающих в результате сети поверхностных трещин).

В этом случае предельное касательное напряжение прямо пропорционально градиенту влагосодержания и длине поверхности, т. е.

$$P_{m \text{ макс}} = \frac{\beta_l E_c z}{(1 + \beta_l u_n)} (\nabla u)_{n. \text{ макс}}, \quad (4-2-8)$$



где  $E_c$  — модуль деформации сдвига;  $(\nabla u)_n$  — градиент влагосодержания у поверхности, взятой по глубине  $x$  грунта,  $(\nabla u)_n = (du/dx)_n$ ;  $z$  — расстояние вдоль поверхности.

В случае тел конечных размеров нормальные напряжения будут влиять на направление предельных касательных напряжений, от действия которых происходит локальное разрушение.

Совершенно очевидно, что образование трещин всегда можно приписать действию растягивающего напряжения, однако в таком объемно-напряженном состоянии, когда наряду с растягивающими и сжимающими напряжениями действуют и опасные касательные напряжения. Одни же растягивающие напряжения сами по себе не могут служить причиной местных разрывов. Эти выводы полностью подтверждаются экспериментальными исследованиями структурно-механических свойств влажных материалов. Такие исследования представляют самостоятельный интерес для технологии сушки.

### 4-3. СТРУКТУРНО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЛАЖНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Исследование структурно-механических свойств влажных материалов производится с целью установить особенности физико-химических изменений структуры в процессе сушки, которые определяют качество готовой продукции. Это исследование производится двумя методами: 1) путем изучения кривых изменения касательных напряжений с изменением угла сдвига и 2) путем изучения кривых кинетики деформаций. Исследование структурно-механических свойств необходимо проводить в условиях, приближающихся к условиям сушки, т. е. при различных температуре и влагосодержании, а также при законе изменения скорости нагружения, приближающемся к закону изменения интенсивности напряжений в процессе сушки.

Последнее требование обусловлено тем обстоятельством, что в отличие от линейных деформаций абсолютная величина предельного напряжения сдвига, соответствующего полному разрушению структуры, а также величина касательного напряжения трещинообразования, соответствующая локальному разрушению материала, в значительной степени зависят от скорости нагружения, изменяясь в некоторых случаях в несколько раз.

Закон изменения скорости нагружения находят так: предварительно проводятся опыты при различном влагосодержании с постоянной нагрузкой, на основании которых строится кривая изменений предельных напряжений трещинообразования с уменьшением влагосодержания. Сравнивая эту кривую с кривой сушки, находим зависимость между напряжением трещинообразования и временем применительно к процессу сушки. На основе этой зависимости и устанавливается закономерность переменного нагружения в опытах по исследованию касательных напряжений в зависимости от угла сдвига,

Прибор для исследования структурно-механических свойств легко деформируемых твердых тел должен удовлетворять следующим требованиям: поверхности взаимодействия должны быть двусвязными и иметь большую площадь соприкосновения с исследуемым материалом для создания в нем напряженного состояния, близкого к однородному.

По этой методике Л. А. Лепилкиной [Л. 42] были исследованы структурно-механические свойства влажных материалов различных форм связи влаги (кварцевый песок, глина, желатин) в зави-

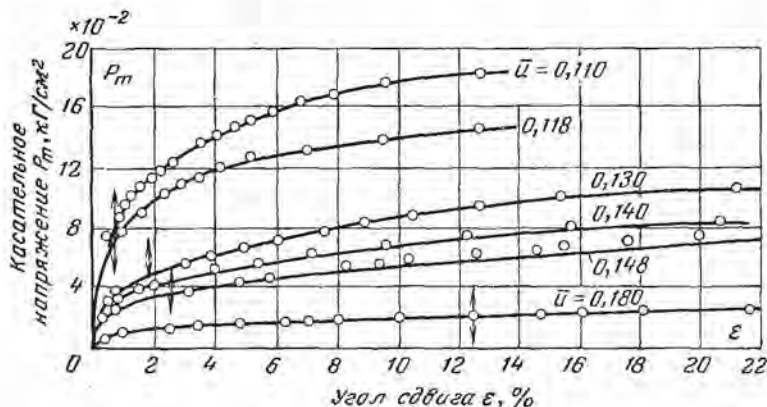


Рис. 4-10. Зависимость между касательными напряжениями и мерой деформации (углом сдвига) для кварцевого песка при температуре 18°C и разных влагосодержаниях  $\bar{u}$  (кг/кг).

симости от влагосодержания и температуры. Основные результаты этой работы приводятся ниже.

**К в а р ц е в ы й п е с о к.** Кварцевый песок с небольшим количеством (около 10%) глинистой составляющей исследовался на реологические характеристики на приборе Т. Я. Гороздовского, который давал возможность получить напряжения в широком диапазоне влагосодержаний материала.

На рис. 4-10 приведена зависимость между касательными напряжениями  $P_m$  и углом сдвига (мера деформации  $\varepsilon$ ) для различных влагосодержаний песка при постоянной температуре 18°C. Появление трещин отмечено вертикальной чертой. Из рис. 4-10 видно, что образование трещин, а также полное разрушение структуры происходят в упруго-пластической области. При влагосодержании 0,11—0,12 кг/кг имеет место упругая область, с увеличением влагосодержания область упругих деформаций уменьшается и при больших влагосодержаниях все деформации практически являются упруго-пластическими. Пластическая область (течение с постоянной скоростью) для песка отсутствует.

Зависимость между касательным напряжением  $P_m$  и деформацией  $\epsilon$  можно представить в виде показательной функции

$$P_m = A\epsilon^n, \quad (4-3-1)$$

где  $A$  и  $n$  — постоянные для данной температуры и влагосодержания материала.

В упругой области  $n = 1$ , для упруго-пластической области показатель степени  $n$  изменяется от 1,52 до 2,45 в зависимости от влагосодержания [числовое значение постоянной  $n$  определялось по тангенсу угла наклона прямой  $\lg P_m = f(\lg \epsilon)$  на участке упруго-пластической деформации]. Результаты экспериментов приведены в табл. 4-4, из которой видно, что предельное напряжение трещинообразования меньше предельного напряжения разрушения струк-

Таблица 4-4

Структурно-механические характеристики смеси  
кварцевого песка (90%) с глиной (10%)

$\mu$	$t$	$P_{тр}$	$P_{раз}$	$n$	$\mu$	$t$	$P_{тр}$	$P_{раз}$	$n$
0,100	18	0,078	0,190	2,45	0,125	42	0,083	0,083	—
0,118	18	0,069	0,150	2,17	0,150	42	0,049	0,049	—
0,130	18	0,049	0,114	2,31	0,160	42	0,035	0,035	—
0,140	18	0,044	0,094	2,12	0,130	18	0,049	0,114	—
0,148	18	0,040	0,082	2,04	0,130	26	0,060	0,192	—
0,180	18	0,021	0,032	1,52	0,130	42	0,083	0,246	—
0,115	42	0,148	0,148	—	0,130	56	0,133	0,260	—

туры при всех влагосодержаниях [отношение  $(P_m)_{тр}/(P_m)_{раз}$  примерно равно 0,4—0,5].

С увеличением температуры происходит резкое упрочнение структуры, что можно объяснить растворением и разложением солей, которые содержатся в песке, и коагуляцией глинистых частиц. В результате этого образуется более сцементированная и плотная структура.

Г л и н а. Опыты были проведены с глинами Бескудниковского и Черемушкинского месторождений. Указанные глины относятся к группе каолиновых глин, в основе химического строения которых лежит дикремнеалюмоокислота. В состав глин входит коллоидная фракция в виде частичек, имеющих чешуйчатую форму. Измерения при помощи электронного микроскопа кристалликов каолина дали размеры в плоскости спайности 1—0,1 мк и толщину частиц от 0,01—0,02 до 0,001 мк.

Химический состав глин характеризуется отношением окислов кремния к окислам алюминия. Для каолина это отношение равно двум.

В состав глин входят элементарные кристаллические частицы, агрегаты названных частиц, высокодисперсные частицы минералов, а также кварц. Таким образом, глина является капиллярнопористым коллоидным телом.

Кривые деформаций (зависимость между касательным напряжением и углом сдвига) для глины Черемушкинского месторождения приведены на рис. 4-11 для разных влагосодержаний (от 0,195 до 0,323 кг/кг).

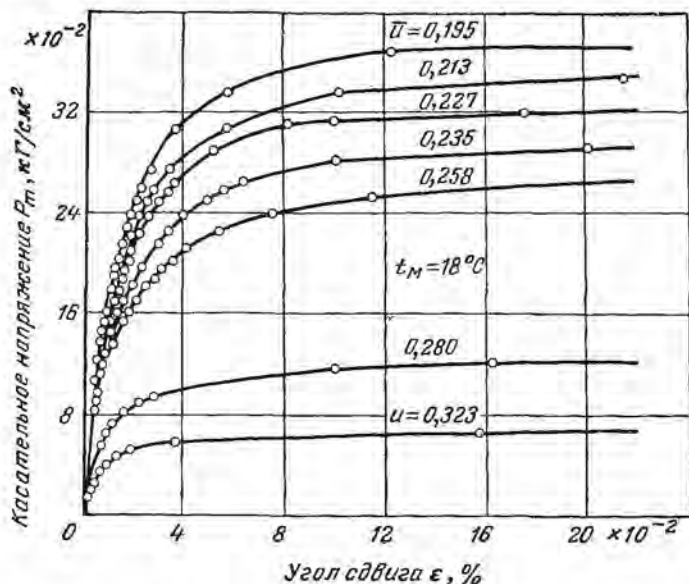


Рис. 4-11. Зависимость между касательными напряжениями и мерой деформации глины Черемушкинского месторождения при температуре 18°С и разных влагосодержаниях  $w$  (кг/кг).

Аналогичные кривые были получены и для глины Бескудниковского месторождения. Полученные из этих кривых структурно-механические характеристики приведены в табл. 4-5.

Из рис. 4-11 следует, что упругая область незначительна, преобладают упруго-пластические деформации. Разрушение глины происходит под действием пластических деформаций.

С увеличением влагосодержания происходит постепенное смещение момента появления трещин из середины упруго-пластической области в ее конец, а при больших влагосодержаниях — в пластическую область. При этом напряжение трещинообразования постепенно приближается к напряжениям полного разрушения, при больших влагосодержаниях они совпадают (рис. 4-12).

Влага для глины является пластификатором. С увеличением количества свободной жидкости расстояние между базисными пло-

Структурно-механические характеристики глины (при  $t = 18^\circ \text{C}$ )

Месторождение глины	$\bar{n}$	$P_{\text{тр}}, \text{ кг/см}^2$	$P_{\text{раз}}, \text{ кг/см}^2$	$n$
Черемушки	0,195	0,154	0,372	2,41
	0,213	0,154	0,356	2,30
	0,227	0,149	0,323	2,17
	0,235	0,144	0,300	2,08
	0,258	0,125	0,250	2,00
	0,280	0,082	0,110	1,33
	0,323	0,058	0,067	1,14
Бескудниково	0,225	0,114	0,500	—
	0,244	0,110	0,353	—
	0,260	0,090	0,284	—
	0,270	0,085	0,284	—
	0,275	0,081	0,232	—
	0,290	0,078	0,178	—
	0,330	0,060	0,072	—
	0,340	0,059	0,064	—
	0,369	0,038	0,040	—
	0,375	0,033	0,034	—
	0,438	0,022	0,022	—

скостями увеличивается, сопротивляемость структуры сдвигу падает, т. е. свободная жидкость выполняет роль гидродинамической смазки.

Из рис. 4-12 видно, что законы изменения предельных напряжений тотального и локального разрушения отличны друг от друга. Поэтому расчеты оптимальных режимов сушки необходимо производить с учетом напряжений трещинообразования, а не предельных разрушающих напряжений.

С увеличением температуры несколько изменяется характер кривых деформаций. При температурах  $50-60^\circ \text{C}$  область упругих деформаций несколько увеличивается за счет уменьшения упруго-пластической области. Повышение температуры от  $18$  до  $51^\circ \text{C}$  не оказывает влияния на предельное разрушающее напряжение.

Влияние температуры на напряжение трещинообразования невелико, приближенно можно считать, что  $P_{\text{тр}}$  не зависит от температуры.

**Желатин.** Желатин является типичным лиофильным коллоидом, он состоит из пяти фракций различного мицеллярного веса, обладающих разными свойствами.

Мицеллы желатина построены различным образом. Наряду с мицеллами, в которых отдельные цепи хорошо ориентированы, подобно кристаллу, существуют мицеллы с хаотическим расположением цепей. Поэтому температура разрушения мицелл оказывается непостоянной и изменяется в широком интервале аналогично температуре при плавлении аморфных тел.

На рис. 4-13 приведены кривые деформаций для разных влагосодержаний желатина при постоянной температуре 25° С. Видно, что упругая область незначительна, упруго-пластические деформации происходят примерно по линейному закону. В отличие от глины, когда вслед за областью упруго-пластических деформаций наступает пластическое течение, здесь мы наблюдаем иную картину. При напряжении порядка  $P_m = 3,2 \cdot 10^{-2}$  кг/см<sup>2</sup> наступает упрочнение структуры, что отмечается на кривой точкой излома. Дальнейшее повышение напряжения с увеличением деформации происходит по линейному закону, т. е. желатин ведет себя как хрупкое тело. В момент упрочнения желатин становится пористым, в нем возникают поры, которые частично заполняются жидкостью.

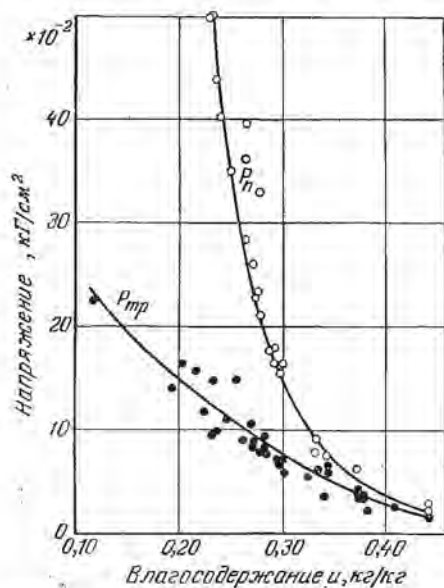


Рис. 4-12. Зависимость предельного напряжения локального разрушения  $P_{тр}$  (трещинообразование) и полного разрушения  $P_{п}$  с изменением влагосодержания глины Бескудниковского месторождения.

после создания напряженного состояния, которое сопровождается упрочнением структуры, были сделаны снимки под электронным микроскопом (рис. 4-15). Из рис. 4-15 видно, что вокруг пор образуется слой определенной толщины с правильно ориентированными мицеллами, между которыми в виде тонких прослоек расположена жидкость. С увеличением радиуса пор плотность мицелл в ориентированном слое возрастает так, что при диаметре пор 0,35 мм ориентированный слой представляет собой сплошную структуру с тонким венцом связанной жидкости по диаметру поры. Тонких прослоек жидкости в самом слое при увеличении в 4 000 раз не обнаруживается.

\* Небольшое количество мелких пор объясняется недостаточным количеством жидкости при этом влагосодержании, которое может быть связано со структурой желатина.



Известно, что при действии нагрузки на материалы с отверстиями около них происходит концентрация напряжений, которая при переходе за пределы текучести сглаживается, но затем с ростом пластических деформаций вновь возрастает. Эта концентрация напряжений увеличивает сопротивляемость материала разрушению и вызывает его упрочнение. Аналогичная картина имеет место и здесь, только в микроскопическом масштабе. Это упрочнение может быть вычислено по формуле Лапласа, для чего необходимо знать

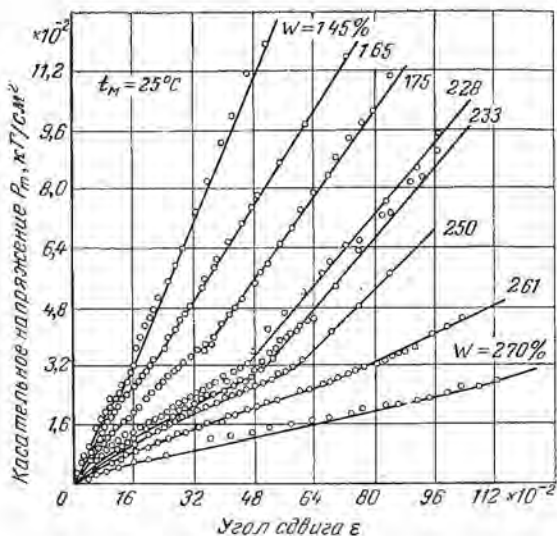


Рис. 4-13. Кривые деформации желатина при температуре  $25^\circ\text{C}$  при разных влажностях от  $W = 145\%$  до  $W = 270\%$ .

радиус отверстия и толщину ориентированного слоя. По электрофотографиям было определено отношение радиуса поры к толщине ориентированного слоя, оно оказалось равным единице. В результате коэффициент упрочнения для желатина при влажностях его 6,7 кг/кг примерно будет 1,85.

Следовательно, механизм образования пор можно представить примерно так. В напряженном состоянии в местах наименьшего сопротивления сдвигу (в вакуолях, заполненных свободной и связанной водой, содержащей растворимые фракции желатина) происходит концентрация напряжений, которая сопровождается возникновением локальных пластических деформаций.

В результате концентрации напряжений в структуре желатина происходят сложные физико-химические превращения, которые сопровождаются возникновением пор правильной геометрической

формы. В результате возникших напряжений структура желатина, состоящая из беспорядочно расположенных мицелл, содержащих большое количество осмотически захваченной жидкости, превращается около пор в текстуру с равномерно распределенной жидкостью. При этом часть свободной жидкости переходит в связанную. С появлением пор за пределом упругости наблюдается резко выраженное упрочнение структуры желатина.

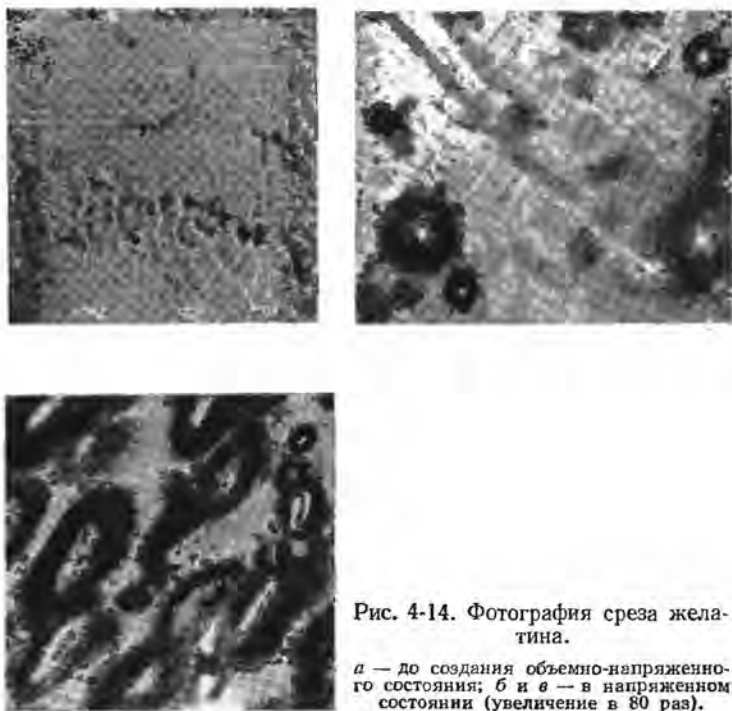


Рис. 4-14. Фотография среза желатина.

*а* — до создания объемно-напряженного состояния; *б* и *в* — в напряженном состоянии (увеличение в 80 раз).

Такое упрочнение структуры с образованием пор происходит при низких температурах (10—30° С). Начиная с температуры  $t \geq 30^\circ \text{C}$ , упрочнения не происходит и желатин дает кривые деформации, аналогичные кривым деформации глин.

Предельные разрушающие напряжения приведены в табл. 4-6. Анализ этих данных показывает, что разрушающие напряжения уменьшаются с повышением влагосодержания по линейному закону. Влияние температуры показано на рис. 4-16.

**Пшеничное тесто.** Основные свойства пшеничного теста (вальцованное макаронное тесто) определяются строением белков и адсорбционно связанных с ними крахмальных зерен. Для пшеничного теста характерна адсорбционно связанная жидкость и свободная жидкость, захваченная внутрь мицелл при образовании

структуры. Клейковина способна связывать большее количество жидкости по сравнению с крахмалом. Ввиду преобладания в тесте

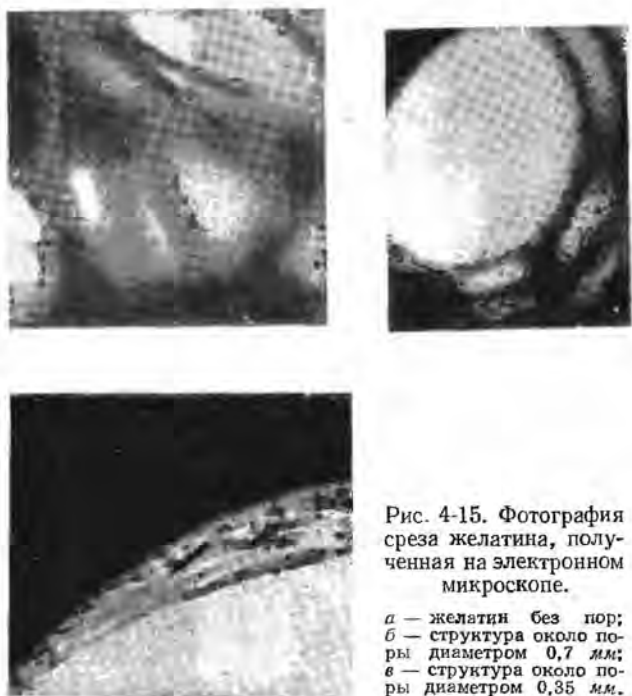


Рис. 4-15. Фотография среза желатина, полученная на электронном микроскопе.

*a* — желатин без пор;  
*б* — структура около поры диаметром 0,7 мкм;  
*в* — структура около поры диаметром 0,35 мкм.

крахмала количество жидкости, связанное с крахмалом и клейковиной, примерно одинаково. Под действием внешних условий происходит перераспределение жидкости между основными составными частями. Кривые кинетики для теста (вальцованное, 1-го сорта) имеют вид, характерный для кривых коллоидных тел. Упругая область незначительна, деформация происходит в упруго-пластической области. Образование трещин происходит в упруго-пластической области, а разрушение структуры — в пластической области. Исследование кривых кинетики деформаций показывает, что задолго до образования трещин в тесте развиваются пластические остаточные дефор-

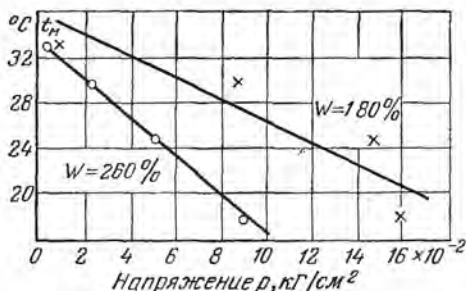


Рис. 4-16. Влияние температуры на предельно разрушающие напряжения желатина.

Предельные разрушающие напряжения желатина,  $\text{кг/см}^2$ 

$t$	$u$	$P_{\text{раз}}$	$t$	$u$	$P_{\text{раз}}$
18	1,25	0,258	25	1,75	0,151
18	1,80	0,160	25	1,85	0,145
18	2,00	0,158	25	2,28	0,099
18	2,40	0,153	25	2,33	0,092
18	2,60	0,092	25	2,50	0,058
25	1,45	0,190	25	2,61	0,052
25	1,55	0,184	25	2,70	0,045

мации, величина которых в момент образования трещин составляет 80% всей деформации. Подводя итог исследованиям структурно-механических свойств коллоидных капиллярнопористых тел, можно отметить следующее:

1. Процесс разрушения состоит из двух стадий: локального разрушения (трещинообразования) и полного разрушения (потери целостности структуры).

2. Образование трещин происходит в упруго-пластической области под действием пластических деформаций, которые возникают в материале до появления трещин и в момент их появления составляют от 63 до 80% всей деформации в зависимости от влагосодержания материала.

3. Величина напряжения трещинообразования и предельного разрушающего напряжения зависит от скорости нагружения, увеличиваясь с повышением интенсивности напряжений в 2 раза и более.

4. При больших влагосодержаниях предельное разрушающее касательное напряжение и напряжение трещинообразования примерно одинаковы. С уменьшением влагосодержания предельное напряжение разрушения увеличивается больше, чем напряжение трещинообразования, отношение между ними увеличивается (например, для глины — до 4).

5. Для пластических материалов сопротивление разрушению от касательных напряжений значительно ниже сопротивления отрыва. Например, для Бескудниковской глины при влагосодержании  $u = 0,245$  предельное разрушающее напряжение при растяжении равно  $0,8 \text{ кг/см}^2$ , при сжатии —  $2,1 \text{ кг/см}^2$ , предельное касательное разрушающее напряжение —  $0,35 \text{ кг/см}^2$ , а напряжение трещинообразования —  $0,1 \text{ кг/см}^2$ . Для макаронного теста соотношение между величинами напряжений трещинообразования и растяжения составляет 1 : 16.

На основании большого экспериментального материала можно прийти к заключению, что образование трещин и полное разрушение влажных материалов происходят под действием касательных

напряжений. Однако направление трещин, величина и скорость их развития в значительной степени зависят от соотношения нормальных и касательных напряжений. Пользуясь обобщенной теорией Мора, Л. А. Лепилкина [Л. 42] рассчитала углы, под которыми образуется трещина при исследовании на приборе Т. Я. Гороздовского при разных влагосодержаниях. Эти расчеты были подтверждены прямыми экспериментами (фотографиями материалов в момент образования трещин). Оказалось, что первые трещины в глине возникают под углом  $82^\circ$  (расчет по формулам Мора дает величину угла  $77^\circ$ ) по направлению к сдвигающим усилиям. Последующие трещины в процессе разрушения возникают под меньшим углом, к концу разрушения этот угол становится равным  $28^\circ$ .

#### 4-4. ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА СУШКИ НА КАЧЕСТВО МАТЕРИАЛА

В процессе сушки, сопровождающейся переносом тепла и массы поглощенного вещества (влаги), происходит изменение технологических свойств сушеного материала. В первую очередь происходят изменения структурно-механических свойств материала, которые часто при некоторых режимах сушки приводят к растрескиванию и короблению.

##### Трещинообразование и коробление

Выше было установлено, что трещинообразование (локальное разрушение структуры) происходит в результате развития объемно-напряженного состояния внутри материала. Напряженное состояние в процессе сушки создается неравномерным распределением влагосодержания или полем влагосодержаний. Следовательно, критерием трещинообразования в процессе сушки должен быть некоторый параметр, характеризующий поле влагосодержаний. Непосредственно рассчитать перепад влагосодержаний в теле по величине напряжения трещинообразования по формулам (4-2-7) и (4-2-8) не представляется возможным по следующим причинам: 1) трещинообразование происходит в упруго-пластической области, где закон Гука несправедлив; 2) локальное разрушение происходит в объемно-напряженном состоянии в результате действия опасных касательных напряжений. Однако необходимо учитывать и нормальные напряжения, которые влияют на развитие касательных напряжений. В качестве критерия трещинообразования можно принять относительный перепад между средним  $\bar{u}$  и локальным  $u$  влагосодержаниями по отношению к начальному влагосодержанию  $\bar{u}_0$ , т. е.

$$K = \frac{\bar{u} - u}{\bar{u}_0}. \quad (4-4-1)$$

Если трещинообразование происходит на поверхности тела в первый период сушки, то  $u = u_n$ . При параболическом законе распре-

деления влагосодержания перепад  $(\bar{u} - u_n)$  равен  $\frac{2}{3} \Delta u$ , где  $\Delta u$  — разность влагосодержаний между центральными и поверхностными слоями ( $\Delta u = u_n - u_n$ ). В этом случае

$$K_n = \frac{2}{3} \frac{(u_n - u_n)}{\bar{u}_0} = \frac{\bar{u} - u_n}{\bar{u}_0}. \quad (4-4-2)$$

Для периода постоянной скорости при параболическом законе распределения влагосодержания и температуры имеются следующие соотношения:

$$\frac{u_n - u_n}{\bar{u}_0} = \frac{1}{2} K i_m + \frac{t_n - t_n}{T_c} R_n, \quad (4-4-3)$$

где  $K i_m$  и  $R_n$  — соответственно критерии Кирпичева и Поснова.

При мягких режимах перепад температуры в первом периоде сушки отсутствует ( $t_n = t_n$ ), тогда относительный перепад влагосодержаний  $\left(\frac{u_n - u_n}{\bar{u}_0}\right)$  будет прямо пропорционален критерию Кирпичева.

Сравнивая соотношения (4-4-2) и (4-4-3), получаем:

$$K_n = \frac{1}{3} K i_m. \quad (4-4-4)$$

Для удобства расчета принимаем в качестве критерия поверхностного трещинообразования критерий  $K i_m$ , который в 3 раза больше критерия  $K_n$ .

Этот выбор удобен и в том отношении, что он будет характеризовать критерий трещинообразования при сушке полупространства. Известно, что в начальные моменты ( $Fo_m \ll 0,1$ ) сушки тел конечных размеров поле влагосодержания в теле подобно полю влагосодержания в полупространстве (изменяется влагосодержание только в поверхностных слоях, в центральных слоях оно неизменно и равно начальному влагосодержанию).

В данном случае трещинообразование происходит при наличии некоторого максимально допустимого градиента влагосодержания  $(\partial u / \partial x)_{\max}$ , тогда согласно формуле (4-2-8) предельное напряжение сдвига прямо пропорционально  $(\partial u / \partial x)_{\max} z$ , где  $z$  — расстояние вдоль поверхности тела. Примем это расстояние за характерный размер, тогда критерий трещинообразования для полупространства будет:

$$K i_m = \frac{jz}{a_m \rho_0 \bar{u}_0} = - \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_n \frac{z}{\bar{u}_0}. \quad (4-4-5)$$

Следовательно, предельное напряжение сдвига  $(P_m)_{\max}$  будет прямо пропорционально  $K i_m$ . Таким образом, и в начальные моменты времени сушки ( $Fo \ll 0,1$ ) критерий  $K i_m$  может служить критерием поверхностного трещинообразования. Критерий  $K i_m$  можно определить разными способами: по интенсивности испарения  $j$  ( $\tau$ ), по перепаду влагосодержания  $(u_n - u_n)$  или по поверхностному гра-



денту влагосодержания и, наконец, по убыли влагосодержания с течением времени, т. е.

$$Ki_m = \frac{j(\tau) R}{a_m \rho_0 \bar{u}_0} = - \frac{R (\nabla u)_n}{\bar{u}_0} = 2 \frac{(u_n - u_n)}{\bar{u}_0} = \frac{3(\bar{u} - u_n)}{\bar{u}_0} = \frac{u_0 - \bar{u}}{\bar{u}_0 Fo_m}, \quad (4-4-6)$$

где  $\bar{u}$  — среднее влагосодержание, соответствующее числу Фурье,  $Fo_m = a_m \tau / R^2$  в периоде постоянной скорости.

Если коэффициент диффузии влаги  $a_m$  известен, то наиболее просто критерий  $Ki_m$  определяется из кривой сушки по разности средних влагосодержаний.

Определяя критерий  $Ki_m$  в момент трещинообразования, можно установить зависимость максимально допустимого критерия  $(Ki_m)_{\max}$  от влагосодержания. На рис. 4-17 дана зависимость между  $(Ki_m)_{\max}$  и влагосодержанием на поверхности кирпича при одинаковом начальном влагосодержании по данным РОСН ИМС и автора. Из рис. 4-17 видно, что приближенно можно считать критерий  $(Ki_m)_{\max}$  линейной функцией влагосодержания на поверхности.

На рис. 4-18 приведена зависимость между  $(W - w_n)_{кр}$  и начальным влагосодержанием  $W_0$  для глины. С увеличением начального влагосодержания  $(W - w_n)_{кр}$  увеличивается, причем тем интенсивнее, чем пластичнее глина. Температура материала мало влияет на величину  $(W - w_n)_{кр}$ . В первом приближении можно считать  $(W - w_n)_{кр}$  линейной функцией  $W_0$ , тогда критерий  $(Ki_m)_{\max}$ , равный утроенному значению  $\frac{W - w_n}{W_0}$ , будет уменьшаться с увели-

чением  $W_0$ , так как в первом приближении  $\frac{W - w_n}{W_0}$  является функцией  $(A + B/W_0)$ , где  $A$  и  $B$  — постоянные. С увеличением начального влагосодержания  $W_0$  влагосодержание на поверхности тела при  $(W - w_n)_{\max}$  будет увеличиваться. Следовательно, графики на рис. 4-18 косвенно подтверждают данные о зависимости максимально допустимого критерия Кирпичева от влагосодержания тела.

Среднее влагосодержание можно определить по формуле (случай параболического распределения влагосодержания)

$$W = 100u_n + \frac{2}{3} W_0 Ki_m. \quad (4-4-7)$$

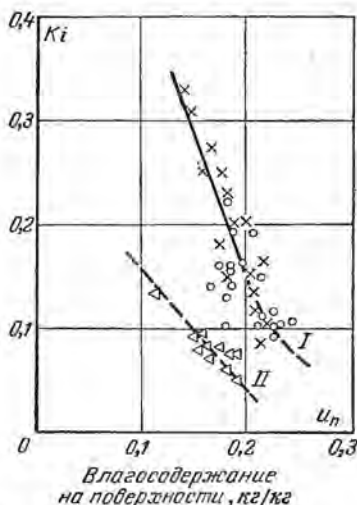


Рис. 4-17. Зависимость между максимально допустимым критерием  $(Ki_m)_{\max}$  и влагосодержанием на поверхности кирпича.

I — глина месторождения Черемушки (данные РОСНИМС): x — лабораторные опыты; o — производственные опыты; II — глина месторождения Бескудниково (данные автора — лабораторные опыты).

По экспериментальным данным А. Ф. Чижевского [Л. 91] критерий  $(K_{i_m})_{\max}$  изменяется: 1) для спондиловой глины (месторождение г. Киев) от 0,61 до 0,9 при изменении начального влагосодержания от 0,30 до 0,25; 2) для полтавской черепичной глины от 0,34 до 0,24 с изменением начального влагосодержания от 0,25 до 0,30.

Критерий трещинообразования  $K_p$  справедлив только в пределах влагосодержания  $u_n > u_{к.у.}$ , где  $u_{к.у.}$  — влагосодержание конца усадки, т. е. только в периоде усадки поверхностного слоя.

Опыты показывают, что если к моменту окончания усадки поверхностного слоя между ним и центром изделия существует перепад влагосодержания  $\Delta u$ , превышающий некоторое критическое значение, то при любом режиме досушки во внутренних слоях образуются трещины (внутренние трещины).

Для того чтобы внутренние трещины не образовались, необходимо к концу усадки поверхностного слоя иметь перепад влагосодержаний, не больший

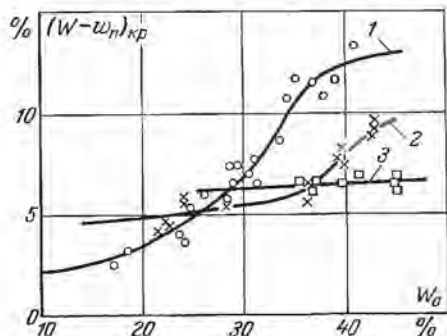


Рис. 4-18. Кривые  $(W - w_n)_{кр} = f(W_0)$  для исследованных глин.

1 — дорогинской; 2 — черняховской; 3 — приколотнянской [Л. 11].

ховской глины 5,4%, для криколопнянской глины 7,1% [Л. 11].

Если величина  $\varepsilon \text{PnKoLu} = \varepsilon \frac{\delta r}{c} \text{Lu} \ll 1$ , то влагообменный критерий Кирпичева будет прямо пропорционален перепаду влагосодержания  $(u_n - u_{к.у.})$ .\* Поэтому он может быть принят в качестве критерия трещинообразования и в периоде падающей скорости. Зависимость  $(K_{i_m})_{\max}$  от влагосодержания тела дает возможность наметить область оптимальных режимов в процессе сушки. Методика выбора оптимального режима будет рассмотрена ниже.

Вторым важным технологическим свойством материала является сохранение формы. Многие материалы при сушке коробятся, например плоская поверхность свертывается и принимает форму цилиндрической поверхности. К таким материалам относятся: картон, фибра, тонкие кожи.

Экспериментами было установлено, что в момент коробления влагосодержание на противоположных поверхностях такого мате-

\* Согласно ориентировочной оценке для глины (месторождение Кучино)  $\varepsilon \text{PnKoLu} = 0,05 - 0,07$ .

риала разное (влажностное содержание одной поверхности меньше, чем противоположной).

Согласно соотношению для линейной усадки меньшему влажностному содержанию должен соответствовать и меньший линейный размер материала. Следовательно, поверхность, имеющая меньшее влажностное содержание, сокращается больше. Вследствие этого образец материала коробится в сторону поверхности с меньшим влажностным содержанием (рис. 4-19). В этом случае, помимо деформации объема, будет иметь место деформация формы. Чтобы уменьшить коробление, необходимо создать одинаковую скорость влажностоотдачи с обеих поверхностей, если материал однороден. В случае сушки кожи вследствие неоднородности строения лицевого слоя и противоположного слоя — бахтармы влажностное содержание лицевого слоя меньше, чем бахтармы. Поэтому при равномерном обтекании кожи нагретым воздухом она коробится лицевым слоем внутрь. Чтобы уменьшить коробление кожи, необходимо уменьшить влажностоотдачу с лицевого слоя, что достигается путем смазывания минеральным маслом. По этой же причине тонкие кожи сушат на рамах в растянутом состоянии.

### Порообразование

При сушке желатина на подложке (сушка желатина, политого на стеклянную пластинку) образуются поры типа пузырей. Этот дефект сушки проявляется, когда толщина слоя достигает нескольких миллиметров. Был предложен ряд гипотез для объяснения образования пор в толщине слоя желатина при сушке. Некоторые исследователи считали, что причиной порообразования является расширение пузырьков пара, которые образуются в толще слоя в результате испарения жидкости. Другие исследователи считали, что решающее значение имеет адсорбированный воздух. Однако расчеты напряжений, произведенные по этим гипотезам, показали, что поры не могут образоваться под действием этих факторов. Работами сушильной лаборатории НИКФИ было установлено, что решающее значение в образовании пузырей имеет влажность воздуха. Увеличение влажности воздуха свыше 0,7 приводит к порообразованию при температуре воздуха 25° С. Было также установлено, что поры образуются не в начале процесса, когда интенсивность сушки максимальна (период постоянной скорости), а в начале периода падающей скорости (около критической точки).

Опыты, проведенные по исследованию структурно-механических свойств желатина, показали, что образование пор в желатине проис-

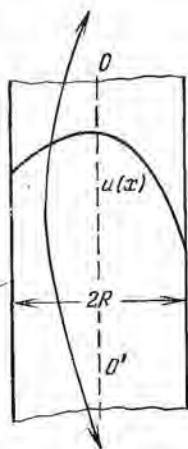


Рис. 4-19. Коробление тонкого материала в процессе сушки.

ходит под действием механических сил в объемно-напряженном состоянии.

Как было отмечено выше, при определенном значении напряжения сдвига происходит упрочнение структуры желатина с образованием пор. Согласно рис. 4-13 это критическое касательное напряжение примерно равно  $0,03-0,04 \text{ кг/см}^2$  в зависимости от влагосодержания.

Представляет интерес сравнить напряжения, получаемые в желатиновом слое при сушке, с этим критическим напряжением порообразования. В отличие от сушки желатина в свободном состоянии (сушка желатиновых галет) при сушке желатиновых слоев на подложке (аналогично сушке фотопластин) вся возможная усадка от уменьшения влагосодержания является недопустимой усадкой (площадь поверхности желатинового слоя в процессе сушки не изменяется и равна площади стеклянной пластинки).

Критическое влагосодержание  $W_k$  желатинового слоя составляет от 66 до 100% в зависимости от скорости движения воздуха. Берем наибольшее значение  $W_k = 100\%$ . При начальном влагосодержании, равном 1,6 ( $W_0 = 160\%$ ), убыль влагосодержания при достижении критической точки равна 0,6. Коэффициент линейной усадки желатина равен 0,21 ( $\beta_l = 0,21$ ). Тогда мера линейной деформации примерно равна:

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \beta_l \frac{\Delta W}{100} = 0,21 \cdot 0,6 = 0,126.$$

Если в качестве первого приближения принять, что мера деформации сдвига равна удвоенной линейной деформации, то  $\epsilon = 0,126 \cdot 2 \approx 0,25$ .

Согласно графикам, приведенным на рис. 4-13, деформации 0,25 соответствует напряжение  $1,6 \text{ кг/см}^2$  при влагосодержании 233%,  $P_m = 2,8 \text{ кг/см}^2$  при  $u = 1,55 \text{ кг/кг}$  и  $P_m = 5,2 \text{ кг/см}^2$  при  $u = 1,45 \text{ кг/кг}$ . Первые два напряжения меньше критического, а последнее выше напряжения порообразования. Отсюда следует, что порообразование будет иметь место при влагосодержании меньшем 1,75%, т. е. подтверждается основной вывод, полученный из опытов по сушке, о наличии определенного влагосодержания, начиная с которого в желатиновом слое появляются поры.

При этом необходимо отметить, что данный расчет является грубо ориентировочным. Однако он показывает, что порядок величин напряжения упрочнения структуры желатина и величин напряжения сдвига при сушке один и тот же.

Таким образом, порообразование в желатиновом слое в процессе сушки является результатом создания объемно-напряженного состояния, не допущенного усадкой. Отсюда становится понятным, что при сушке желатинового слоя в свободном состоянии порообразования не наблюдается, так как усадка желатинового слоя в этом случае в основном не задержана и не создает такого объемно-напряженного состояния.

Жидкость многих материалов содержит в себе растворимые вещества, которые при движении жидкости переносятся вместе с ней и концентрируются на поверхности материала вследствие испарения жидкости.

На рис. 4-20 приведены экспериментальные кривые кинетики концентрации водных вымываемых кожи для трех слоев (лицо, бахтарма и середина). Из этого графика видно, что количество водных вымываемых на поверхности кожи (лицо и бахтарма) непрерывно увеличивается, а внутри кожи — уменьшается. Это есть результат переноса жидкости внутри кожи. При этом режиме сушки кожа получается темно-коричневого цвета, ломкая. Таким образом, перенос жидкостью водных вымываемых ухудшает качество кожи. Иногда, наоборот, это явление бывает необходимым для получения надлежащих свойств высушенного материала (сушка листов сухой штукатурки).

Цвет кожи в значительной степени зависит от количества танинов на поверхности и от степени их окисления в процессе сушки. Слой танинов на поверхности кожи окисляется и вызывает ее потемнение.

Поэтому с целью получения наилучших свойств кожи в процессе сушки желательно путем изменения режима воздействовать на механизм переноса вещества так, чтобы таниды большей частью оставались внутри кожи. Этого можно достигнуть путем увеличения потока пара за счет уменьшения потока жидкости. В этом случае жидкость, испаряясь внутри кожи, не будет выносить таниды на поверхность и тем самым будет исключен процесс концентрации и окисления их.

Чтобы создать условия, благоприятные для испарения жидкости внутри материала, надо уменьшить коэффициент диффузии влаги и одновременно увеличить интенсивность сушки.

Если в качестве первого приближения считать, что температура поверхности материала в первом периоде близка к температуре мокрого термометра ( $t_{п.м} = t_m$ ), то, уменьшая влажность воздуха  $\phi$ , мы значительно понижаем температуру материала, а следовательно, и коэффициент диффузии влаги. Одновременно уменьшение  $\phi$  дает увеличение интенсивности сушки, так как последняя пропорциональна разности температур  $t_c - t_{п.м}$ , а именно:

$$j_{п}(\tau) = -a_m \rho_0 (\nabla u + \delta \nabla t)_{п} = \frac{\alpha}{r} (t_c - t_{п.м}). \quad (4-4-8)$$

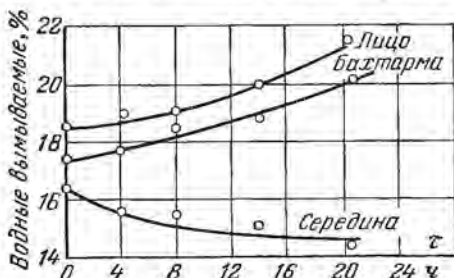


Рис. 4-20. Зависимость между количеством водных, вымываемых в коже, и временем в процессе сушки. Режим сушки:  $t_c = 30^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,7$ ;  $v = 0,5 \text{ м/сек}$ .



Разрыв между подводом жидкости и влагоотдачей способствует испарению внутри материала.

Второй путь замедления внутреннего потока жидкости состоит в увеличении температурного градиента  $\nabla t$  внутри материала, так как градиент температуры  $\nabla t$  и градиент влагосодержания  $\nabla u$  при сушке нагретым воздухом направлены противоположно друг другу. Градиент температуры зависит в значительной степени от критерия Био, а следовательно, и скорости движения воздуха.

С увеличением скорости движения воздуха критерий Био увеличивается, что вызывает увеличение  $\nabla t$ .

При этом необходимо отметить, что наличие испарения внутри материала будет способствовать увеличению  $\nabla t$ . Прямые эксперименты подтверждают этот важный вывод. С уменьшением влажности воздуха  $\varphi$  от 0,7 до 0,3 разница концентраций водных вымываемых между поверхностными и центральными слоями кожи ( $\Delta\omega = \omega_n - \omega_c$ ) уменьшилась на 60% по сравнению с первым режимом ( $\varphi = 0,7$ ). С повышением температуры от 30 до 50° С ( $\varphi = 0,5$ ,  $v = 0,5$  м/сек) разница  $\Delta\omega$  увеличилась до 85% по сравнению с первым режимом ( $t = 30^\circ$  С), с увеличением скорости от 0,5 до 3,0 м/сек  $\Delta\omega$  — уменьшилась на 30%.

Таким образом, небольшая температура воздуха  $t_c$  с малой влажностью  $\varphi$  и большая скорость движения воздуха способствуют испарению жидкости внутри материала. Опытная проверка полностью подтверждает эти выводы. Краснодубные кожи, высушенные при режиме  $t_c = 30^\circ$  С,  $\varphi = 0,3$ ,  $v = 1,0$  м/сек, получают светлоромбовыми, без усадки лица.

Значительное увеличение скорости движения воздуха вызывает ухудшение технико-экономических показателей схемы организации процесса сушки и поэтому часто является нежелательным.

Вполне естественно, что если поставленная технологическая задача противоположна (желательно увеличить поток жидкости), то необходимо увеличить  $t_c$  и  $\varphi$  и одновременно уменьшить скорость движения воздуха.

Например, при сушке листов сухой штукатурки жидкость перемещается внутри слоя гипса и выносит к поверхности его (место соприкосновения слоя гипса с листом картона) клеящие вещества, растворенные в жидкости. Эти клеящие вещества, концентрируясь на границе соприкосновения, должны в процессе сушки прочно приклеить лист картона. Желательно, чтобы концентрация клеящих веществ на границе соприкосновения гипса с картоном была максимальной, что может быть достигнуто, если влага в гипсе будет перемещаться в виде жидкости.

Таким образом, подбирая режим сушки (параметры влажного воздуха), можно изменить механизм переноса влаги. Особенно эффективным методом управления переносом вещества является изменение температурного градиента внутри материала. Изменяя величину и направление  $\nabla t$ , можно создать разнообразные условия для перемещения влаги. При сушке нагретым газом направления



$\nabla t$  и  $\nabla u$  противоположны, поэтому температурный градиент вносит дополнительное сопротивление для переноса жидкости из центральных слоев материала к поверхностным. При нагревании влажного материала токами высокой частоты направление градиента температуры изменяется. Это происходит потому, что в поле токов высокой частоты выделение тепла внутри материала происходит примерно одинаково во всех точках. Однако благодаря охлаждению поверхности материала температура в центре его становится выше, чем на поверхности. В результате этого перепада температуры происходит перенос жидкости из центральных слоев к поверхности\*.

Перенос жидкости сопровождается переносом растворимых веществ. Данная схема переноса массы вещества была подтверждена прямыми экспериментами, поставленными Г. А. Максимовым с зер-



Рис. 4-21. Авторадиограмма зерен тыквы. Слева — три зерна контрольных, не подвергавшихся нагреву токами высокой частоты, справа — два зерна, подвергнутых нагреву.

нами различных культур методом меченых атомов. Опыты ставились следующим образом. При выращивании зерен тыквы вводился радиоактивный кальций  $\text{Ca}^{45}$ . Затем зерна нагревались в течение 1,5—3,0 мин в поле токов высокой частоты ( $50 \cdot 10^6$  гц) до температуры 50—55° С. В силу особенности структуры оболочек зерна жидкость вместе с  $\text{Ca}^{45}$  должна перемещаться из эндоспермы в зародыш. Перенос  $\text{Ca}^{45}$  учитывался счетчиком Гейгера — Мюллера, а также авторадиограммами (рис. 4-21). На рис. 4-21 концентрация радиоактивного кальция характеризуется светлой короной. Из рис. 4-21 видно, что после нагревания зерна  $\text{Ca}^{45}$  переносится из эндоспермы к зародышу, где и концентрируется. Отсюда следует важный вывод: зерно, подвергнутое такой тепловой обработке, дает увеличение энергии прорастания, поскольку у зародыша

\* В этом примере мы не рассматриваем сушку материалов в поле токов высокой частоты, когда перенос влаги происходит как в виде жидкости, так и в виде пара. Направления  $\nabla u$  и  $\nabla t$  могут быть одинаковыми и противоположными.

сосредоточивается не только жидкость, но и растворимые вещества, необходимые для его роста (рис. 4-22).

Явление переноса растворимых веществ жидкостью под влиянием  $\nabla t$  было обнаружено автором в 1934 г. на основе анализа полей температуры и влагосодержания кожи в процессе сушки. Эти результаты были успешно применены при выборе оптимального режима сушки пищевых продуктов, который заключался в периодическом воздействии тепла. Материал в течение небольшого промежутка времени (от нескольких секунд до 5 мин) нагревался газом или инфракрасными лучами, а затем охлаждался холодным воздухом, также в течение малого промежутка времени. Такой осциллирующий режим нагревания и охлаждения продолжался в течение всего периода постоянной скорости.



Рис. 4-22. Влияние нагрева в поле токов высокой частоты на энергию прорастания пшеницы «гордейформе» на седьмой день после нагрева.

Перенос витамина С влагой под действием температурного градиента был обнаружен автором в процессе бланшировки клубня картофеля. При бланшировке паром создается значительный перепад температур между поверхностью клубня и центром его. В результате имеет место перемещение жидкости от поверхности к центру. Это движение сопровождается переносом витамина С, благодаря чему середина клубня картофеля обогащается витамином С за счет обеднения им поверхности (кожура). Поскольку последняя идет в отход, такой метод обогащения витамином основной массы картофеля весьма желателен (при этом надо иметь в виду, что до бланшировки кожура содержит значительно больше витамина, чем сам клубень).

Этот принцип переноса растворимых веществ был использован И. Л. Любошицем при сушке зерна [Л. 48]. Сушка зерна по схеме И. Л. Любошица происходит во взвешенном состоянии при кратковременном попеременном воздействии горячего газа с температурой

150° С (период нагрева) и холодного воздуха  $t = 20 \div 40^\circ \text{С}$  (период охлаждения).

В результате такой сушки энергия прорастания и всхожесть подсушенного зерна значительно увеличиваются, что было подтверждено опытыми посевами в колхозах.

Развивая этот принцип, Г. А. Максимов [Л. 44] прямыми опытами показал, что в процессе набухания зерна имеет место перенос растворимых веществ из эндоспермы к зародышу зерна. При поглощении эндоспермой выделяется теплота набухания (поглощение адсорбционно связанной жидкости), что вызывает повышение температуры.

Оболочки зерна, имея капиллярную структуру, поглощают жидкость без заметного выделения тепла. Так как теплоотдача происходит от оболочки зерна в окружающую среду, то между эндоспермой и оболочкой зерна создается перепад температуры. Последний вызывает перенос жидкости вместе с растворимыми ве-



Рис. 4-23. Авторадиограмма продольного среза набухшего ячменя с введением  $\text{Ca}^{45}$  до набухания (зародыши расположены вверх).

ществами. Этот эффект Г. А. Максимов подтвердил опытами с радиоактивными изотопами. В зерно ячменя, в область его, наиболее удаленную от зародыша, вводился раствор  $\text{Ca}^{45}$ . В процессе набухания  $\text{Ca}^{45}$  перемещался в зародыш (рис. 4-23).

На основании этих примеров можно прийти к заключению, что термическая диффузия имеет большое значение для изменения технологических свойств материала. Изменяя градиенты влагосодержания и температуры в материале и управляя, таким образом, механизмом переноса тепла и вещества, можно воздействовать на физико-химические и биохимические свойства материала. Таким образом, закономерности внутреннего тепло- и массообмена имеют непосредственное отношение к задаче получения необходимых наилучших технологических свойств готовых продуктов.

#### 4-5. МЕТОДИКА ВЫБОРА ОПТИМАЛЬНОГО РЕЖИМА СУШКИ

Оптимальные режимные параметры сушки нагретым газом ( $t_c$ ,  $\varphi$ ,  $v$ ) должны быть выбраны с учетом технологических изменений сушеного материала в процессе сушки. В зависимости от основных технологических требований производится определение режима сушки. Если основным требованием в отношении качества мате-

риала является отсутствие трещин, то режим сушки выбирается в соответствии с изменением структурно-механических свойств материала. Остановимся на этом подробнее и рассмотрим конкретный случай нахождения оптимального режима сушки керамических изделий (кирпичей).

При сушке керамических изделий трещинообразование в основном происходит в первый период. В качестве первого приближения критерием поверхностного трещинообразования может служить влагообменный критерий Кирпичева. Предельно допустимый критерий  $Ki_{m \text{ макс}}$  зависит от влагосодержания тела; с уменьшением влагосодержания критерий  $Ki_{m \text{ макс}}$  увеличивается.

Согласно основному соотношению критерий  $Ki_m$  прямо пропорционален интенсивности сушки  $j$  ( $\tau$ ) и обратно пропорционален коэффициенту диффузии влаги  $a_m$ . Остальные величины, входящие в выражение для  $Ki_m$ , заданы (плотность сухого тела  $\rho_0$ , его начальное влагосодержание  $W_0$  и характерный размер  $R_v$ ).

При малых интенсивностях сушки  $j$  ( $\tau$ ) она может быть принята равной интенсивности испарения жидкости со свободной поверхности. Интенсивность испарения жидкости одно-

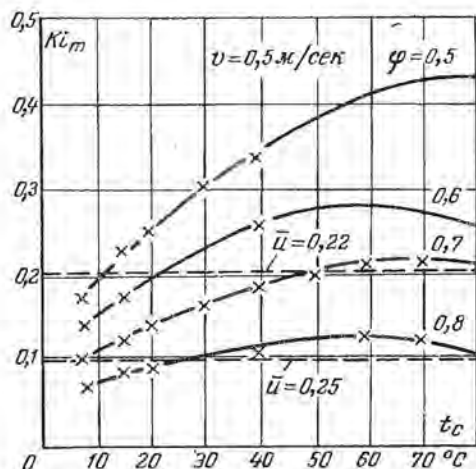


Рис. 4-24. Зависимость критерия  $Ki_m$  от температуры сушильного воздуха при разной его влажности (для глины).

значно определяется режимом сушки и размером  $l$  поверхности испарения в направлении потока газа. Таким образом, по формулам А. В. Нестеренко можно вычислить интенсивность сушки при разных температурах и влажностях воздуха при заданном характерном размере тела  $l$  и скорости движения воздуха  $v$  [Л. 54].

В периоде постоянной скорости сушки коэффициент диффузии влаги  $a_m$  для глины не зависит от влагосодержания ее, а зависит только от температуры. Температура тела в этом периоде может быть принята равной температуре мокрого термометра. Тогда при заданных параметрах сушки  $t_c$  и  $\phi$  однозначно определяется  $t_m$ , следовательно, и коэффициент  $a_m$ .

В результате, имея график изменения коэффициента диффузии  $a_m$  от температуры, можно построить семейство кривых  $Ki_m = f(t_c)$  для разных значений  $\phi$  при постоянной скорости движения воздуха  $v$  и определяющего размера  $l$  (рис. 4-24).

На этом же рис. 4-24 нанесены значения  $Ki_{m \text{ макс}}$  для разных влагосодержаний глины. Например, при влагосодержании  $\bar{u} = 0,25$  предельно допустимый критерий  $Ki_{m \text{ макс}} = 0,1$ , а при влагосодержании  $\bar{u} = 0,22$   $Ki_{m \text{ макс}} = 0,2$ . Прямая  $Ki_{m \text{ макс}} = \text{const}$  делит диаграмму на рис. 4-24 на две части: верхнюю (область недопустимых режимов сушки) и нижнюю (область допустимых режимов сушки). Например, при  $\bar{u} = 0,25$  максимально допустимая температура воздуха при влажности его  $\phi = 0,8$  будет равна  $t_{c, \text{ макс}} = 25^\circ \text{C}$  (рис. 4-24). Таким образом, получаем не один допустимый режим сушки, а целую область режимов, из которых выбираются режимы с наибольшей интенсивностью сушки  $j$  ( $\tau$ ) в соответствии с конструкцией сушильного аппарата (сушильный аппарат должен иметь минимальные расходы тепла и электроэнергии). С этой целью намечаемый режим должен быть увязан со схемой организации процесса сушки, что производится путем изображения процесса сушки (изменение термодинамических режимных параметров  $t_c$ ,  $\phi$ ,  $d$ ) на  $Id$ -диаграмме влажного воздуха.

С уменьшением влагосодержания тела критерий  $Ki_{m \text{ макс}}$  увеличивается и область допустимых режимов сушки непрерывно расширяется. Отсюда следует вывод, что оптимальные режимы должны быть ступенчатыми, а интенсивность сушки по мере высыхания тела — повышаться.

Увеличение скорости движения воздуха уменьшает область допустимых режимных параметров  $t_c$  и  $\phi$  [семейство кривых  $Ki_m = f(t_c)$  на рис. 4-24 смещается вверх]. Поэтому в начале процесса сушки керамических изделий скорости движения воздуха должны быть обычно небольшими.

Скорость движения воздуха выбирается при совместном анализе области допустимых режимов (рис. 4-24) с расчетными данными по расходу электроэнергии и перепадов температуры и влажности воздуха для выбранных режимов в данной зоне сушильной установки.

Аналогичным методом была определена область допустимых режимов сушки макаронных изделий (рис. 4-25). Эти режимы могут быть осуществлены в сушилках камерного типа, так как во избежание растрескивания при сушке макаронных изделий необходимо строго соблюдать определенную влажность сушильного агента,

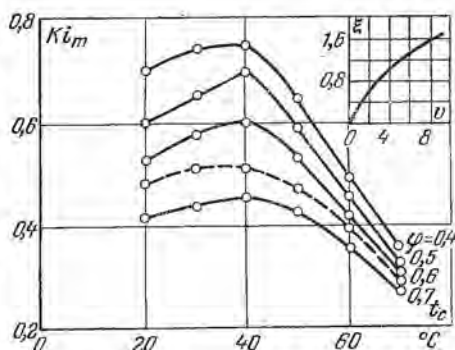


Рис. 4-25. Зависимость критерия  $Ki_m$  от температуры сушильного воздуха при разной его влажности (для макарон).

Как и в случае сушки кирпичей, на рис. 4-25 пунктирной линией показаны значения максимально допустимых значений  $Ki_{т\text{ макс.}}$ . Выше этой линии находится область режимов, применение которых при сушке макаронных изделий неизбежно вызовет их растрескивание.

Наоборот, параметры воздуха, выбранные для зоны, расположенной ниже пунктирной линии, позволяют получить высушенные изделия хорошего качества.

Так как график на рис. 4-25 рассчитан на определенную скорость движения воздуха, принятую равной 4 м/сек, то на том же рис. 4-25 приводится поправка  $\xi$  для критерия  $Ki_{т}$  на другую скорость — от 1 до 8 м/сек.

Ряд режимов сушки, укладываемых в область оптимальных, был проверен в лабораторных, а затем и в производственных условиях.

Опыты подтвердили правильность расчетов, и наиболее эффективные режимы сушки были рекомендованы для промышленного применения.

Так, например, для макарон диаметром  $7 \times 4,5$  мм, изготовленных из макаронной муки 1-го сорта, наилучшие качества были получены при следующем режиме сушки: 1) продувка макаронных трубок воздухом в течение 2 ч при  $t_c = 25 - 27^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,65$ ;  $v = 6$  м/сек; 2) досушка при температуре воздуха  $t_c = 45 \div 47^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,62 \div 0,65$ ;  $v = 6$  м/сек.

Если продувку вести через два ряда кассет (считая по ходу движения воздуха), а досушку — через четыре ряда, то продолжительность процесса составит 8,5 ч.

Кроме приведенного режима, для сушки макарон можно также применять воздух, нагретый до высокой температуры (максимально возможной применительно к макаронному тесту). При этом продолжительность сушки резко сокращается. Так, при двухрядном расположении кассет по ходу движения воздуха общая длительность сушки составляла всего лишь 4,5 ч при следующих условиях ведения процесса:

1) первая зона (продувка макарон) — продолжительность сушки 1 ч;  $t_c = 27^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,60$ ;  $v = 3,2$  м/сек;

2) вторая зона (прогрев макарон от температуры 27 до температуры  $70^\circ \text{C}$ ) — продолжительность сушки 30 мин;  $t_c = 27 \div 70^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,60 \div 0,62$ ;  $v = 2$  м/сек;

3) третья зона (собственно сушка макарон) — сушка в течение 2 ч 15 мин;  $t_c = 70^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,62 \div 0,65$ ;  $v = 2$  м/сек;

4) охлаждение макарон в течение 45 мин;  $t_c = 70 \div 30^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,62 \div 0,63$ ;  $v = 2$  м/сек.

Таким образом, как при медленных, мягких режимах сушки, так и при ускоренном процессе параметры сушильного воздуха соответствовали области допустимых режимов, указанных на рис. 4-25.



Конструкция сушильного устройства и метод сушки определяются оптимальным режимом для данного материала. Невозможно отвлеченно от конкретного материала говорить о лучшем методе сушки (сушка нагретым воздухом, топочными газами, инфракрасными лучами и т. д.), а также о лучших конструкции или типе сушилки (пневмогазовая сушилка, ленточная, барабанная и т. д.).

То что хорошо для одного материала, часто оказывается непригодным для другого материала. Некоторое обобщение можно сделать на основе учения о формах связи влаги с материалом. Все влажные материалы можно разделить на три основные группы: капиллярнопористые, коллоидные и капиллярнопористые коллоидные тела.

Методы, а также и режимы сушки материалов одной группы при одинаковой дисперсности или одинаковой форме тел близки между собой. При таком подходе к выбору оптимального режима сушки и конструкции сушильного аппарата можно с меньшей ошибкой наметить наиболее рациональную схему сушильного устройства.

Безусловно, оптимальный режим сушки данного материала определяется путем более тщательных и глубоких исследований по переносу тепла и влаги внутри сушимого материала.

Большое значение для выбора режима сушки имеет правильное использование законов переноса влаги и тепла. Перенос влаги происходит под действием перепада влагосодержания (изотермическая диффузия), перепада температуры (термическая диффузия) и перепада общего давления (конвективная диффузия) \*.

Градиенты влагосодержания и температуры при соответствующем построении режима сушки могут иметь одинаковое направление или противоположное. В первом случае они усиливают движение влаги, а во втором случае один градиент тормозит действие другого \*\*.

В этом случае движение влаги в виде жидкости затруднено, что приводит к усилению испарения внутри тела. Только разумное использование этих основных положений теории переноса позволяет улучшить качество сушимого материала путем регулирования внутреннего испарения.

Следовательно, теория сушки дает возможность инженеру-технологу более рационально построить режим сушки без сложных аналитических расчетов и исследований по тепло- и массообмену.

Пренебрежение этими основными положениями теории переноса, как правило, приводит к ряду практических ошибок: затрачиваются

\* Подробно см. гл. 10.

\*\* В некоторых случаях движение влаги под действием градиента температуры происходит в направлении, противоположном потоку тепла (диффузии скольжения).

большие средства на проектирование, создание, испытание сушильных установок, а в результате они оказываются неприменимыми к данному материалу.

Закономерности теории сушки позволяют не только интенсифицировать процесс сушки на существующих сушильных устройствах (сократить расходы тепла и электроэнергии, уменьшить длительность сушки), но и разрабатывать новые скоростные способы сушки.

Рассмотрим некоторые пути интенсификации процесса сушки на существующих сушильных установках.

### Сушка нагретыми газами

Интенсивность конвективной сушки определяется следующим простым соотношением, представляющим собой балансовое уравнение тепла:

$$\alpha(t_c - t_n) = rj_n + c\rho_0 R_v \bar{dt}/d\tau. \quad (4-6-1)$$

Коэффициент теплообмена  $\alpha$  зависит от гидродинамики потока, физических свойств нагретого газа, а для второго периода сушки — и от влагосодержания тела.

Расход тепла на нагревание сушимого материала обычно меньше расхода тепла на испарение из него влаги ( $Rb \ll 1$ ), поэтому второй член правой части уравнения (4-6-1) мал по сравнению с первым, так что им можно пренебречь в первом периоде сушки.

Чтобы увеличить интенсивность сушки  $j_n$ , необходимо повысить теплообмен тела с окружающей средой. Это можно сделать в первую очередь за счет увеличения коэффициента теплообмена  $\alpha$ . Известно, что с увеличением скорости движения  $v$  газа коэффициент теплообмена увеличивается. Однако большие скорости движения газа требуют и больших расходов электроэнергии. Кроме того, для некоторых материалов в конце процесса сушки даже значительное повышение скорости движения газа не дает необходимого увеличения интенсивности сушки.

Второй путь интенсификации теплообмена — увеличение температуры  $t_c$  газа (использование топочных газов). Обычно считают, что повышение температуры газов до 300—600°С не повлечет за собой резкого увеличения температуры поверхности материала  $t_n$ , которая принимается в первом периоде сушки равной температуре мокрого термометра ( $t_n = t_m$ ). В результате создается значительный перепад температур, обеспечивающий интенсивную сушку. Такое предположение не всегда оправдывается. Дело в том, что температура поверхности материала близка к температуре мокрого термометра только в случае сушки влажных материалов с малой интенсивностью. При сушке с большой интенсивностью температура поверхности материала увеличивается с самого начала процесса сушки. При этом внутри материала возникает значительный перепад температур за счет испарения влаги внутри материала. Разница между температурой поверхности и центра тел простей-

шей геометрической формы (пластина, цилиндр или шар) в период постоянной скорости равна

$$t_n - t_c = (t_c - t_0) \frac{1}{2} K i_m \epsilon K o L u. \quad (4-6-2)$$

С увеличением интенсивности  $j_n$  критерий  $K i_m$  увеличивается, следовательно, перепад температуры  $(t_n - t_c)$  возрастает больше, чем интенсивность сушки. Этот перепад температур препятствует движению влаги к поверхности тела и одновременно уменьшает интенсивность теплообмена за счет уменьшения разности температур  $(t_c - t_n)$ .

Распространено мнение, что при сушке мелких частиц величина  $(t_n - t_c)$  очень мала, так как критерий Био незначителен. В действительности дело обстоит иначе: даже очень мелкие частицы имеют значительный перепад температур, обусловленный тем, что происходит прогрев не сухого, а влажного тела, в котором перепад температур создается в основном за счет испарения. При этом температура поверхности достигает большой величины. Практика сушки подтверждает вывод о том, что высокая температура сушильного агента приводит к резкому повышению температуры поверхности частиц. Например, при сушке в распылительной установке полифосфата при режиме  $t_{нач} = 400^\circ \text{C}$ ,  $t_{кон} = 105^\circ \text{C}$  наблюдается порча материала (примерно 15%), связанная с химической реакцией перехода ортоформы в пироформу. Такая реакция протекает при температуре не ниже  $350^\circ \text{C}$ , следовательно, температуры некоторых частиц достигают такой величины.

Аналогичная картина наблюдается при сушке азотнокислого хрома (режим сушки:  $t_{нач} = 450^\circ \text{C}$ ,  $t_{кон} = 150^\circ \text{C}$ , конечное влагосодержание 20%). И в этом случае имеет место химическое разложение, которое может происходить лишь при температуре материала, равной  $300^\circ \text{C}$  и выше.

Отсюда следует вывод, что беспределенно интенсифицировать процесс сушки путем уменьшения размера частиц, не изменяя качества сушимого материала, нельзя. Поэтому интенсификация процесса сушки в существующих сушильных устройствах с конвективным подводом тепла может быть осуществлена путем повышения температуры и скорости движения газа в соответствии с законами тепло- и влагопереноса.

Критерий фазового превращения  $\epsilon$  характеризует величину испарения влаги внутри материала. Тепло, необходимое для испарения влаги внутри материала, передается через поверхностный слой материала, что вызывает его перегрев. Поэтому при больших интенсивностях сушки, когда  $\epsilon$  близок к единице, перепады температуры внутри материала велики, что приводит к его порче. Критерий  $\epsilon$  зависит от влагосодержания материала. С уменьшением влагосодержания материала критерий  $\epsilon$  увеличивается. Поэтому при постоянной интенсивности (первый период сушки) перепад температур внутри материала по мере сушки увеличивается, что приводит к вышеотмеченным нежелательным явлениям. Для уменьшения перепада температур необходимо уменьшить величину критерия  $\epsilon$ ,

т. е. изменить механизм переноса влаги в сторону увеличения переноса жидкости и уменьшения переноса пара. Это можно осуществить путем создания переменного режима сушки, в основном за счет изменения температуры и скорости движения газа.

Следовательно, как правило, режим сушки не должен быть постоянным на протяжении всего процесса сушки, а должен изменяться по ходу процесса в соответствии с закономерностями переноса тепла и влаги в данном материале.

Осуществить переменные режимы можно различными способами: подавать в отдельные зоны сушилки теплоноситель определенных параметров, применять комбинированные методы подвода тепла (сочетание конвективного нагрева с инфракрасным или высокочастотным, конвективно-контактная сушка), подвергать материал периодическому обдуву и т. д.

Если материал термоустойчив, то, конечно, эффективным будет применение топочных газов. При таком способе использования потенциального тепла топлива для сушки мы получаем хорошие теплоэнергетические показатели процесса. Однако не надо забывать, что сушка является технологическим процессом, в котором качество сушеного материала является основным показателем. Важное значение при сушке топочными газами имеет качество сжигаемого топлива, в частности его зольность, содержание серы. За рубежом часто сжигают нефть для получения высококачественных топочных газов. Топочные газы надо применять для сушки материалов, которые допускают высокие начальные температуры газа.

Выбор температуры теплоносителя определяется не только технологическими свойствами материала, но и конкретными условиями производства. При сушке влажных материалов с температурой теплоносителя 100—120° С рационально применять нагретый воздух, если имеется возможность использовать для его нагрева отборный пар от турбин ТЭЦ.

Если же требуются высокие температуры, рационально использовать топочные газы.

Интенсификация процесса сушки связана и с применением автоматики. Только при компактных сушильных устройствах непрерывного действия можно надежно автоматизировать процесс сушки. Этим же объясняется отсутствие автоматики на малоинтенсивных сушильных устройствах периодического действия. Например, трудно автоматизировать процесс сушки на петельной сушилке и сравнительно просто — на ленточной сушилке.

При разработках новых методов сушки и сушильных устройств необходимо принимать во внимание следующие основные показатели или критерии рентабельности:

- 1) технологические свойства (качество высушенного материала);
- 2) длительность сушки, обусловленную также хорошим качеством материала;
- 3) расход тепла и электроэнергии на 1 кг испаренной влаги;
- 4) съем влаги с 1 м<sup>2</sup> производственной площади и 1 м<sup>3</sup> здания;
- 5) металлоемкость установки;
- 6) количество человеко-часов

на 1 *m* продукции; 7) возможности автоматизации процесса; 8) стоимость сушки по сравнению со стоимостью высушенного продукта и 9) производительность по сухому продукту.

При всех обстоятельствах необходимо учитывать кинетику процесса сушки. Например, при удалении 1 кг влаги из материала в области влажного состояния экономические показатели будут отличаться от тех же показателей при удалении из материала 1 кг влаги при влагосодержании, близком к равновесному.

Как было отмечено выше, одним из факторов повышения интенсивности процесса сушки является увеличение теплообмена с окружающей средой путем повышения коэффициента теплообмена. Это повышение может быть достигнуто увеличением скорости движения газа и, кроме того, изменением направления потока газа. Например, замена продольного обтекания на перпендикулярное увеличивает теплообмен примерно вдвое.

Отсюда возникает метод локального омывания сушимого материала с помощью соплового дутья. Струя нагретого газа вытекает из сопл (щелей) со скоростью от 3 до 100 м/сек и ударяется о поверхность материала. При этом процесс сушки резко интенсифицируется. Такой метод сушки легко осуществить на ленточной сушилке, для большей эффективности используя комбинированный способ подвода тепла (радиационно-конвективный метод сушки). При радиационно-конвективном подводе тепла интенсивность сушки  $j_n$  в первом периоде процесса приближенно определяется по соотношению

$$j_n = \frac{\alpha}{r} (t_c - t_{п.м}) + \frac{q_n}{r}. \quad (4-6-3)$$

При этом интенсивность сушки увеличивается не только за счет радиационного потока тепла  $q_n$ , но в результате повышения коэффициента теплообмена  $\alpha$ . Последний зависит не только от гидродинамики потока (критерия Re) и физических свойств среды (критерии Pr и Gr), но и от параметрического критерия ( $T_m/T_c$ ). Например, при сушке тонких материалов в сопловой сушилке с режимными параметрами  $t_c = 90^\circ \text{C}$ ,  $t_n = 150^\circ \text{C}$ ,  $v_{ср} = 12 \text{ м/сек}$  (средняя квадратичная скорость движения воздуха при выходе из сопла) коэффициент теплообмена  $\alpha$  равен примерно  $100 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ ; при этом интенсивность сушки  $j_n = 9 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$ , а длительность сушки 9,4 сек.

Особенно хорошо сохнут в таких условиях тонкие гибкие материалы (кинопленка, бумага баритованная, фотобумага и др.).

Для сравнения приводим экономические показатели по двум видам сушилок (петельные и комбинированные), предназначенных для сушки эмульсионных слоев:

	Петельные сушилки	Комбинированные сушилки
Расход тепла, ккал/кг . . . . .	1 200—5 700	1 200—1 500
Расход воздуха, кг/кг . . . . .	1 000—3 000	100—150
Расход электроэнергии, кВт × × ч/кг . . . . .	1,14	0,4—0,5
Длительность сушки, мин . . .	100—120	7—10



Необходимо отметить, что в ряде зарубежных стран в настоящее время коридорные туннельные сушилки заменяются ленточными с сопловым дутьем, которые дают больший эффект.

Приведем такие данные: туннельная сушилка для каолиновых брикетов дает съем влаги порядка 13—15 кг/ч с 1 м<sup>2</sup> площади камеры (при этом на вагонетке находится 12 рядов материала). Ленточная сушилка с сопловым дутьем дает 30—40 кг/ч с 1 м<sup>2</sup> площади сушилки, т. е. съем влаги увеличивается в 2—3 раза. Кроме того, загрузку и выгрузку на ленточной сушилке легко механизировать, тогда как для туннельных сушилок эти операции представляют сложную задачу.

Сопловой или локальный обдув также позволяет интенсифицировать сушку таких термонеустойчивых, трудносусимых материалов, как коллоидные тела. Схема сушильного процесса, построенного по такому принципу, дает возможность использовать очень важный фактор для сушки коллоидных тел — переменное воздействие теплоносителя разного потенциала. Остановимся на этом подробнее.

Интенсивность конвективной сушки приближенно определяется соотношением

$$j_n = \frac{\alpha}{r} (t_c - t_n) = a_m \rho_0 (\nabla u + \delta \nabla t)_n. \quad (4-6-4)$$

Правая часть уравнения (4-6-4) отображает количество влаги, подведенной к поверхности сушимого материала. Чтобы увеличить интенсивность сушки  $j_n$ , необходимо увеличить коэффициент диффузии влаги  $a_m$  и градиент влагосодержания  $\nabla u$ . При этом направления градиентов влагосодержания  $\nabla u$  и температуры  $\nabla t$  противоположны, т. е. величина в скобках  $(\nabla u + \delta \nabla t)$  меньше величины  $\nabla u$ .

Коэффициент диффузии влаги быстро увеличивается с повышением температуры материала. Поэтому для интенсификации процесса сушки необходимо увеличить температуру материала без заметного увеличения градиента температуры. При этом необходимо, чтобы величина  $\alpha (t_c - t_n)$  была достаточно большой.

Отсюда следует принцип локального обдува материала (резкое увеличение коэффициента теплообмена) с периодическим воздействием теплоносителя разной температуры (уменьшение температурного градиента). Последние мероприятия по интенсификации процесса сушки могут быть усилены применением инфракрасного нагрева сушимого материала, который должен быть разной интенсивности по ходу процесса сушки (периодический нагрев инфракрасными лучами).

Комбинированный метод сушки с периодическим прерывным облучением был применен А. А. Бильневичем для сушки овощей [Л. 33, 46]. При этом процесс протекал несравненно интенсивнее, чем при сушке нагретым воздухом, а качество материала оставалось высоким, несмотря на воздействие облучения.



Методы реконструкции ленточных сушилок типа «Империял» с использованием указанного способа нагрева, разработанные Н. С. Рыбиным, дали возможность увеличить производительность сушилки с 3,5 до 5—6  $m/ч$  [Л. 33, 46].

Для увеличения производительности сушилки желательно увеличить толщину слоя сушимого материала. Однако при сушке зернистого материала, загруженного толстым слоем, интенсивность испарения резко понижается благодаря большому насыщению воздуха, проходящего через слой материала. В таких случаях зернистый материал целесообразно перемешивать путем пересыпания или с помощью других приспособлений (мешалки, падающий слой, фонтанирование слоя на движущейся ленте и т. д.).

Наилучшие результаты в смысле равномерности сушки дает сушка в кипящем слое. Таким способом рекомендуется сушить мелкие зернистые материалы капиллярнопористой структуры. Этот способ обеспечивает наибольшую равномерность сушки и достаточно полную отдачу влаги теплоносителю. Однако коэффициенты теплообмена при сушке в кипящем слое значительно меньше коэффициентов теплообмена при сушке в неподвижном слое при одинаковых перепадах температуры и скоростях движения газа.

Если при сушке в кипящем слое применить радиационно-конвективный способ подвода тепла, то процесс сильно интенсифицируется [Л. 33].

Работами С. С. Забродского [Л. 33, 46] было показано, что процесс сушки в кипящем слое интенсифицируется, если в кипящий слой поместить нагретые поверхности (аналог сушки с подогревом внутри сушильной камеры). При этом важно отметить, что псевдооживленное состояние зернистого материала резко интенсифицирует теплообмен между нагретой поверхностью (калорифер в кипящем слое) и движущимся газом.

Наличие зернистого материала в состоянии псевдооживления увеличивает коэффициент теплообмена в 10—15 раз при той же скорости движения газа в сушильной камере. При этом коэффициент теплообмена зависит от диаметра частиц зернистого материала. Чем меньше диаметр частиц материала, тем больше коэффициент теплообмена между нагретой поверхностью и газом. Увеличение коэффициента теплообмена, очевидно, связано с турбулизацией пограничного слоя у нагретой поверхности в результате соударений частиц материала.

Температура поверхности калорифера, находящегося в сушильной камере с кипящим слоем зернистого материала, может быть достаточно высокой, так как частицы материала находятся в кратковременном контакте с нагретой поверхностью при соударении. В этом случае радиационный теплообмен приобретает большое значение (частицы материала нагреваются инфракрасными лучами, испускаемыми нагретой поверхностью калорифера). Можно нагретые поверхности излучателей вынести из кипящего слоя, тогда нагревание частиц и испарение влаги из них будут происходить

в основном за счет подвода тепларадиацией. Такой метод комбинированной сушки в кипящем слое имеет большое значение и перспективен, поскольку здесь разумно сочетается равномерность сушки по всей камере с большой интенсивностью испарения.

Выше было сказано о резкой интенсификации процесса сушки при измельчении материала (интенсификация сушки происходит за счет увеличения удельной поверхности сушимого материала). Однако в этом случае образуется большое количество пыли, если мы имеем дело с сушкой твердых частиц материала (уголь, сланец и другие материалы). Эта пыль появляется при разрушении мелких частиц в процессе сушки, причем разрушение связано не с наличием термических напряжений в частице, а с возникновением нерелаксируемого градиента общего давления, образующегося за счет быстрого испарения влаги внутри частицы. Этим эффектом объясняется образование пылеобразных частиц при сушке коллоидных растворов методом распыления. Метод сушки распылением молекулярных и коллоидных растворов является прогрессивным и находит большое применение. При надлежащем научно обоснованном выборе режима сушки этот метод можно применять для сушки термонеустойчивых коллоидных растворов и белковых веществ (сушка желатина, крови, молока и т. д.).

Комбинированные сушильные установки для сушки химических материалов (например, углекислого никеля) разработал П. Г. Романков [Л. 33, 46], соединив контактную сушку с сушкой нагретым газом. По существу это сочетание вальцовой и ленточной сушилок или вальцовой и барабанной. Будучи соединенными в единую установку, они дают значительное сокращение длительности сушки при хорошем качестве материала. Комбинация вальцовой и барабанной сушилок дает сокращение длительности в 10 раз, а вальцовой и ленточной — в 8 раз.

Сушильной лабораторией НИКФИ разработана комбинированная сушилка для сушки желатина. Вначале студень желатина, нарезанный в виде кубиков или цилиндриков, сохнет на ленточной сушилке, а затем в камере с кипящим слоем.

В результате такого способа сушки устранено слипание частиц, которое наблюдается в начале процесса сушки, и достигается равномерность сушки. В результате длительность сушки сокращается в 5 раз (вместо 18 ч сушка происходит за 3,5 ч), расход воздуха на 1 кг испаренной влаги — в 1,2 раза и расход тепла — в 1,5 раза (1 060 ккал/кг вместо 1 650 ккал/кг испаренной влаги в существующих сушильных устройствах).

Коллоидные материалы сохнут быстрее в паре с капиллярно-пористыми телами. Например, фотоэмульсионный слой сохнет очень медленно, так как на поверхности его образуется «корочка», плохо проводящая влагу и тепло. Если же этот эмульсионный слой нанести на бумажную подложку (фотобумага), то длительность сушки резко уменьшается. Это происходит потому, что влага из эмульсионного слоя переходит в бумагу под действием капиллярных сил и ис-

паряется с поверхности бумаги. Данный механизм сушки фотобумаги был установлен экспериментально путем обследования пограничного слоя у поверхностей бумаги и эмульсии литиевым датчиком влажности. Оказалось, что испарение влаги происходит в основном со стороны бумажной подложки, а не с поверхности эмульсионного слоя.

Таким образом, контакт коллоидного тела (эмульсионного слоя) с капиллярнопористым телом (бумагой) резко увеличил интенсивность сушки за счет изменения направления движения влаги внутри системы соприкасающихся влажных тел.

Данный пример характерен и в том отношении, что изменение структуры материала и связанное с этим изменение характера связи влаги в сторону увеличения капиллярной влаги приводит к резкой интенсификации процесса сушки. Таким образом, возникает принципиально важная идея интенсификации процесса сушки материалов за счет изменения их структурно-механических и технологических свойств. Впервые этот очень важный для сушильной техники принцип интенсификации был сформулирован К. А. Нахратяном в производстве кирпича и строительной керамики [Л. 33, 46].

При производстве строительных керамических материалов имеют место два процесса — сушка и обжиг. С целью интенсификации процессов и снижения расхода тепла и энергии желательно было объединить эти процессы в один — сушку-обжиг. Однако все попытки подвергнуть обжигу сырой кирпич приводили к его разрушению. Кирпич же, предварительно подвергнутый вакуумированию, а затем периодическому воздействию конвекции и радиации, выходит из печи-сушилки высушенным и обожженным одновременно. Это объясняется тем, что такое комбинированное воздействие позволяет уменьшить формовочную влажность кирпича без снижения его пластических свойств и это снижение формовочной влажности резко сокращает усадку, а следовательно, и возможность растрескивания. Таким образом, подвергнутый действию вакуума кирпич несколько изменяет свою структуру, что облегчает дальнейший процесс сушки-обжига, последующее влияние радиации изменяет в лучшую сторону его структурно-механические свойства.

Еще одним примером изменения технологии производства в связи с разработкой нового метода сушки является сушка аммофоса. В результате перехода на сушку распылением и связанного с этим изменения технологии приготовления аммофоса завод, не снижая производительности, сэкономил около 1 млн. руб. [Л. 44].

В качестве прогрессивного и конкурентоспособного метода необходимо отметить метод сушки сублимацией. Для сушки пищевых продуктов, медицинских препаратов, различных органических веществ, при сушке которых необходимо сохранить их природные свойства, этот метод не имеет себе равных.

В заключение необходимо еще раз подчеркнуть, что основные пути интенсификации процесса сушки в первую очередь определяются технологическими свойствами самого сушимого материала и теплоэнергетическими процессами всего производства в целом.

## ГЛАВА ПЯТАЯ

### КОНВЕКТИВНАЯ СУШКА

#### 5-1. ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА СУШКИ НА КИНЕТИКУ ПРОЦЕССА СУШКИ

В большинстве случаев сушка влажных материалов производится нагретым газом, воздухом, топочными газами и т. д.

В сушильных устройствах режим сушки изменяется с течением времени, сушка происходит при переменном режиме. Строгий анализ кинетики процесса сушки при таких условиях чрезвычайно сложен. Чтобы выявить основные закономерности кинетики процесса сушки, рассмотрим вначале сушку при постоянном режиме, когда температура влажного воздуха (парогазовой смеси)  $t_c$ , влажность  $\varphi$  и скорость движения его  $v$  остаются постоянными в течение всего процесса сушки. Как уже было отмечено сушка представляет собой комплексный процесс, в котором теплотехнические и технологические закономерности взаимно связаны между собой. Кинетика процесса сушки определяется как тепло- и влагообменом между поверхностью тела и окружающей средой, так и переносом внутри тела. Технологические стороны процесса сушки являются решающими при выборе оптимального режима сушки.

При этом необходимо отметить, что влажные материалы представляют собой капиллярнопористые коллоидные тела. Форма связи поглощенного вещества (влаги) с веществом самого тела оказывает основное влияние на механизм переноса тепла и вещества внутри тела, а также на технологию сушки. Материалы, подвергаемые сушке, имеют самые разнообразные формы связанной влаги. Если основная часть влаги связана осмотически, то такой материал по своим свойствам приближается к коллоидным телам, и закономерности в процессе сушки этого материала близки к закономерностям сушки коллоидного тела. Поэтому, чтобы не рассматривать процесс сушки множества материалов, остановимся на двух типичных телах: капиллярнопористом теле (кварцевый песок) и коллоидном теле (желатин), а также на некоторых промежуточных по своим свойствам телах (капиллярнопористые коллоидные тела — глина, древесина, торф).

Анализ закономерностей процесса сушки этих тел позволяет распространить эти закономерности на большинство влажных материалов.

Режим сушки нагретым газом характеризуется тремя параметрами: температурой газа  $t_c$ , его влажностью  $\varphi$  и скоростью движения  $v$ . Эти параметры влияют не только на длительность сушки, но и на качество высушенного материала. Поэтому необходимо найти такой режим сушки, чтобы при минимальной длительности сушки и наименьшем расходе тепла получались наилучшие технологические свойства материала.

### Влияние режима сушки на длительность сушки, скорость сушки и критическое влагосодержание

Чтобы иметь представление о влиянии режима сушки на ее продолжительность, кривые кинетики сушки систематизируются по параметрам, характеризующим режим.

Например, если изучается влияние температуры, то на графиках наносятся кривые сушки, соответствующие различным температурам воздуха, но при одинаковой влажности и скорости движения воздуха. Если начальное влагосодержание материала различно, то кривые сушки могут быть приведены к одному начальному влагосодержанию путем перемещения их по оси абсцисс, если при этом смещении мы не выходим из области периода постоянной скорости сушки. Необходимо отмечать истинное начальное влагосодержание материала, так как последнее в общем случае влияет на критическое влагосодержание.

На рис. 5-1 показано влияние температуры воздуха на кривые сушки коллоидного тела при постоянных влажности и скорости движения воздуха. Из рис. 5-1 видно, что повышение температуры на  $5^\circ\text{C}$  уменьшает длительность сушки с 6 до 4 ч (конечное влагосодержание  $\bar{u}_k = 0,2$ ).

На рис. 5-2 показано влияние влажности воздуха при постоянной температуре и скорости его движения в случае сушки того же тела. Повышение влажности воздуха с 0,60 до 0,85 увеличивает длительность сушки с 3,5 до 5,5 ч при одинаковом конечном влагосодержании 0,2 кг/кг. Значительное влияние оказывает скорость движения воздуха (рис. 5-3). Увеличение скорости движения воздуха от 2,0 до 7,6 м/сек сокращает длительность процесса сушки с 10,7 до 6 ч. Из рис. 5-3 видно, что с увеличением скорости движения воздуха резко повышается критическое влагосодержание.

Увеличение толщины слоя материала резко замедляет процесс сушки. Например, при увеличении толщины слоя в 3 раза общая

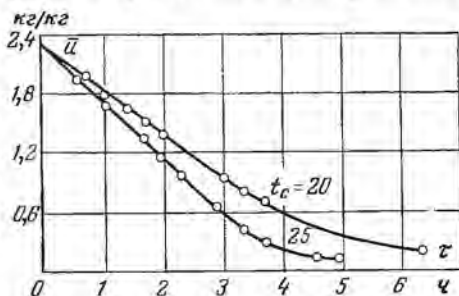


Рис. 5-1. Влияние температуры воздуха на кривые сушки коллоидного тела (желатина) ( $\varphi = 0,6$ ;  $v = 1,5$  м/сек).



длительность сушки увеличивается с 5 до 20 ч, т. е. в 4 раза (рис. 5-4).

Наиболее отчетливо влияние режима сушки на кинетику процесса можно видеть на кривых интенсивности (скорости) сушки.

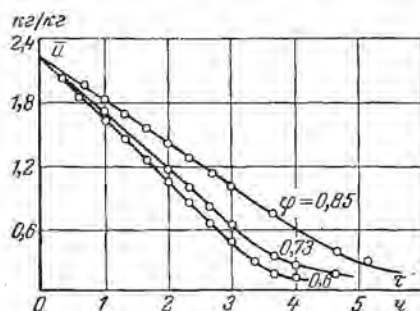


Рис. 5-2. Влияние влажности воздуха на кривые сушки коллоидного тела (желатина) ( $t_c = 20,0^\circ \text{C}$ ;  $v = 1,5 \text{ м/сек}$ ).

Кривые интенсивности сушки представляют собой графическую зависимость между интенсивностью сушки и влажностью тела. Обычно интенсивность сушки во втором периоде вычисляется из кривой сушки при помощи метода графического дифференцирования (в первом периоде интенсивность сушки постоянна и определяется непосредственно по убыли веса тела в единицу времени). Метод графического дифференцирования вносит определенную погрешность, и его нельзя ре-

комендовать для точных расчетных вычислений. Поэтому получаемые этим методом кривые интенсивности носят приближенный характер.

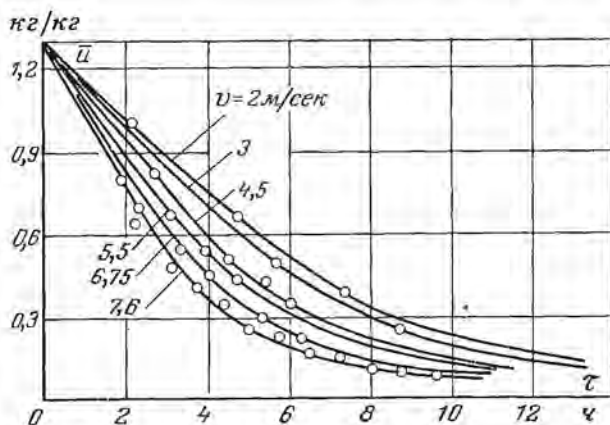


Рис. 5-3. Влияние скорости движения воздуха на кривые сушки коллоидного тела (желатина) ( $t_c = 25,8^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,68$ ).

Однако кривые интенсивности сушки могут быть использованы для качественного анализа влияния режима сушки на кинетику процесса. Все кривые интенсивности сушки смещены по оси абсцисс на величину равновесного влагосодержания, т. е. отсчет влагосодержания производится от равновесного.

На рис. 5-5 показано влияние температуры воздуха на кривые интенсивности сушки коллоидного капиллярнопористого тела.



Видно, что с повышением температуры увеличиваются интенсивность сушки и критическое влагосодержание. Повышение температуры от 15 до 45° С дает увеличение интенсивности сушки в первом периоде в 2,5 раза.

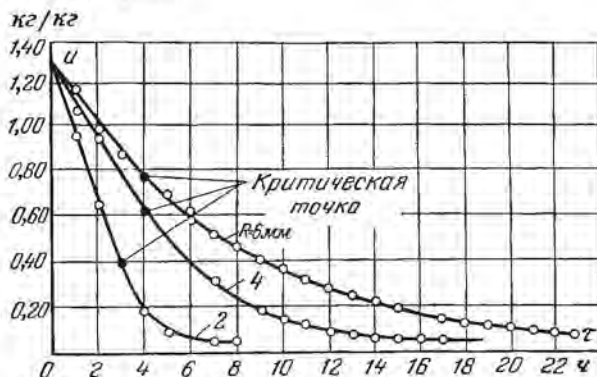


Рис. 5-4. Влияние толщины слоя на кривые сушки коллоидного тела ( $t_c = 20^\circ \text{C}$ ;  $\phi = 0,76$ ;  $v = 1,5 \text{ м/сек}$ ).

Увеличение влажности воздуха резко снижает интенсивность сушки и критическое влагосодержание. Например, повышение влажности воздуха с 0,177 до 0,758 уменьшает интенсивность сушки примерно в 4,5 раза (рис. 5-6). При низких температурах повышение влажности воздуха мало влияет на интенсивность сушки во втором периоде.

Увеличение скорости движения воздуха заметно повышает интенсивность сушки в первом периоде и значительно меньше сказывается в конце процесса сушки (рис. 5-7).

Относительная влажность воздуха  $\phi$  значительно влияет на интенсивность сушки в периоде постоянной скорости. В периоде падающей скорости влажность воздуха оказывает влияние только в первой зоне (рис. 5-8), после второй критической точки относительная влажность не влияет на интенсивность сушки.

Соотношение между капиллярной влагой и адсорбционно связанной влагой значительно влияет на интенсивность сушки во втором

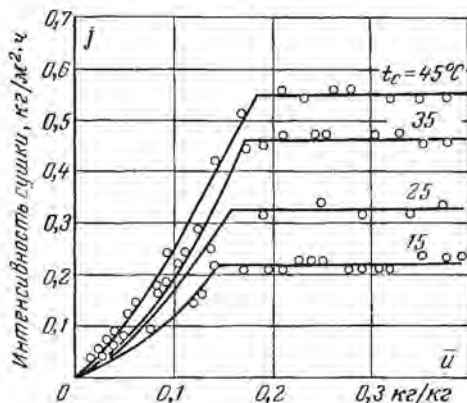


Рис. 5-5. Кривые интенсивности сушки глины. Влияние температуры воздуха ( $\phi = 0,373$ ;  $v = 2,14 \text{ м/сек}$ ).

кг/м<sup>2</sup>.ч

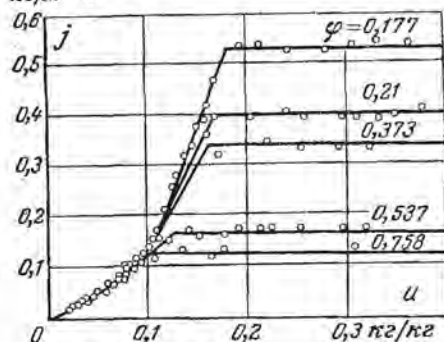


Рис. 5-6. Влияние влажности воздуха на кривые интенсивности сушки глины ( $t_c = 25^\circ \text{C}$ ;  $v = 2,14 \text{ м/сек}$ ).

кг/м<sup>2</sup>.ч

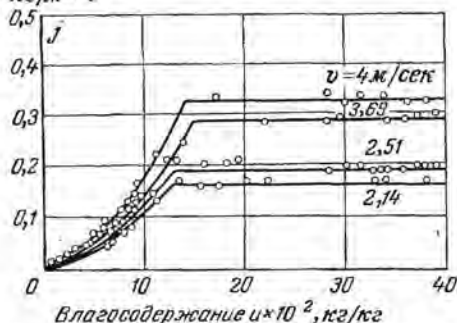


Рис. 5-7. Влияние скорости движения воздуха на интенсивность сушки глины ( $t_c = 25^\circ \text{C}$ ;  $\varphi = 0,537$ ).

г/см<sup>2</sup>.ч

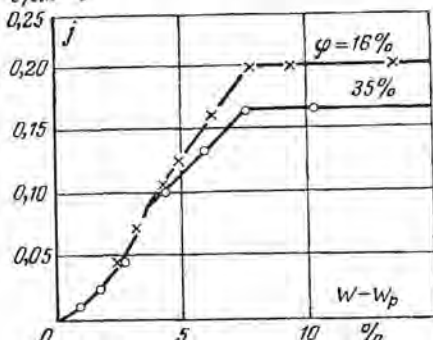


Рис. 5-8. Кривые интенсивности сушки для глины при относительной влажности воздуха 16 и 35%.

периоде и на критическое влагосодержание и мало влияет на интенсивность сушки в первом периоде (рис. 5-9).

М. В. Венедиктовым [Л. 5] было показано, что критические точки зависят от состояния капиллярной влаги.

Для песка значения влагосодержания, соответствующие этим точкам, приведены в табл. 2-1.

С повышением количества капиллярной воды критическое влагосодержание уменьшается. Поэтому чем больше количество связанной воды, тем больше критическое влагосодержание.

При малых интенсивностях сушки повышение критического влагосодержания связано с увеличением влагообменного критерия Кирпичева. Если пренебречь влиянием температурного поля, то можно написать:

$$0,01 W_k = \bar{u}_k = \frac{1}{F} \frac{K i_m W_0}{100} = u_{п.к} + \frac{1}{100} \frac{K i_m W_0}{100} \quad (5-1-1)$$

Критерий  $K i_m$  пропорционален отношению интенсивности сушки к коэффициенту диффузии влаги  $a_m$ .

С увеличением скорости движения воздуха (при постоянных  $t_c$ ,  $\varphi$ ) интенсивность сушки в первом периоде увеличивается, а коэффициент  $a_m$  мало изменяется (при одинаковой температуре тепла коэффициент остается постоянным). Поэтому повышение скорости движения воздуха увеличивает критическое вла-

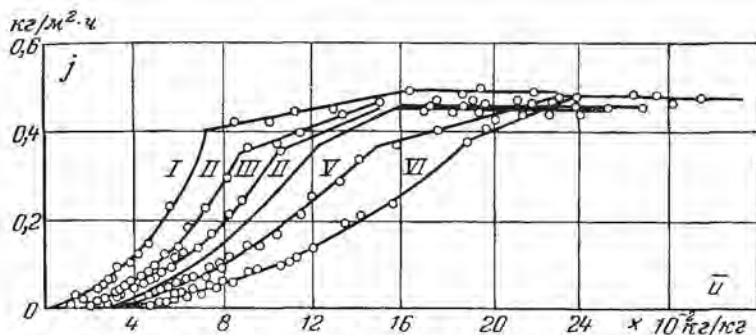


Рис. 5-9. Кривая интенсивности сушки коллоидного капиллярнопористого тела (смесь каолина с кварцевым песком) ( $t_c = 40^\circ \text{C}$ ;  $\varphi = 0,4$ ;  $v = 2,14 \text{ м/сек}$ ).

I — 20% каолина и 80% песка      IV — 60% каолина и 40% песка  
 II — 30% » 70% »      V — 80% » 20% »  
 III — 40% » 60% »      VI — 100% »

госодержание (влагодержание на поверхности для коллоидных тел близко к максимальному гигроскопическому влагодержанию и не изменяется с повышением скорости движения воздуха).

Экспериментальные данные подтверждают этот вывод (табл. 5-1).

Таблица 5-1

Влияние скорости движения воздуха на критическое влагодержание

Материал	Режим сушки			$\bar{u}_k, \text{ кг/кг}$
	$t_c, ^\circ\text{C}$	$\varphi$	$v, \text{ м/сек}$	
Асбест в форме плиты	100	0,040	0	0,30
	100	0,045	0,5	0,38
	100	0,045	1,0	0,41
	100	0,045	1,5	0,42
	100	0,045	2,0	0,48
Каолин	40	0,30	0,5	0,098
	40	0,30	1,01	0,107
	40	0,30	1,49	0,121
	40	0,30	2,15	0,123
	40	0,30	5,15	0,141
	40	0,30	7,10	0,147
Желатин (слой толщины 4 мм)	25,8	0,68	2,0	0,53
	25,8	0,68	3,0	0,67
	25,8	0,68	4,5	0,81
	25,8	0,68	5,5	0,89
	25,8	0,68	6,75	0,97
	25,8	0,68	7,6	1,02
Опилочно-диатомовый кирпич	100	0,05	0,75	0,715
	100	0,05	1,5	0,75
	100	0,05	4,0	0,82

Повышение влажности воздуха вызывает уменьшение интенсивности сушки  $j$  и увеличение коэффициента диффузии  $a_m$ .

Последнее объясняется тем, что с повышением влажности воздуха при постоянной его температуре температура тела увеличивается, а следовательно, будет увеличиваться и коэффициент  $a_m$ .

Таким образом, повышение  $\varphi$  вызывает резкое уменьшение критерия  $Ki_m$ . В результате этого повышение  $\varphi$  при  $t_c = \text{const}$  вызывает уменьшение критического влагосодержания, что подтверждается экспериментами (табл. 5-2).

Таблица 5-2

Влияние влажности воздуха на критическое влагосодержание

Материал	Режим сушки			$\bar{u}_k$ , кг/кг
	$t_c$ , °C	$\varphi$	$v$ , м/сек	
Кожа (краснодубная юфть)	30	0,30	0,5	0,79
	30	0,40	0,5	0,71
	30	0,50	0,5	0,68
	30	0,60	0,5	0,63
	30	0,80	0,5	0,61
Глина	35	0,187	2,14	0,201
	35	0,210	2,14	0,163
	35	0,373	2,14	0,152
	35	0,537	2,14	0,143
	35	0,758	2,14	0,110

Повышение температуры воздуха при  $\varphi = \text{const}$  вызывает одновременное увеличение  $j$  и  $a_m$ . Коэффициент  $a_m$  с повышением температуры материала увеличивается при низких температурах медленно, а потом в области высоких температур очень резко. Поэтому отношение  $j/a_m$ , входящее в выражение критерия  $Ki_m$ , вначале (область низких температур) увеличивается с повышением  $t$ , а потом уменьшается. В результате этого критическое влагосодержание с повышением температуры воздуха изменяется по некоторой кривой, имеющей максимум (влагосодержание на поверхности тела  $u_{п.к}$  с повышением  $t_c$  изменяется незначительно по сравнению с изменением  $j/a_m$ ). Экспериментальные данные, приведенные в табл. 5-3, подтверждают этот вывод.

Таким образом, изменение режимных параметров ( $t_c$ ,  $\varphi$ ,  $v$ ) влияет на первое критическое влагосодержание  $W_{к.1}$  так: с повышением скорости движения воздуха  $v$  при  $\varphi = \text{const}$ ,  $t_c = \text{const}$  первое критическое влагосодержание увеличивается [см. кривую  $W_{к.1} = f(v)$  на рис. 5-10], с увеличением относительной влажности

## Влияние температуры воздуха на критическое влагосодержание

Материал	Режим сушки			$\bar{w}_k$ , кг/кг
	$t_c$ , °C	$\varphi$	$v$ , м/сек	
Опилочно-диатомовый кирпич ( $1,2 \times 2,4 \times 4,8$ см)	60	0,081	0,0	0,25
	80	0,049	0,0	0,44
	100	0,030	0,0	0,53
	150	0,063	0,0	0,44
Опилочно-диатомовый кирпич (стандартный) . . . . .	100	0,050	3,0	0,72
	117	0,077	3,0	0,86
	138	0,084	3,0	0,60
Каолин	15	0,37	2,14	0,152
	25	0,37	2,14	0,161
	35	0,37	2,14	0,177
	45	0,37	2,14	0,186
Глина (Нижние Котлы)	60	0,10	0,0	0,185
	75	0,07	0,0	0,170
	85	0,07	0,0	0,140
	92	0,06	0,0	0,130

воздуха  $\varphi$   $W_{к1}$  уменьшается [см. кривую  $W_{к1} = f_2(\varphi)$ ] и с увеличением температуры воздуха  $t_c$  при  $\varphi = \text{const}$ ,  $v = \text{const}$  кривая  $W_{к1} = f_3(t_c)$  имеет максимум (рис. 5-10).

Приведенные выше закономерности изменения критического влагосодержания от режима сушки имеют место при малых интенсивностях, когда справедливо соотношение (5-1-1). В области высоких интенсивностей механизм тепло- и массообмена видоизменяется и критическое влагосодержание в основном определяется начальным влагосодержанием. В этом случае влагосодержание  $W_0$  в соотношении (5-1-1) является основным параметром, определяющим величину критического влагосодержания  $W_{к1}$  ( $W_{к1}$  будет функцией начального влагосодержания и режима сушки).

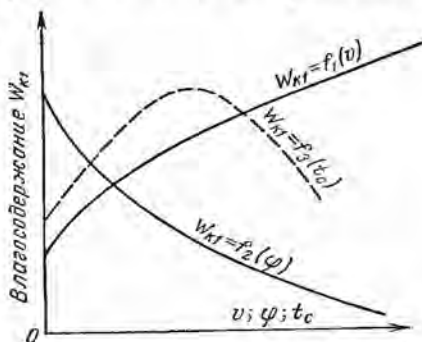


Рис. 5-10. Влияние температуры, относительной влажности и скорости движения воздуха на первую критическую влажность материала.

Приведенное критическое влажностное содержание является основной характеристикой технологических свойств материала, которая определяет величину коэффициента сушки и начало периода падающей скорости в приведенной кривой скорости сушки.

Величина приведенного критического влажностного содержания может быть определена по кривой скорости сушки или по значению относительного коэффициента сушки  $K$ , т. е.

$$W_{к.п} = \frac{N}{K} + W_p = \frac{1}{\kappa} + W_p. \quad (5-1-2)$$

Приведенное критическое влажностное содержание также зависит от режима сушки, но изменяется в сравнительно небольших пределах.

Таблица 5-4

Приведенное критическое влажностное содержание некоторых материалов

Материал	Режим сушки			$W_{к.п.} \%$
	$t_c, ^\circ\text{C}$	$\varphi, \%$	$v, \text{м/сек}$	
Опилочно-диатомовый кирпич	100	5,0	3,0	88
	117	7,7	3,0	68
	138	8,4	3,0	81
	100	5,0	1,5	72
	100	5,0	3,2	86
	100	5,0	4,0	83
	80	9,0	0,9	60
	80	21,0	0,8	59
	80	40,0	0,8	61
	72	11,0	0,7	53
Пенодиатомовый кирпич	72	11,0	1,8	55
	80	11,0	0,9	58
	80	23,0	0,9	59
	80	43,0	0,9	60

В табл. 5-4 даны значения приведенного критического влажностного содержания для диатомовых кирпичей.

Из табл. 5-5 видно, что относительная влажность воздуха почти не влияет на  $W_{к.п.}$ . Повышение температуры воздуха уменьшает величину приведенного критического влажностного содержания. Такая зависимость  $W_{к.п.}$  от режима сушки позволяет с достаточной точностью для инженерных расчетов пользоваться формулой (2-5-32) в случае непрерывного изменения  $t_c$  и  $\varphi$  (переменный режим сушки).



Обработка около 70 опытов по сушке кожи показала, что приведенное критическое влагосодержание в интервале температур 30—50° С и относительной влажности  $\varphi = 30 \div 60\%$  при постоянной скорости движения воздуха почти не изменяется. Только при повышении температуры свыше 60° С  $W_{к.п}$  начинает уменьшаться.

В табл. 5-5 даны значения приведенного критического влагосодержания.

Таблица 5-5

Среднее значение приведенного критического влагосодержания кож

Вид кожи	Режим сушки			$W_{к.п}, \%$
	$t_c, ^\circ\text{C}$	$\varphi, \%$	$v, \text{м/сек}$	
Рантовая подошва . . . . .	30—60	35—80	0,5—1,0	62
Винтовая подошва . . . . .	25—40	40—60	0,5—1,0	76
Стелечный полувал . . . . .	40—60	30—60	0,5	59
	40—60	30—60	1,0	62
	40—60	30—80	3,0	96
	30—60	30—60	0,5	58
Краснодубная юфта . . . . .	30—60	30—60	1,0	61
	30—60	30—60	3,0	62

### Влияние направления потока воздуха и излучения на скорость сушки

На скорость сушки влияет не только величина скорости движения воздуха, но и направление потока по отношению к сушиму материалу. Экспериментальное исследование сушки глины в форме пластины размером 5×8×2 см показало, что направление потока заметно влияет только в первый период сушки и почти не влияет к концу процесса. Эксперименты ставились следующим образом: все поверхности пластины, за исключением одной, покрывались теплоизоляцией так, что испарение влаги происходило только с одной поверхности. Пластина располагалась под различными углами по отношению к потоку воздуха, а именно под углом 180, 90, 45 и 0° (при угле наклона в 0° поток воздуха ударял в сторону, противоположную по отношению к поверхности испарения).

Результаты одного из экспериментов по сушке каолина ( $t_c = 30^\circ\text{C}$ ,  $\varphi = 30\%$ ,  $v = 4 \text{ м/сек}$ ) приведены на рис. 5-11 в виде кривых скорости сушки.

Из рис. 5-11 видно, что направление потока воздуха влияет на скорость сушки в периоде постоянной скорости и в первой зоне периода падающей скорости, начиная со второй критической точки; направление потока не оказывает влияния на скорость сушки.

Этот рисунок показывает, что скорость сушки при направлении потока в  $90^\circ$  (поток воздуха идет вдоль поверхности испарения) очень мало отличается от скорости сушки при угле наклона  $45^\circ$  в периоде постоянной скорости.

Это объясняется увеличением температуры поверхности испарения за счет более усиленного притока тепла через экранируемую поверхность. Отношение скорости сушки при крайних положениях равно 1,52, а между положениями  $180^\circ$  (поток перпендикулярен поверхности испарения) и  $90^\circ$  (поток параллелен поверхности испарения) это отношение равно 1,1. Здесь также сказывается влияние экранированных поверхностей.

На скорость сушки влияет также тепловое излучение от окружающих предметов. Часть тепла в этом случае передается в виде

$g/\text{см}^2 \cdot \text{ч}$

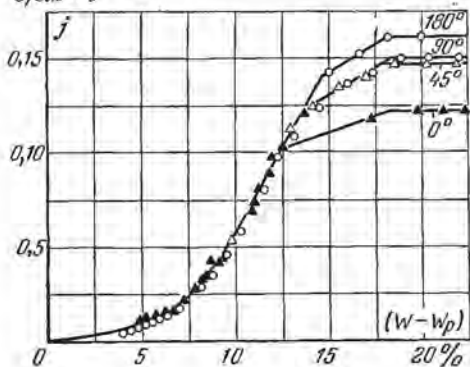


Рис. 5-11. Влияние направления потока воздуха на интенсивность  $j$  сушки глины [Л. 79].

лучистой энергии от нагретых поверхностей (стенки сушильной установки, калориферы, помещенные внутри сушильной камеры, и т. д.). Влияние излучения сказывается заметным образом, когда разница между температурой излучающих поверхностей и температурой материала достаточно велика.

Если разница небольшая, то излучением можно пренебречь. Этот дополнительный поток излучаемого тепла действует на скорость сушки так же, как экранированные поверхности,

повышая температуру поверхности материала и тем самым увеличивая скорость сушки.

Скорость сушки в первом периоде с учетом излучения равна:

$$N = \frac{100}{R_{\text{в}p0}} \left[ \frac{\alpha}{r} (t_c - t_{\text{н.м}}) + \frac{C\sigma}{r} (T_{\text{н}}^4 - T_{\text{н.м}}^4) \right], \quad (5-1-3)$$

где  $T_{\text{н}} = t_{\text{н}} + 273^\circ \text{C}$  — температура излучающих поверхностей в градусах абсолютной шкалы температур;  $\sigma$  — коэффициент излучения абсолютно черного тела;  $C$  — постоянная излучения, зависящая от коэффициента лучепоглощения поверхности материала и от характера расположения излучающих поверхностей.

Таким образом, зная основные параметры, характеризующие процесс сушки влажного материала, можно определить длительность сушки, а следовательно, наметить такой режим, при котором длительность сушки будет минимальной.

В производственных условиях материал загружают в сушилку в виде многочисленных образцов, расположенных на близком расстоянии друг от друга. С целью повышения производительности сушки желательно иметь более плотную укладку или завеску листов материала.

Исследованию этого вопроса посвящена работа И. И. Палеева и А. А. Шумилина [Л. 61]. В качестве исследуемого материала был взят алебастр в форме кирпичиков размером  $7,9 \times 3,8 \times 1,9$  см (кирпичик геометрически подобен стандартному). Кирпичик клали на небольшую вагонетку, которая также была подобна производственной.

На вагонетке было три полки, расстояние между ними не изменялось. Количество кирпичиков по ширине полки было разное (16, 18 и 20 шт.), т. е. расстояние между кирпичиками изменялось и было равно 17,5, 12,5 и 8,8 мм. Количество кирпичиков по длине полки было постоянным. Были также проведены опыты с алебастром в форме пластин. В процессе сушки взвешивалась вся вагонетка. Экспериментальные данные, обработанные по методу теории подобия, показали, что скорость сушки не зависит от плотности укладки в тех пределах, которые исследовались. Этот вывод имеет большое практическое значение, так как показывает, что можно применить более плотную укладку, не ухудшая сушки, при поддержании выбранного режима и что, кроме того, экспериментальные данные, полученные для модельных образцов материала в лабораторных условиях, можно использовать для сушки стандартных образцов в производственных условиях.

Остановимся на втором вопросе о влиянии на скорость сушки закрытых для испарения влаги поверхностей материала.

Поверхность образца материала, соприкасающаяся с полкой, является экранированной; количество испаряющейся влаги через эту поверхность ничтожно мало по сравнению с испарением с открытой свободной поверхности материала. Уменьшение скорости сушки происходит непропорционально уменьшению свободной поверхности материала, так как происходит дополнительный приток тепла через экранированные поверхности, что вызывает повышение температуры также и свободной поверхности материала, а следовательно, и скорости сушки.

В качестве иллюстрации приведем следующий расчет. При несимметричном испарении с поверхности неограниченной пластины ее температура определяется по формуле

$$t(x) = t_c - \frac{r}{2\alpha} \left[ (j_1 + j_2) + \frac{x}{R} (j_1 - j_2) \frac{1}{1 + Bi^{-1}} \right], \quad (5-1-4)$$

где  $j_1$  и  $j_2$  — соответственно интенсивности испарения на поверхностях пластины;  $Bi$  — критерий Био;  $2R$  — толщина пластины.

Если интенсивность испарения с обеих поверхностей одинакова ( $j_1 = j_2 = j$ ) и равна интенсивности испарения воды со свободной поверхности, то

$$t(x) = t_c - \frac{r}{\alpha} = t_m. \quad (5-1-5)$$

Например, при сушке пластины из глины ( $2R = 5$  см) при режиме  $t_c = 55^\circ \text{C}$ ,  $\phi = 50\%$ ,  $v = 1$  м/сек температура мокрого термометра равна  $43^\circ \text{C}$  ( $t_m = 43^\circ \text{C}$ )

$$t(x) = 55^\circ - \frac{rj}{\alpha} = t_m = 43^\circ \text{C}. \quad (5-1-6)$$

Следовательно, величина  $rj/\alpha = 12^\circ \text{C}$ .

Предположим, что поверхность пластины влагоизолирована ( $j_2 = 0$ ), а на второй поверхности интенсивность сушки равна интенсивности испарения воды со свободной поверхности  $j$  ( $j = j_1$ ). На самом деле интенсивность  $j_1$  будет больше интенсивности испарения воды со свободной поверхности ( $j_1 > j$ ) за счет повышения температуры ее от притока тепла через влагоизолированную поверхность. Однако для ориентировочного расчета примем это предположение. В этом случае температура открытой поверхности будет равна:

$$t(R) = t_c - \frac{rj}{\alpha} \left(1 + \frac{1}{1 + \text{Bi}^{-1}}\right) = 55^\circ \text{C} - 6 \left(1 + \frac{1}{2}\right) = 46^\circ \text{C}, \quad (5-1-7)$$

где критерий  $\text{Bi}$  принят равным единице ( $\text{Bi} = 1$ ). Температура в центре пластины будет равна  $t(0) = 55 - 6 = 49^\circ \text{C}$ , а на влагоизолированной поверхности  $t(-R) = 55 - 3 = 52^\circ \text{C}$ . Интенсивность испарения  $j$  равна:

$$j = \frac{\alpha}{r} (t_c - t_n). \quad (5-1-8)$$

В нашем случае интенсивность сушки без экранирования равна  $j = \frac{\alpha}{r} (55 - 43)$ , а при экранировании  $j_s = \frac{\alpha}{r} (55 - 46)$ . Отношение интенсивностей равно  $j/j_s = 12/9 = 1,3$ .

Следовательно, при уменьшении поверхности испарения в 2 раза интенсивность сушки, а следовательно, и скорость сушки уменьшились в 1,3 раза. При этом предполагается, что интенсивность сушки относится ко всей поверхности пластины, т. е.  $dW/d\tau \sim jF/V$  где  $F$  — поверхность пластины, равная сумме поверхности испарения  $F_m$  и влагоизолированной поверхности  $F_c$  ( $F = F_m + F_c$ ). В действительности это уменьшение будет еще меньше, так как  $F$  будет больше расчетной величины по причинам, указанным выше\*. Так, на рис. 5-12 приведена зависимость между  $j/(t_c - t_n)$  и отношением сухой поверхности  $F_c$  и поверхности испарения. При уве-

\* Если предположить, что  $j_1$  больше  $j$  на 26% ( $j_1/j = 1,26$ ), то температура поверхности испарения  $t(R) = 45,2^\circ \text{C}$ . Тогда отношение  $j/j_s = 12/10,8 = 1,11$ , т. е. скорость сушки уменьшается примерно на 11%.

личении  $F_c/F_m$  от нуля до единицы, что соответствует нашему примеру, величина  $j/(t_c - t_n)$  увеличилась в 1,24 раза (глина) и 1,35 раза (целлюлоза). Таким образом, ориентировочный расчет дает значения, близкие к экспериментальным.

Этот расчет объясняет причину одинаковой скорости сушки образцов материала при неравномерном обтекании их потоком воздуха или при соприкосновении образцов между собой. В значительно большей степени сказывается на скорости сушки влияние горячих поверхностей при их соприкосновении с влажным материалом.

Обозначим температуру горячих поверхностей через  $t_s$ , тогда распределение температуры по толщине пластины в периоде постоянной скорости сушки будет иметь вид:

$$t(x) = t_s + \left[ (t_c - t_s) - \frac{rj}{\alpha} \right] \frac{x}{l(1 + Bi^{-1})}, \quad (5-1-9)$$

где  $l = 2R$  — толщина пластины;  $Bi = \alpha l / \lambda$  — критерий Био.

Надо отметить, что формула (5-1-9) справедлива при небольших температурах  $t_s$  ( $t_s < t_c$ ), когда теплообмен в основном происходит конвекцией, а испарение жидкости — на поверхности материала. При испарении влаги внутри материала формула (5-1-9) становится непригодной.

## 5-2. ОСНОВНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Основными кинетическими характеристиками процесса сушки влажных материалов являются температурный коэффициент сушки  $B$  и коэффициент сушки  $K$ . Температурный коэффициент сушки  $B$  является функцией влагосодержания и определяется эмпирическими формулами (см. гл. 2). Коэффициент сушки рассчитывается по величине скорости сушки в первом периоде  $N$  и относительному коэффициенту сушки  $\kappa$ , который в первом приближении может быть вычислен по величине начального влагосодержания  $\bar{u}_0$  ( $\kappa = 1,8/\bar{u}_0$ ). Температурный коэффициент сушки  $B$  может быть вычислен по величине критерия Коссовича  $Ko$  и критерия Ребиндера  $Rb$  ( $B = RbKo$ ).

Критерий Ребиндера также определяется по эмпирическим формулам, он в основном зависит от влагосодержания тела. При этом

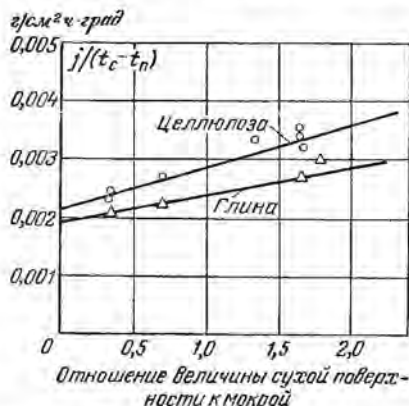


Рис. 5-12. Зависимость между величиной интенсивности сушки, отнесенной к единице мокрой поверхности и к разнице температур  $(t_c - t_n)$ , и отношением величины сухой поверхности к мокрой (по данным Т. К. Шервуда).

надо различать, какая удельная теплоемкость тела входит в критерий Ребиндера. Теплоемкость влажного тела является линейной функцией влагосодержания

$$c = c_0 + c_{ж}\bar{u} = c_0 + 1\bar{u}, \quad (5-2-1)$$

где  $c_0$  и  $c_{ж}$  — удельные теплоемкости абсолютно сухого тела и жидкости ( $c_{ж} = 1$ ).

Поэтому целесообразно при больших влагосодержаниях тела критерий Ребиндера вычислять по отношению к удельной теплоемкости сухого тела ( $Rb_0 = c_0 b/r$ ). В этом случае между критериями  $Rb$  и  $Rb_0$  имеет место соотношение

$$Rb = K_c Rb_0, \quad (5-2-2)$$

где  $K_c$  — параметрический критерий теплоемкости влажного тела; он является линейной функцией влагосодержания тела  $\bar{u}$ ,

$$K_c = 1 + \frac{c_{ж}}{c_0} \bar{u}. \quad (5-2-3)$$

При малых влагосодержаниях тела необходимо учитывать теплоту смачивания  $r_c$ , т. е.  $r = r_{ж} + r_c$ , где  $r_{ж}$  — удельная теплота испарения жидкости.

Критерий Коссовича рассчитывается по величине удельной теплоты испарения  $r$ , удельной теплоемкости тела  $c$  и заданным значениям влагосодержания и температуры тела, например  $\bar{u}_0$  и  $T_c$  (температура окружающей среды).

В основное уравнение кинетики процесса сушки в обобщенных переменных входит критерий влаготеплодиффузии  $Lu$  ( $Lu = a_m/a$ ). Коэффициент диффузии тепла  $a$  (коэффициент температуропроводности) определяется по табличным данным. Коэффициент диффузии влаги во влажном теле  $a_m$  может быть рассчитан по формуле В. П. Журавлевой

$$\frac{a_0}{a_m} = 1 - D\bar{u}, \quad (5-2-4)$$

где

$$a_0 = Ma_{00} \left( \frac{T}{100} \right)^n. \quad (5-2-5)$$

Постоянные  $D$  и  $a_{00}$ , полученные по экспериментальным данным разных исследователей, приведены в табл. 5-6.

Из табл. 5-6 видно, что коэффициент диффузии влаги для капиллярнопористых тел изменяется с температурой тела  $T$  пропорционально  $T^{20}$  ( $n = 20$ ,  $M = 10^{-15}$ ). Постоянная  $D$  для капиллярнопористых тел приблизительно равна:

$$D = 3,5 \frac{p_0}{1000}, \quad (5-2-6)$$

а для коллоидных капиллярнопористых тел

$$D = 2,0 \frac{p_0}{1000}. \quad (5-2-7)$$



Постоянные  $D$  и  $a_{00}$  в формуле для коэффициента диффузии влаги в некоторых материалах\*

Материал	$\rho_0$ , кг/м <sup>3</sup>	$D$	$a_{00}$	Исследователь
Торф низинный . . . . .	216	0,284	—	Н. Н. Бабьев
Асбоцементные плиты . . . . .	320	1,52	8,46	В. И. Дубницкий
Древесина (сосна) . . . . .	490	0,942	—	П. Д. Лебедев
Диатомовые плиты . . . . .	500	2,44	12,1	В. И. Дубницкий
Диатомовая крошка . . . . .	510	1,60	0,50	В. И. Дубницкий
Мука пшеничная . . . . .	950	4,55	2,68	А. В. Лыков
Пшеничное тесто . . . . .	1050	2,24	—	А. В. Лыков
Кварцевый песок . . . . .	1307	4,60	43,87	А. В. Лыков
Каолин . . . . .	1705	3,62	—	А. В. Лыков
Керамическая масса . . . . .	1732	13,6	—	Я. М. Минниович
Пористая шамотная керамика . . . . .	1684	5,1	0,32	В. П. Журавлева
То же . . . . .	1770	5,4	0,42	В. П. Журавлева
То же . . . . .	1846	5,65	0,64	В. П. Журавлева
Автоклавный бетон . . . . .	400	1,67	6,11	В. И. Дубницкий

\* Данные по коэффициенту диффузии влаги для коллоидных капиллярно-пористых тел приведены в гл. 10.

Таким образом, коэффициент диффузии влаги  $a_m$  в первом приближении может быть определен для данного материала в зависимости от влагосодержания тела и его температуры. В большинстве случаев при сушке конвекцией в области низких температур критерий Поснова — величина незначительная. Однако если термодиффузией влаги пренебречь нельзя, тогда необходимо определить относительный коэффициент термодиффузии влаги  $\delta$  ( $\delta = a_m^T/a_m$ ).

Указанных выше критериев достаточно для расчета кинетики процесса сушки тела и его температуры в периоде падающей скорости сушки. В периоде постоянной скорости сушки интенсивности теплообмена  $q$  (ккал/м<sup>2</sup>·ч) и влагообмена  $j$  (кг/м<sup>2</sup>·ч) определяются по известным формулам внешнего тепло- и массообмена. При этом между  $q$  и  $j$  существует простая взаимосвязь ( $q = rj$ ).

### 5.3. СУШКА КОЛЛОИДНЫХ ТЕЛ

Типичным коллоидным телом является желатин. Представляет интерес метод сушки, разработанный в сушильной лаборатории НИКФИ. Сущность этого метода состоит в том, что студень желатина разрезается на отдельные частицы в форме кубиков (10×10×10 мм) или цилиндров (высота 20, диаметр 7 мм), которые вначале сушатся в неподвижном слое до влагосодержания 3,5 кг/кг. Затем слой приводится в псевдооживленное состояние, и сушка продолжается до кондиционного влагосодержания. Сушка с самого начала в псевдооживленном состоянии невозможна из-за слипания отдельных частиц желатина, начальное влагосодержание которого

достигает 7—8 кг/кг. Ниже мы приведем краткие результаты работы Е. О. Розенталя [Л. 74] по сушке частиц желатина комбинированным методом (сушка в неподвижном слое до влагосодержания 3,5 кг/кг и последующая сушка в псевдоожигенном состоянии). Объем частиц желатина уменьшается в процессе сушки в несколько раз в зависимости от начального влагосодержания. Относительный объем (по отношению к первоначальному объему) изменяется с уменьшением влагосодержания частиц желатина по линейному закону. Коэффициент объемной усадки примерно равен 0,6.

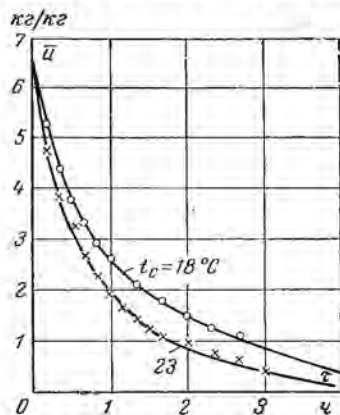


Рис. 5-13. Кривые сушки частиц желатина. Влияние температуры воздуха.

Влияние режима сушки (температуры и влажности воздуха) на кинетику процесса сушки частиц желатина показано на рис. 5-13 и 5-14, из которых видно, что наибольшее влияние температура и влажность воздуха оказывают на второй стадии процесса сушки, когда частицы желатина сушатся в псевдоожигенном состоянии (начиная с влагосодержания 3,5 кг/кг).

Кривые сушки не имеют прямолинейного участка, но это не означает, что период постоянной скорости отсутствует.

Если учесть изменение объема частиц, а следовательно, и их поверхности, то мы получим по кривой сушки значительный участок линейного изменения влагосодержания с течением времени, что указывает на постоянную скорость сушки. Наличие периода постоянной скорости подтверждает характер температурных кривых. На рис. 5-15 приведены кривые изменения температуры воздуха и частиц желатина с течением времени в слое при начальном влагосодержании 0,667 кг/кг. Там же нанесено изменение температуры входящего воздуха ( $t_c$ ) и температуры адиабатического насыщения его ( $t_m$ ) с течением времени.

Из рис. 5-16 видно, что температура частиц желатина равна температуре мокрого термометра, температура воздуха в слое также при-

Рис. 5-14. Кривые сушки частиц желатина. Влияние влажности воздуха.

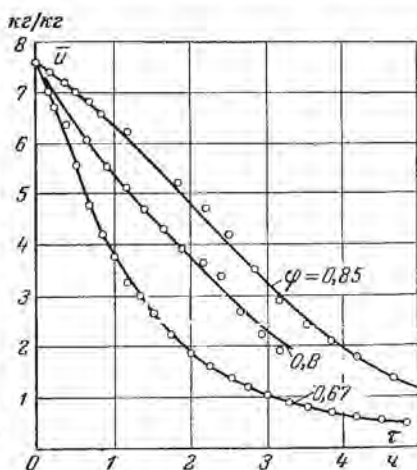


Рис. 5-14. Кривые сушки частиц желатина. Влияние влажности воздуха.

мерно равна температуре частиц. Следовательно, тепло- и массообмен в псевдооживленном состоянии происходит достаточно интенсивно, так что воздух является практически полностью насыщен-

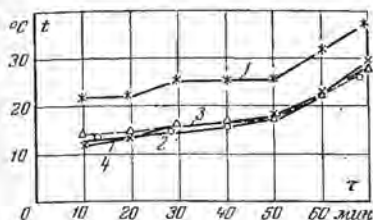


Рис. 5-15. Кривые изменения температуры в псевдооживленном состоянии (третий участок слоя по высоте  $\bar{n} = 0,667$ ).

\* — температура входящего воздуха;  
o — температура адиабатического насыщения воздуха;  $\Delta$  — температура материала;  $\times$  — температура воздуха в слое.

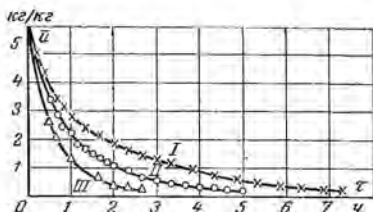


Рис. 5-16. Влияние размера частиц на процесс сушки.

I —  $10 \times 10 \times 10$  мм ( $d_B = 12,99$  мм);  
II —  $8 \times 8 \times 8$  мм ( $d_B = 9,88$ ); III —  
 $5 \times 5 \times 5$  мм ( $d_B = 6,22$  мм).

ным водяными парами. Такие же результаты были получены И. М. Федоровым при сушке зерна.

Длительность сушки в псевдооживленном состоянии зависит от размеров частиц (рис. 5-16). Нагрузка на единицу поверхности слоя оказывает влияние в первой стадии процесса, когда сушка происходит в неподвижном слое. При сушке в псевдооживленном состоянии нагрузка в меньшей степени влияет на длительность сушки, что объясняется энергичным перемешиванием частиц в этой стадии (рис. 5-17). Аналогично влиянию размеров частиц на кинетику процесса сушки действует увеличение длины цилиндров (рис. 5-18).

При сушке в неподвижном слое длина цилиндра не влияет на скорость сушки (кривые сушки совпадают) и оказывает заметное влияние при сушке в псевдооживленном состоянии.

Длинные цилиндры сохнут более медленно по сравнению с короткими цилиндрами. Это можно объяснить вращением частиц в псевдооживленном состоянии вокруг некоторой оси. Длинные цилиндры вращаются медленнее по сравнению с короткими, поэтому последние сохнут быстрее.

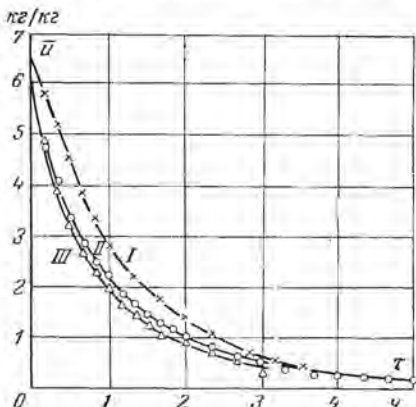


Рис. 5-17. Влияние нагрузки слоя.

I — нагрузка  $72$  кг/м<sup>2</sup>,  $d_B = 8,35$  мм;  
II — нагрузка  $36$  кг/м<sup>2</sup>,  $d_B = 9,88$  мм;  
III — нагрузка  $24$  кг/м<sup>2</sup>,  $d_B = 9,14$  мм.

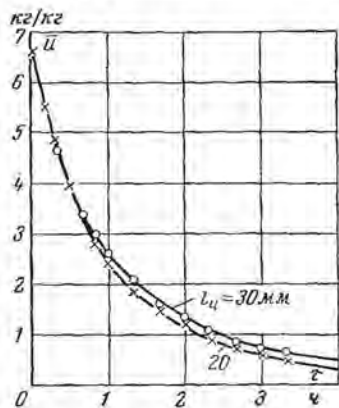
Некоторое влияние на скорость сушки оказывает также торцовый эффект.

Вращение частиц способствует равномерному тепло- и массообмену в псевдооживленном слое, поэтому температура воздуха на различных участках по высоте слоя практически одинакова (рис. 5-19). Только участок слоя, прилегающий к сетке, имеет несколько повышенную температуру в результате влияния сетки на скорость перемешивания частиц (сетка препятствует свободному перемешиванию частиц).

В результате обработки экспериментальных материалов Е. О. Розенталя предлагает следующее соотношение для теплового числа Нуссельта при сушке частиц желатина в неподвижном слое:

$$Nu = 0,005 Re^{1,325} Gu^{0,14} Pr^{0,33} \quad (5-3-1)$$

Рис. 5-18. Влияние длины цилиндров при сушке частиц желатина,  $t_c = 23^\circ C$ , высота слоя 6 мм, диаметр 7 мм.



При этом необходимо отметить, что все экспериментальные точки, соответствующие сушке частиц в форме кубиков, цилиндров, полуцилиндров, достаточно хорошо располагаются на единой кривой.

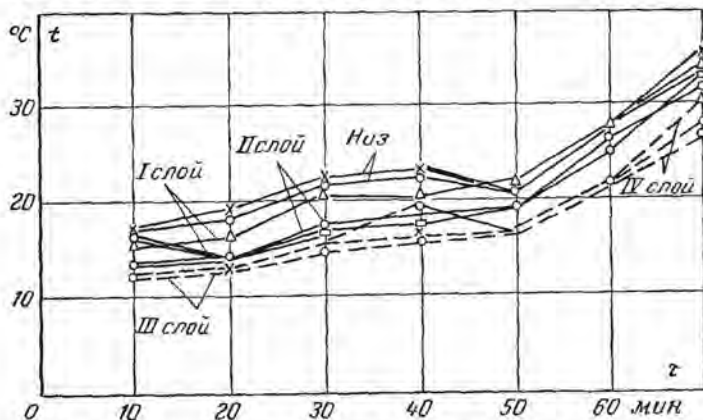


Рис. 5-19. Распределение температуры по высоте слоя в зависимости от времени сушки.

Таким образом, при условиях, имевших место в проведенных опытах, форма частиц не влияет на величину коэффициента теплообмена. При сушке в псевдооживленном состоянии в периоде постоянной скорости сушки для теплового числа Нуссельта были получены сле-

дующие эмпирические приближенные соотношения:

$$Nu = 1,44 \cdot 10^{-4} Re^{1,667}; \quad (5-3-2)$$

$$Nu = 0,84 \cdot 10^{-2} Fe^{1,6}, \quad (5-3-3)$$

где  $Fe$  — критерий Федорова.

Характерные размеры частиц желатина принимались условно равными начальным размерам частиц.

Относительный коэффициент сушки частиц желатина в псевдооживленном состоянии равен 0,28, а при сушке желатина в форме плиток (галерт)  $\kappa = 0,22$ , т. е. эти величины близки друг к другу.

Псевдооживленный слой частиц материала по своим физическим свойствам близок к жидкостному состоянию вещества, и, в частности, движение псевдооживленного слоя в первом приближении описывается законами гидродинамики.

Исходя из этого, можно организовать процесс сушки зернистого материала в псевдооживленном состоянии при непрерывном движении его. С этой целью в камерах (рюмках) необходимо установить перегородки, разделяющие камеру на две части. Это необходимо сделать, чтобы создать разность концентраций частиц материала по направлению движения. Перегородка в камере не доходит до дна (сетки), так что частицы материала непрерывным потоком движутся из одной камеры в другую. Скорость движения частиц регулируется подачей материала и высотой щели между сеткой и перегородкой (перегородка является своеобразным шибером при движении псевдооживленного зернистого материала), а градиент концентрации частиц в объеме является аналогом градиента общего давления.

Длительность сушки регулируется скоростью движения и количеством камер. Согласно технологии сушки пищевых продуктов и материалов химической промышленности необходимо переменное воздействие нагретого и сравнительно холодного воздуха на сушимый материал. Этот технологический принцип легко можно осуществить в данной схеме. В нечетные камеры подается газ с высоким потенциалом (горячие газы), а в четные камеры — газ с низким потенциалом (холодные газы). Такой прием теплового воздействия дает наилучшие технологические свойства высушенного материала.

#### 5.4. СУШКА ПЕРЕГРЕТЫМ ПАРОМ

В производстве некоторых материалов применяется нагревание влажного материала насыщенным или перегретым водяным паром, в процессе которого одновременно происходит его сушка.

Одно из первых исследований по нагреванию и сушке материалов в среде перегретого пара, которое посвящено изучению тепло- и массообмена, принадлежит И. М. Федорову [Л. 82].

На рис. 5-20 приведены кривые сушки целлюлозы при удалении из нее влаги с помощью двух теплоносителей — перегретого пара и воздуха. Видно, что скорость сушки воздухом на всем протяжении

процесса больше или примерно одинакова по сравнению со скоростью сушки перегретым паром при одинаковых температурах обоих теплоносителей. Эта разница в скоростях сглаживается при переходе к более высоким температурам, что объясняется уменьшением отношения  $(t_b - t_m)/(t_n - 100)$  с повышением температуры теплоносителя ( $t_b$ ,  $t_n$ ,  $t_m$  — соответственно температуры воздуха, пара и материала).

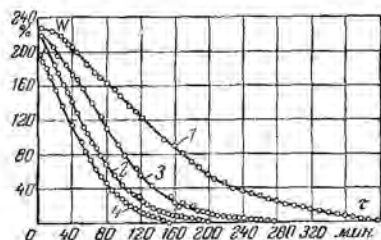


Рис. 5-20. Кривые сушки целлюлозы при сушке перегретым паром и воздухом.

1 — перегретый пар, 150° С; 2 — то же 200° С; 3 — воздух, 150° С; 4 — то же 200° С.

Температурные кривые, приведенные на рис. 5-21, показывают, что при сушке перегретым паром ( $t_c = 150^\circ \text{С}$ ) температуры поверхности и центра образца одинаковы и равны примерно 100° С на протяжении всего периода постоянной скорости (при удалении от 220 до 80% влаги). В периоде падающей скорости сушки внутри тела возникает перепад температуры, который вначале увеличивается, достигая максимума, а затем уменьшается, постепенно приближаясь к нулю в конце процесса сушки. В случае сушки нагретым воздухом при той же температуре 150° С наблюдается аналогичная закономерность, однако температура тела в периоде постоянной скорости сушки равна примерно 70° С. Следовательно, при сушке перегретым паром температура тела в процессе сушки выше, что способствует более интенсивному переносу влаги внутри тела.

Из кривых распределения влагосодержания внутри тела при обоих способах сушки (рис. 5-22) можно сделать следующие выводы. При сушке воздухом градиент влагосодержания в периоде постоянной скорости практически равен нулю, в периоде падающей скорости он сначала увеличивается и затем, достигнув максимума, постепенно уменьшается. Кривые распределения влагосодержания по форме близки к параболам. При сушке перегретым паром (рис. 5-22, б) влагосодержание на поверхности тела в периоде прогрева, как и следовало ожидать, больше, чем в центре, в результате конденсации пара на холодной поверхности тела в периоде подогрева. Явление конденсации можно проследить по кривым сушки (рис. 5-20), где оно сказывается на увеличении среднего влагосодержания тела с течением времени в первом периоде сушки.

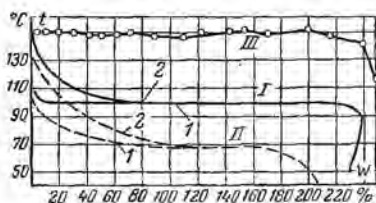


Рис. 5-21. Зависимость между температурой и влагосодержанием шарика из целлюлозы при сушке перегретым паром (I) и воздухом (II) для центра (I) и поверхности (2) шарика (III — температура перегретого пара).



По мере удаления влаги разность влагосодержаний на поверхности и в центре тела уменьшается, и в периоде падающей скорости кривые распределения влагосодержания имеют такой же вид, как и при сушке воздухом.

При сушке перегретым паром с предварительным подогревом (рис. 5-22, б) явления конденсации устраняются и кривые распределения влагосодержания становятся аналогичными кривым при сушке воздухом.

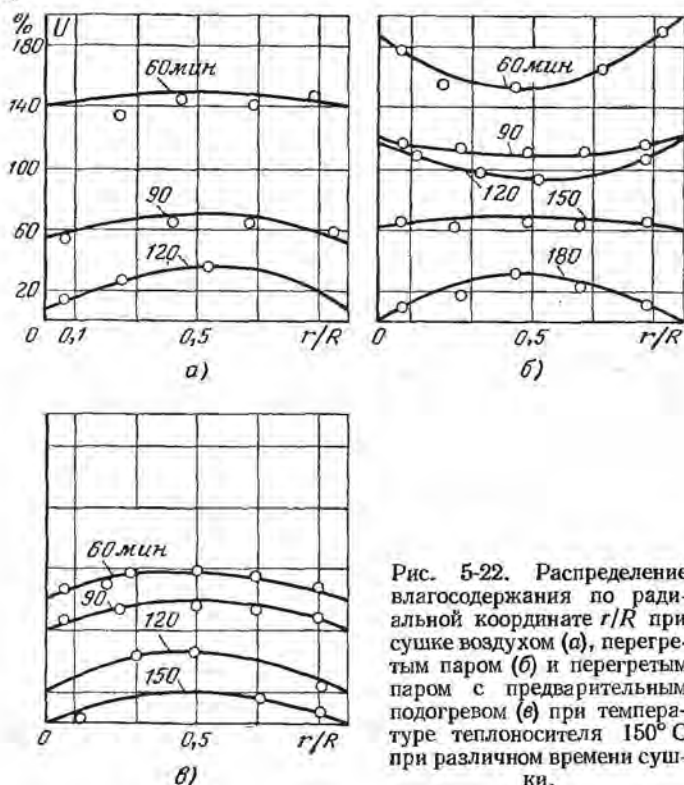


Рис. 5-22. Распределение влагосодержания по радиальной координате  $r/R$  при сушке воздухом (а), перегретым паром (б) и перегретым паром с предварительным подогревом (в) при температуре теплоносителя  $150^{\circ}\text{C}$  при различном времени сушки.

На рис. 5-23 показано изменение величины  $\alpha$  в процессе сушки. Коэффициент  $\alpha$  подсчитывался по формуле

$$\alpha = \frac{1}{t_r - t_m} \frac{d\bar{u}}{dr} \rho_0 R_v \left[ r_i + (c_0 + \bar{u}) \frac{d\bar{t}}{dr} \right], \quad (5-4-1)$$

где  $t_r$  и  $t_m$  — соответственно температура теплоносителя и материала;  $r_i$  — разность энтальпий пара в теплоносителе и влаге при средней температуре тела \*,

$$r_i = 595 + 0,46t_r - \bar{t}. \quad (5-4-2)$$

\* В данной работе И. М. Федорова в величину коэффициента  $\alpha$  включено тепло, затраченное на нагревание пара от температуры материала до температуры теплоносителя.

Температура материала  $t_m$  принималась равной температуре поверхности (кривые 1 и 2) и центра тела (кривые 3 и 4).

Из рис. 5-23 видно, что коэффициенты теплообмена при сушке воздухом и перегретым паром в периоде постоянной скорости приблизительно одинаковы и для выбранных условий опытов равны 21—25 ккал/м<sup>2</sup>·ч·град. Равенство коэффициентов теплообмена соответствует теоретическим предположениям, так как при теплообмене свободной конвекцией и лучеиспусканием, как это было в данных экспериментах, отношение коэффициентов должно быть несколько меньше 1,1. При температуре 200° С коэффициенты теплообмена в среднем на 7—10% выше, чем при температуре 150° С. Необходимо отметить, что экспериментальные значения коэффици-

ккал/м<sup>2</sup>·ч·град

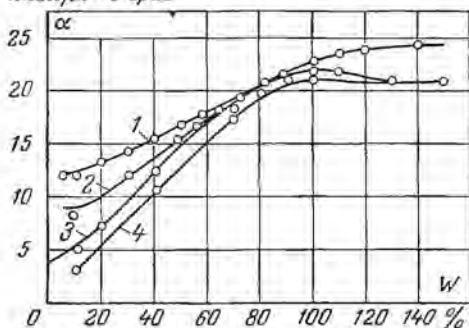


Рис. 5-23. Изменение коэффициента теплообмена от влагосодержания при сушке перегретым паром (1, 2) и воздухом (3, 4), температура теплоносителя 150° С.

ентов теплообмена для воздуха и перегретого пара совпадают с вычисленными по известным формулам для теплообмена в условиях свободной конвекции с учетом добавочного тепла лучеиспусканием от стенок аппарата.

Коэффициенты теплообмена, отнесенные к разности температур между теплоносителем и поверхностью тела  $\alpha_n$ , как и к разности температур между теплоносителем и центром тела  $\alpha_{ц}$ , уменьшаются после критической точки с

понижением влагосодержания (рис. 5-23). Коэффициент  $\alpha_{ц}$  уменьшается более резко, чем  $\alpha_n$ , составляя при малых влагосодержаниях всего около 50%  $\alpha_n$ . Это объясняется дополнительным сопротивлением, которое оказывает слой тела подводу тепла, идущего на нагревание тела и внутреннее испарение влаги. Уменьшение величины  $\alpha_n$ , которая при среднем влагосодержании 15% составляет всего 40—50% коэффициента теплообмена в периоде постоянной скорости сушки, объясняется следующими причинами:

а) понижением коэффициента теплообмена конвекцией по мере уменьшения разности температур между теплоносителем и телом, например при уменьшении разности температур от 100 до 10° С коэффициент теплообмена уменьшается в  $\sqrt[4]{\frac{100}{10}} = 1,77$  раза;

б) понижением теплообмена лучеиспусканием; теплообмен отнесен к разности температур между теплоносителем и телом ( $t_t - t_m$ ), так как при температуре стенок  $t_{ст}$  более низкой, чем температура

теплоносителя, эта величина \*

$$\alpha'_n = \alpha_n \frac{t_{ст} - t_m}{t_\tau - t_m} \quad (5-4-3)$$

Например, при  $t_\tau = 150^\circ \text{C}$ ,  $t_{ст} = 140^\circ \text{C}$  и при температуре тела 100, 120,  $130^\circ \text{C}$  отношение  $\alpha'_n/\alpha_n$  соответственно равно 0,8, 0,66 и 0,5.

В последнее время был проведен ряд исследований по сушке перегретым паром, результаты обобщены в монографии Ю. А. Михайлова [Л. 53]. Проведенные Ю. А. Михайловым исследования по сушке торфа перегретым паром показали, что вначале на кривых сушки  $\bar{u} = f(\tau)$  наблюдается участок, где влагосодержание увеличивается с течением времени. Эти особенности периода прогрева объясняются конденсацией пара. Время периода прогрева увеличивается с повышением начального влагосодержания. Например, при  $W_0 = 175\%$  время периода прогрева  $\tau_n = 3 \text{ мин}$ , при  $W_0 = 324\%$   $\tau_n = 6,2 \text{ мин}$ .

С увеличением начального влагосодержания увеличивается и прирост влагосодержания за период прогрева. Период постоянной скорости сушки протекает при температуре, соответствующей температуре насыщения (кипения). При повышении давления температура увеличивается. При неизменности режимных параметров темп изменения ее постоянен. Например, для торфа ( $p = 4,9 \text{ ат}$ ) удельный прирост температуры при  $t_c = 250^\circ \text{C}$  равен  $2,5 \text{ град/(кг/кг)}$ , а при  $450^\circ \text{C}$  —  $12,3 \text{ град/(кг/кг)}$ .

Механизм переноса влаги при сушке перегретым паром существенно не отличается от механизма влагопереноса при сушке нагретым воздухом. Основной движущей силой влагопереноса является градиент общего давления.

Интенсивность сушки торфа (рис. 5-24) в периоде постоянной скорости увеличивается с уменьшением влагосодержания, поскольку парообразование с повышением температуры распространяется на все увеличивающуюся массу тела, на весь его объем. Процесс сушки постепенно превращается в процесс выпаривания жидкости из тела. Расположение зоны испарения можно приближенно определить по температурным кривым. Однако этот метод дает недостаточно точные данные при сушке перегретым паром, так как испарение жидкости, как уже отмечалось, происходит не только в зоне испарения, но и во всей массе тела. В силу этого кривые  $\xi = f(\tau)$  не имеют прямолинейного участка. Увеличение перегрева пара повышает скорость углубления зоны испарения ( $d\xi/d\tau$ ). Изменение температуры пара от  $200$  до  $450^\circ \text{C}$  при  $p = 0,98 \text{ ат}$  увеличивает скорость углубления зоны испарения в торфе в 4 раза, при  $p = 4,9 \text{ ат}$  — в 4,56 раза.

\* Необходимо иметь в виду, что коэффициент  $\alpha$  определен как суммарный коэффициент теплообмена, равный коэффициенту теплообмена конвекцией и лучеиспусканием.

Интенсивный прогрев влажного тела приводит к появлению избыточного общего давления. Например, при сушке перегретым паром низинного торфа избыточное давление в образце достигает

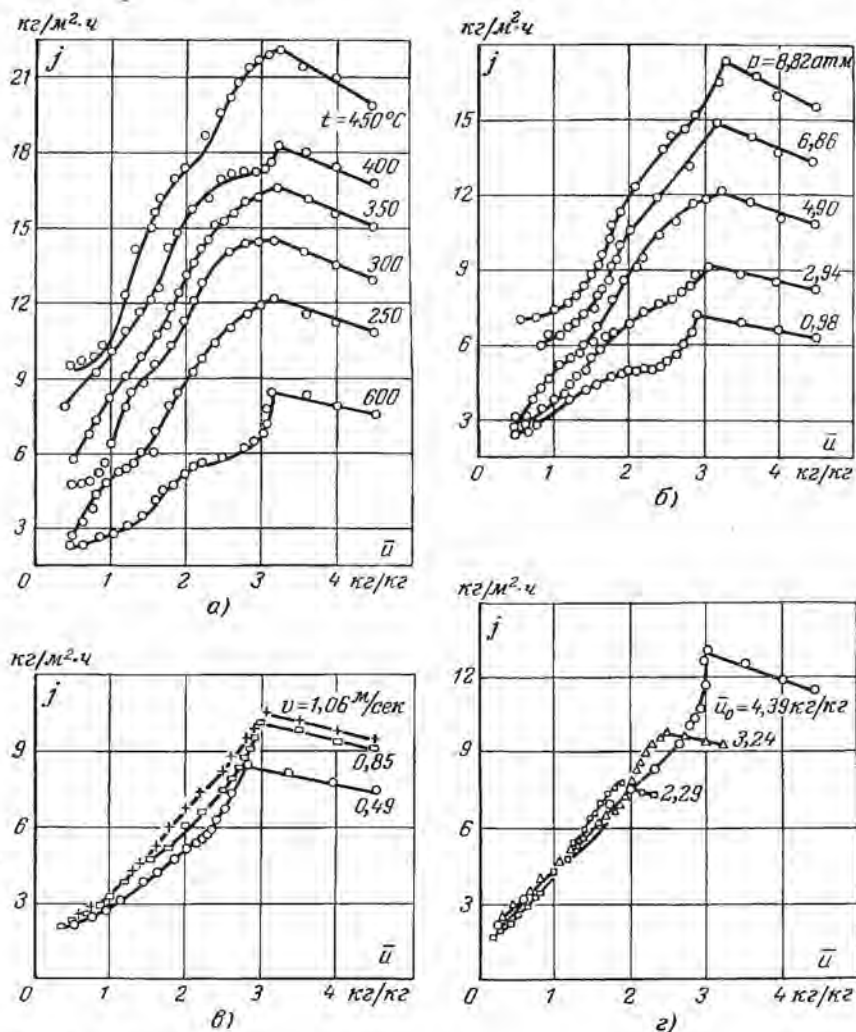


Рис. 5-24. Зависимость интенсивности сушки торфа в среде перегретого пара от режима сушки.

а — температура перегретого пара  $t$ ; б — давление  $p$ ; в — скорость  $v$ ; г — начальное влагосодержание  $\bar{u}_0$ .

57 мм вод. ст., при сушке древесины влажным воздухом — 400 мм вод. ст., а при сушке трубчатой фибры в расплавленном парафине —  $19 \cdot 10^2$  мм вод. ст.

Несмотря на использование различных способов и агентов сушки (перегретый водяной пар, воздух, жидкие среды), общий характер изменения полей давления один и тот же. На основе аналитического решения, приведенного в гл. 3 для случая интенсивной сушки,

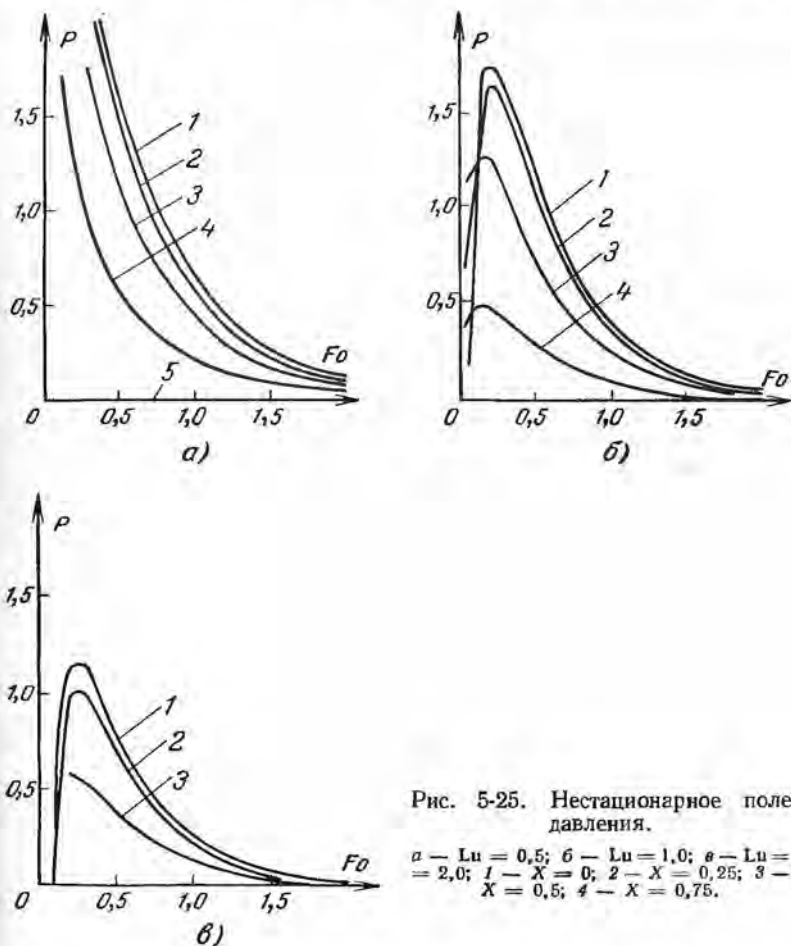


Рис. 5-25. Нестационарное поле давления.

*a* —  $Lu = 0,5$ ; *б* —  $Lu = 1,0$ ; *в* —  $Lu = 2,0$ ; 1 —  $X = 0$ ; 2 —  $X = 0,25$ ; 3 —  $X = 0,5$ ; 4 —  $X = 0,75$ .

на рис. 5-26 приведены кривые  $p = f(Fo)$  для разных безразмерных координат (от  $X = 0,0$  до  $X = 0,75$ ). Из рис. 5-25 видно, что кривые  $p = f(Fo)$  имеют максимум, в результате чего в начале процесса сушки кривые распределения давления  $p = f(X)$  имеют два максимума и один минимум (рис. 5-26). По мере сушки это сложное распределение давления изменяется и кривые  $p = f(X)$  становятся близкими к параболам. Большое влияние на поле давления имеет критерий  $Lu$ .

Чем выше инерционность поля влагосодержания по сравнению с инерционностью поля температур, т. е. чем меньше значение критерия  $Lu$ , тем интенсивнее рост безразмерного давления  $p^*$ , при меньших значениях чисел Фурье достигается его максимум, тем больше абсолютная величина максимума и позднее (при больших  $Fo$ ) происходит его полная релаксация. Причина более раннего формирования максимума давления при малых значениях критерия  $Lu$  скрыта в динамике развития температурного поля. При малых  $Lu$  наблюдается наиболее интенсивное развитие

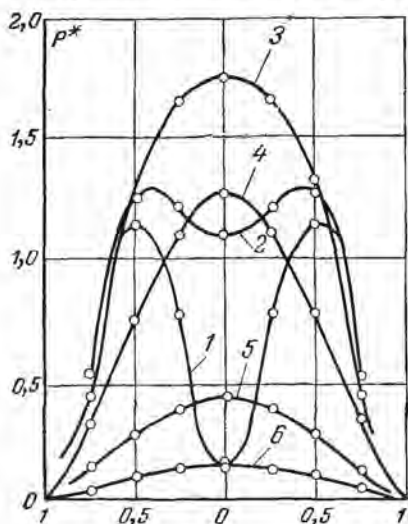


Рис. 5-26. Распределение безразмерного давления в теле.

1 —  $Fo = 0,045$ ; 2 — 0,15; 3 — 0,23; 4 — 0,5; 5 — 1,0; 6 — 1,5.

температурного поля, которое обуславливает быстрый прогрев тела, интенсификацию фазовых превращений, а следовательно, усиленный рост избыточного давления.

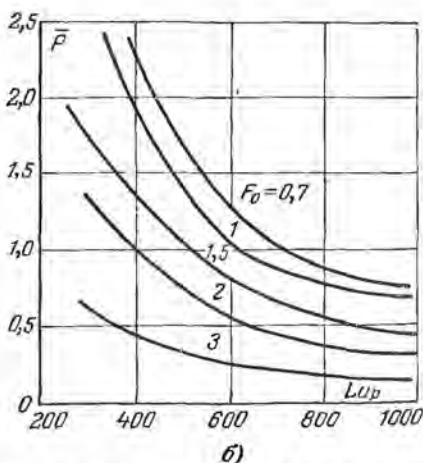
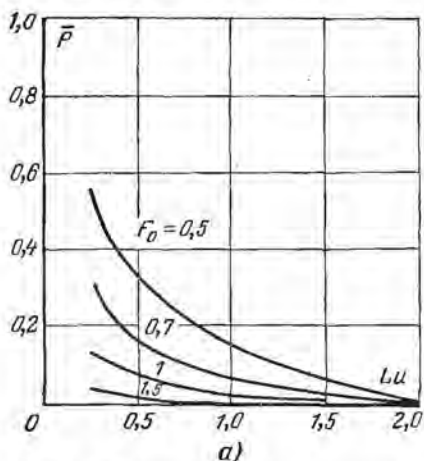


Рис. 5-27. Зависимость безразмерного давления  $\bar{p}$  от критериев  $Lu$  (а) и  $Lu_p$  (б).

Из приведенного анализа следует, что критерий  $Lu$  оказывает существенное влияние на величину давления. Среднее значение этого потенциала, как показывают расчеты, с ростом критерия уменьшается (рис. 5-27). При  $Lu > 1,7$  влияние критерия становится сла-



бым, а при  $Lu > 2,0$  — ничтожным. Несколько иное физическое содержание имеет зависимость безразмерного давления от критерия  $Lu_p$  (рис. 5-27). Поскольку коэффициент конвективной диффузии  $a_p$  значительно больше коэффициента температуропроводности  $a_q$ , критерий  $Lu_p \gg 1$ . Увеличение  $a_p$ , а следовательно, и  $Lu_p$  улучшает условия фильтрации пара через образец и тем самым ускоряет релаксацию поля давлений. Поэтому с увеличением  $Lu_p$  величина избыточного давления уменьшается, при этом наиболее интенсивное изменение наблюдается в интервале значений  $Lu_p = 300 \div 700$ .

Повышение температуры перегретого пара увеличивает интенсивность внутреннего парообразования и тем самым повышает избыточное давление (рис. 5-28). Из рис. 5-28 видно, что избыточное давление возникает в теле, когда его температура значительно меньше  $100^\circ \text{C}$ . При этом чем больше  $t_c$ , тем больше давление. При достижении торфом температуры  $100^\circ \text{C}$  давление резко увеличивается за счет бурного парообразования. Дальнейшее повышение температуры тела не дает интенсивного прироста давления, так как скорость сушки резко уменьшается.

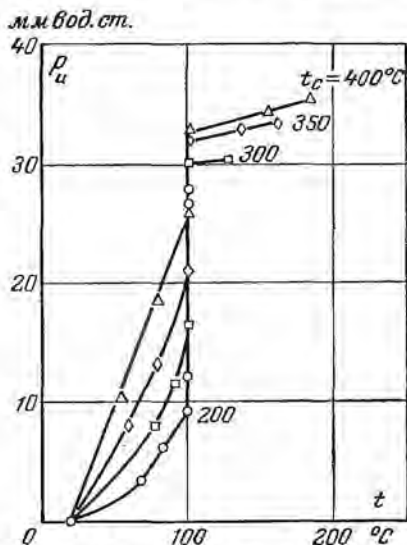


Рис. 5-28. Зависимость избыточного давления  $P_n$  от температуры торфа  $t$  при разных температурах перегретого пара  $t_c$  ( $^\circ\text{C}$ ).

### Тепло- и массообмен в среде перегретого пара

Движущей силой влагообмена при испарении влаги в воздух принято считать разность парциальных давлений между поверхностным слоем и окружающей средой. В среде перегретого водяного пара разность парциальных давлений в обычном понимании отсутствует, поэтому определение движущих сил требует дополнительного обоснования. Можно показать, что молярно-молекулярный массообмен на поверхности тела в общем случае определяется градиентами химического потенциала и общего давления. Первый градиент характеризует в основном молекулярную, а второй — молярную составляющие процесса.

Ограниченность опытных данных позволяет отдельным авторам основывать свои взгляды на весьма отличающихся допущениях и находить им качественное подтверждение в опыте. Так, О. Л. Данилов [Л. 13а] допускает, что массообмен при сушке в неподвижной

среде определяется перепадом химического потенциала между поверхностью тела и теплоносителем. Таким путем ему удастся объяснить значение температуры ( $t_c = 150^\circ \text{C}$ ), когда сушка тонкого нетканого материала в среде перегретого пара начинает превышать скорость сушки в среде воздуха.

Другие исследователи считают основной движущей силой внешнего массопереноса перепад общего давления. Расчеты в этом случае показывают, что необходимая влагопередача может быть обеспечена лишь при условии небольшого перегрева поверхности влажного образца по отношению к температуре насыщения при заданном давлении. Так, согласно этим расчетам перегрев поверхности песка на  $2,3^\circ \text{C}$  обеспечивает необходимую интенсивность сушки при давлении  $6,9 \text{ ат}$  и температуре перегрева  $56^\circ \text{C}$ . Непосредственное измерение температуры подтверждает наличие перегрева поверхности, однако точность опыта не позволяет сделать окончательного вывода. Для тонких образцов коэффициент теплообмена может быть определен по формуле

$$\alpha = \frac{\Delta h}{t_c - t_n} j_1, \quad (5-4-4)$$

где  $t_n$  — температура поверхности образца, близкая к температуре насыщения при соответствующем давлении  $t_n \approx t_s$ ;  $\Delta h$  — разность энтальпий при температурах  $t_c$  и  $t_n$ , равная с большой точностью теплоте фазового превращения ( $\Delta h \approx r$ ).

Одной из первых работ, в которой детально исследовался теплообмен влажного тела оттавского песка при вынужденном движении перегретого водяного пара и двух значениях давления ( $1,72$  и  $6,86 \text{ бар}$ ), была работа Л. Венцеля и Р. Уайта [Л. 104]. Несколько позднее Чжу Жу-цзинь, А. Лейн и Д. Конклин [Л. 105] рассмотрели теплообмен при испарении дистиллированной воды, I — бутанола и бензола в собственные перегретые пары при атмосферном давлении. Последующая работа авторов позволила уточнить и обобщить исследования по теплообмену песка, а также по испарению со свободной поверхности воды. Для переходного режима течения перегретого пара опытные данные коррелируют со средним отклонением  $\pm 12\%$  согласно следующей формуле:

$$\text{Nu} = 5,15 \cdot 10^{-6} \text{Re}^{1,79} \text{Pr}_q^{0,33}. \quad (5-4-5)$$

Для турбулентной области коррелирующим теплообменным соотношением является

$$\text{Nu} = 19,6 \text{Re}^{0,54} \text{Pr}_q^{0,33} \quad (5-4-6)$$

со средним отклонением  $\pm 9\%$ . В уравнениях (5-4-5) и (5-4-6) характерным размером является эквивалентный диаметр.

Из этих исследований следует, что в целом интенсивность теплообмена от пара выше, чем от воздуха, и при сушке капиллярнопористого тела выше, чем при испарении со свободной поверхности жидкости (рис. 5-29). Поскольку в развитом турбулентном режиме течения

влияние на теплообмен массового потока воздуха является более сильным, различие в скоростях сушки перегретым паром и воздухом менее существенно.

Соотношения (5-4-5) и (5-4-6) были получены при сравнительно невысоких температурах перегрева пара (до  $100^\circ\text{C}$ ) и температурах перегретого пара, не превышающих  $200^\circ\text{C}$ . Исследования [Л. 13а, 53] показали, что обработка опытных данных при более высоких значениях режимных параметров без учета взаимосвязи между тепло- и массообменом приводит к большому разбросу опытных точек и

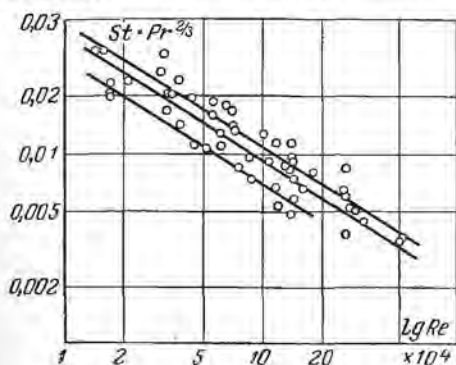


Рис. 5-29. Зависимость между  $St Pr^{2/3}$  от критерия  $Re$  [Л. 104].

*верхняя прямая* — сушка песка в перегретом паре; *средняя* — испарение воды в перегретый пар; *нижняя* — испарение воды в воздух.

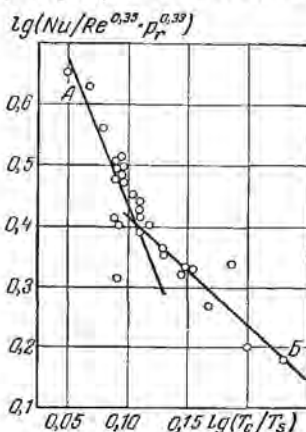


Рис. 5-30. Зависимость  $Nu/Re^{0.35} Pr_q^{0.33}$  от параметрического критерия  $T_c/T_s$ .

не позволяет получить удовлетворительную аппроксимацию. Поэтому Ю. А. Михайлов [Л. 53] предложил в этом случае пользоваться соотношением П. Д. Лебедева:

$$Nu = A Pr_q^{0.33} Re^n (T_c/T_s)^n, \quad (5-4-7)$$

где  $T_c/T_s$  — температурный симплекс, являющийся модифицированным критерием Гухмана. Такой способ обработки дает удовлетворительную корреляцию данных для области симплекса  $T_c/T_s \geq 1.1$ . При меньших значениях этого симплекса получаются завышенные значения числа Нуссельта. Для низинного торфа в интервале чисел Рейнольдса 430—4 860 и температурного симплекса  $T_c/T_s$  в интервале 1,1—1,8 было получено критериальное уравнение (рис. 5-30)

$$Nu = A Re^{0.35} Pr_q^{0.33} (T_c/T_s)^n, \quad (5-4-8)$$

где при

$$T_c/T_s \text{ от } 1,1 \text{ до } 1,28; \quad A = 8,214 \text{ и } n = -4,8 \quad (5-4-9)$$

и при

$$T_c/T_s \text{ от } 1,28 \text{ до } 1,8; \quad A = 3,925 \text{ и } n = -1,76. \quad (5-4-10)$$

В качестве характерного размера в зависимости (5-4-8) использовался гидравлический радиус  $R_h$ , а коэффициенты рассчитывались по параметрам набегающего потока. Интервалы изменения режимных параметров в опытах были следующими: температура среды от 150 до 450° С, давление от 0,98 до 8,82 атм, скорость агента сушки от 0,49 до 1,2 м/сек (т. е. массовый расход изменялся от 1 100 до 11 050 кг/м²·ч), гидравлический радиус образца от 1,84 до 3,12 см и начальное влагосодержание от 2,2 до 4,5 кг/кг.

Характер распределения и разброса опытных точек на графике показывает, что этими исследованиями охвачены в основном ламинарный и переходный режимы течения пара. Результаты опытов

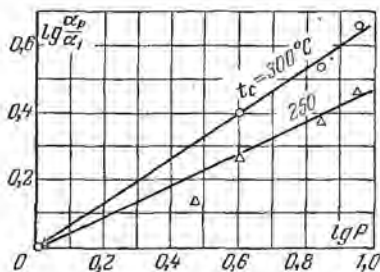


Рис. 5-31. Влияние давления на относительный коэффициент теплообмена.

до 17 800 и температурного симплекса  $T_c/T_s$  от 1,1 до 2,2 ( $t_c = 150 \div 530^\circ \text{С}$ ,  $v = 0,7 \div 4 \text{ м/сек}$ ) О. Л. Данилов [Л. 13а] предложил соотношение

$$\text{Nu} = 0,05 \text{Re}^{0,8} (T_c/T_s)^{-0,5} \quad (5-4-11)$$

с разбросом опытных точек  $\pm 27\%$ . При выводе уравнения было принято равенство поверхностной температуры температуре насыщения. В качестве характерного размера использовался размер образца в направлении потока пара. Соотношение (5-4-11) описывает теплообмен в условиях турбулентного режима движения перегретого пара.

Влияние давления на коэффициент теплообмена оказывается более сильным при низких температурах перегретого пара (рис. 5-31). Например, при  $t_c = 250^\circ \text{С}$   $\alpha_p/\alpha_1 = Ar^{0,66}$ , а при  $t_c = 300^\circ \text{С}$   $\alpha_p/\alpha_1 = Ar^{0,46}$  ( $\alpha_p$  и  $\alpha_1$  — соответственно коэффициент теплообмена при давлении  $p$  и атмосферном давлении). Следует, однако, иметь в виду, что с ростом давления увеличивается и число  $\text{Re}$ , поэтому «чистое» влияние давления должно быть более слабым.

Опыты на геометрически одинаковых образцах с различным начальным влагосодержанием и при постоянном значении числа  $\text{Re}$  показали уменьшение коэффициента теплообмена с уменьшением начального влагосодержания. Например, при уменьшении влагосодер-

указывают также на две различные области теплообмена по симплексу  $T_c/T_s$ . Прямую  $B$  на рис. 5-30 следует отнести к ламинарному режиму, а прямую  $A$  — к переходному и турбулентному режимам течения перегретого водяного пара.

Критериальное уравнение (5-4-7) было также использовано для корреляции опытных данных по теплообмену в среде перегретого пара атмосферного давления тонких нетканых фильтрующих материалов. Для интервала изменения чисел Рейнольдса  $\text{Re}$  от 3 340

жания от 439 до 229% коэффициент теплообмена уменьшился на 37%.

Уменьшение гидравлического радиуса образца увеличивает коэффициент теплообмена, несмотря на уменьшение критерия Рейнольдса, т. е. непосредственное влияние определяющего размера тела на теплообмен оказывается весьма значительным. Например, при

$R$	0,0312	0,0224	0,0184
$\alpha$	54,8	63,4	76,0
$Re$	2 840	2 039	1 675

С повышением температуры перегретого пара все большую роль в суммарном теплообмене начинает приобретать теплообмен излучением. Так, в опытах О. Л. Данилова излучение стенок и газа при  $t_c = 550^\circ \text{C}$  и  $p = 0,98 \text{ атм}$  достигало 20% суммарного теплового потока. У Л. Венцеля и Р. Уайта в стесненном потоке доля тепла, переданного излучением при температуре до  $200^\circ \text{C}$  и давлении до  $6,9 \text{ бар}$ , изменялась от 7,5 до 31%. В теплотехнике обычно допускают возможность представления суммарного коэффициента теплообмена через сумму  $\alpha = \alpha_q + \alpha_n$  ( $\alpha_q$  и  $\alpha_n$  — соответственно конвективная и радиационная составляющие коэффициента теплообмена). Это предположение физически оправдано для прозрачных сред. Водяной пар обладает в своем спектре полосами, в которых газ имеет конечное поглощение и испускание. Поэтому относительная независимость тепловых потоков существует лишь в известных пределах. Детали метода расчета  $\alpha_n$  можно найти в руководствах по теплообмену. При небольших размерах камеры воспринимаемый образцом радиационный поток в основном обусловлен стенками камеры. Радиационную составляющую теплообмена тогда можно определить по уравнению

$$\alpha_n = c^* \frac{(T_{ст}/100)^4 - (T_n/100)^4}{T_{ст} - T_n}, \quad (5-4-12)$$

где  $c^*$  — приведенный коэффициент излучения;  $T_{ст}$  — температура стенок,  $^\circ \text{K}$ .

Формулы (5-4-5) — (5-5-10) соответствуют значениям числа Нуссельта для периода постоянной скорости сушки. В периоде падающей скорости можно воспользоваться соотношением П. Д. Лебедева

$$Nu = Nu_n \left( \frac{u}{u_n} \right)^m, \quad (5-4-13)$$

где  $u$  и  $u_n$  — локальное и критическое влагосодержание на поверхности образца. Индекс «п» обозначает период постоянной скорости сушки. Формула (5-4-13) была использована О. Л. Даниловым для обобщения полученной зависимости (5-4-11) на период падающей скорости сушки, при этом

$$Nu = 0,05 Re^{0,8} (T_c/T_s)^{-0,5} (u/u_n)^{0,5}. \quad (5-4-14)$$

Из-за ряда трудностей для расчета массообмена приходится вводить достаточно серьезные допущения. Поэтому для расчета коэффициента



массообмена в настоящее время целесообразно использовать аналогию между теплообменом и массообменом. Допустимость такой аналогии для сушки в среде перегретого пара косвенно подтверждается опытами А. В. Нестеренко. Последний показал, что с увеличением относительной влажности воздуха отношение массообменного и теплообменного критериев Нуссельта уменьшается, приближаясь к единице при относительной влажности  $\varphi = 100\%$  [Л. 54]. С другой стороны, ряд исследователей [Л. 53] показал, что для периода постоянной скорости сушки в воздухе так называемые теплообменный и массообменный факторы равны. Если допустить, что это равенство сохраняет силу при сушке перегретым паром, то между массообменным и теплообменным числами Нуссельта должна существовать связь:

$$Nu_m = Nu \left( \frac{Pr_m}{Pr_g} \right)^{1/3} \quad (5-4-15)$$

Следовательно, критериальное соотношение массообмена для периода постоянной скорости сушки в среде перегретого водяного пара с учетом уравнения (5-4-8) имеет вид:

$$Nu_m = A Re^{0,35} Pr_m^{0,33} (T_c/T_s)^n. \quad (5-4-16)$$

Постоянные коэффициенты  $A$  и  $n$  соответственно равны:

$T_c/T_s$	1,1—1,28	1,28—1,8
$A$	8,214	3,925
$n$	—4,8	—1,76

В основу вывода массообменного критериального уравнения может быть положена и другая предпосылка. Коэффициент массообмена можно формально определить как коэффициент пропорциональности между интенсивностью сушки и перепадом концентрации пара в пограничном слое:

$$j = \beta_w (\omega_n - \omega_c). \quad (5-4-17)$$

Соотношение (5-4-17) предполагает, что коэффициент массообмена отнесен к разности концентраций, а сами концентрации зависят от температуры по закону идеальных газов  $\omega = p(T)/RT$  ( $R$  — газовая постоянная). Полученная таким способом корреляция опытных данных для тонкого нетканого материала имеет вид:

$$Nu_m = 0,0086 Re^{0,8} (T_c/T_s)^{-0,5}. \quad (5-4-18)$$

### Влияние режима сушки

Основными режимными параметрами сушки перегретым паром являются температура  $t_c$ , скорость движения  $v$  и давление  $p$ . Специфичным для сушки перегретым паром является период прогрева с увеличивающимся влагосодержанием тела. Он занимает примерно 10% общей длительности сушки, причем половина времени этого



периода сопровождается увеличением влагосодержания. Период постоянной скорости начинается при влагосодержании, немного меньшем начального влагосодержания. Эта разница невелика, для торфа — около 4%. Для тонких образцов период прогрева незначителен и протекает за время, составляющее около 1% общей длительности, поэтому практически период прогрева на кривых сушки не наблюдается.

Количество сконденсировавшейся влаги на поверхности тонкого материала можно определить по известным формулам теплопередачи и, в частности, по формулам Ван дер Хелда [Л. 53]. По этим формулам рассчитывал О. Л. Данилов [Л. 13а] и получил неплохое совпадение с экспериментальными данными. Для толстых образцов длительность периода прогрева в часах определяется по формуле [Л. 53]

$$\tau_n = 0,150 \lg W_0 - 0,273, \quad (5-4-19)$$

где  $W_0$  — начальное влагосодержание, %.

Увеличение влагосодержания  $\Delta u$  (кг/кг) в этом периоде будет равно:

$$\Delta \bar{u} = \bar{u}_{\text{макс}} - \bar{u}_0 = 0,0632 \cdot 10^{0,205 \bar{u}_0}. \quad (5-4-20)$$

С ростом давления  $p$  величины  $\tau_n$  и  $\Delta \bar{u}$  увеличиваются. Например, при повышении  $p$  от атмосферного до 4,9 атм при  $t_c = 250^\circ \text{C}$  период прогрева торфа увеличивается в 3,8 раза, а  $\Delta \bar{u}$  — в 12 раз. С увеличением  $t_c$   $\tau_n$  и  $\Delta \bar{u}$  уменьшаются.

На основе анализа опытных данных по сушке торфа можно прийти к заключению, что величина  $\Delta \bar{u}$  является однозначной функцией перегрева пара  $\Delta t$  ( $\Delta t = t_c - t_s$ ), т. е.  $\Delta \bar{u} = f(\Delta t)$ . С ростом  $\Delta t$  величина  $\Delta \bar{u}$  уменьшается.

Период постоянной скорости для некоторых материалов (торф, лигнин и др.) характеризуется непрерывным увеличением интенсивности сушки с уменьшением влагосодержания, что связано с интенсивным парообразованием во всей массе тела аналогично процессу выпаривания жидкости из пористых тел. На рис. 5-32 приведено влияние режимных параметров ( $p$ ,  $v$ ,  $t_c$ ) и характеристик тела ( $R_v$ ,  $\bar{u}_0$ ,  $\rho_0$ ) на скорость сушки  $N$  (%/мин) в периоде постоянной скорости сушки.

Согласно исследованиям Ф. Колманна [Л. 26] относительный влагосъем до точки насыщения волокна в пиломатериалах при  $100^\circ \text{C}$  составляет 2%/ч, при  $115^\circ \text{C}$  — 4%/ч и при  $195^\circ \text{C}$  — 39%/ч. Для торфа и ряда других материалов темп ускорения сушки с повышением температуры среды понижается. Так, в интервале температур  $200\text{—}300^\circ \text{C}$  скорость сушки увеличивается на 171%, а в интервале  $300\text{—}400^\circ \text{C}$  — лишь на 128%.

Повышение давления также приводит к увеличению скорости сушки (рис. 5-24 и 5-32). При постоянной температуре перегрева  $\Delta t$  повышение скорости сушки имеет место при любых значениях давления. При сохранении постоянства температуры среды увели-

чение скорости сушки наблюдается на ограниченном интервале изменения давления (примерно до 10 ат). После достижения экстремума скорость сушки начинает быстро падать, так как дальнейшее уменьшение температуры перегрева начинает ограничивать подвод к образцу тепла и существенно понижает испарительную способность теплоносителя. Однако даже при насыщенном состоянии пара скорость сушки имеет конечное значение. Для торфа характер зависимости скорости сушки в интервале давлений 3,9—10 ат имеет линейный характер.

Исследования по сушке древесины при температуре 112° С показали, что увеличение скорости от 3 до 11 м/сек повышает интен-

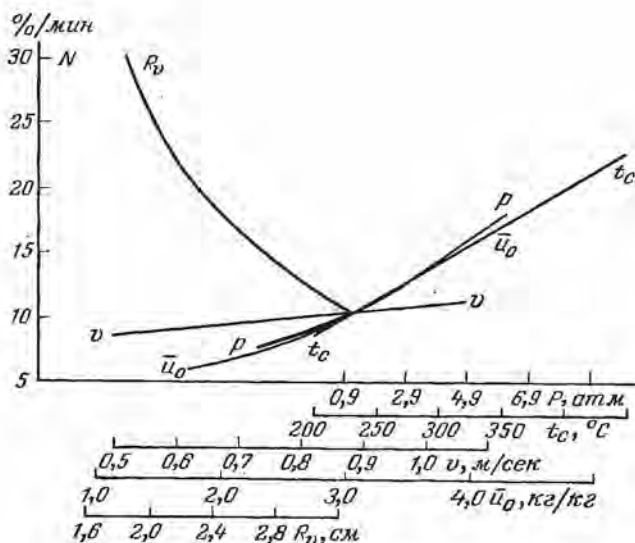


Рис. 5-32. Влияние режима сушки ( $P$ ,  $v$ ,  $t_c$ ) и свойств тела ( $\bar{u}_0$ ,  $\rho_0$ ,  $R_v$ ) на скорость сушки  $N$  торфа.

сивность сушки в 2,08 раза [Л. 26]. С ростом температуры это отношение увеличивается: при температуре 130° С интенсивность сушки повышается уже в 2,65 раза. Для древесины скорость сушки зависит от скорости потока в степени 0,5 при ламинарном режиме течения и в степени 0,6 — при его турбулентном режиме. Авторы [Л. 26] рекомендуют для скоростей до 3,11 м/сек единый показатель степени 0,563. Для торфа в интервале скоростей 0,49—1,2 м/сек был получен показатель степени 0,43 [Л. 53].

Согласно исследованиям Ю. А. Михайлова [Л. 53] скорость сушки  $N$  (%/ч) для торфа может быть определена по формуле

$$N = 23,5 (t_c - t_s)^{0,59} v^{0,43} \bar{u}_0^{1,43} \frac{\exp(0,15p)}{R_v^2} \%/\text{ч}. \quad (5-4-21)$$

Формула справедлива в интервале следующих параметров:  $t_c = 150 \div 450^\circ \text{C}$ ;  $p = 0,98 \div 8,9 \text{ ат}$ ;  $v = 0,49 \div 1,2 \text{ м/сек}$ ;  $\bar{u}_0 = 1,74 \div 7,0 \text{ кг/кг}$ ;  $R_v = 1,76 \div 3,12 \text{ см}$ .

Отклонение данных, рассчитанных по формуле (5-4-21), от опытных данных не превышает 5%. Из расчета следует, что интенсивность сушки торфа в среде перегретого пара лежит в интервале значений  $6\text{--}24 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$ , т. е. значительно выше интенсивности конвективной сушки при используемых сейчас параметрах.

Первое критическое влагосодержание  $W_k$  (%) для торфа при сушке перегретым паром наступает при более низких влагосодержаниях по сравнению с сушкой нагретым воздухом. Величина  $W_{k1}$  является линейной функцией скорости сушки  $N$  (%/мин)

$$W_{k1} = 273 + 2,74N. \quad (5-4-22)$$

Эта формула справедлива для постоянных режимных параметров. В общем случае критическое влагосодержание для торфа определяется по формуле

$$\begin{aligned} W_{k1} &= 100\bar{u}_k = \\ &= 88,8\Delta t^* p^* (908 + \\ &+ 84v) \bar{u}^* R_v^{-0,085}, \end{aligned} \quad (5-4-23)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta t^* &= (t_c - t_s) [7 + \\ &+ 3,06 (t_c - t_s)]^{-1}; \\ p^* &= 1,02p (29 + 313p)^{-1}; \\ \bar{u}^* &= \frac{\bar{u}_0}{0,98 + 0,11\bar{u}_0}. \end{aligned}$$

Период падающей скорости характеризуется резким уменьшением интенсивности сушки. Влияние параметров сушки ( $t_c, v, p$ ) на интенсивность сушки примерно то же самое. Однако влияние скорости движения пара значительно ослабевает. Например, при влагосодержании древесины ниже точки насыщения волокна скорость движения пара практически не влияет на интенсивность сушки.

В конце этого раздела кратко остановимся на влиянии предварительной термической обработки на сушку материалов органического происхождения. Опыты показывают, что предварительный прогрев тела в жидкости или в насыщенном паре уменьшает начальное влагосодержание.

После термообработки торфа при сушке его перегретым паром наблюдается отчетливо выраженный период постоянной скорости (рис. 5-33). С увеличением температуры термообработки критическое влагосодержание уменьшается и величина скорости сушки  $N$  тоже уменьшается, что связано с изменением физико-химического состава торфа после термообработки.

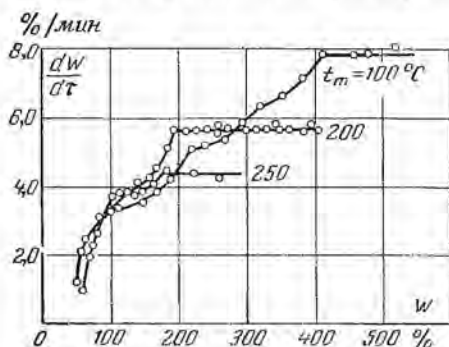


Рис. 5-33. Кривые скорости сушки термообработанного торфа в среде перегретого пара.

В процессе сушки материалы органического происхождения претерпевают термическое разложение сухой массы. Если в периоде постоянной скорости разложение незначительно, то в периоде падающей скорости оно достигает больших величин. Например, при сушке перегретым паром ( $t_c = 450^\circ \text{C}$ ) термическое разложение достигает 20% сухого вещества. Это обстоятельство нужно учитывать при анализе кривых скорости сушки.

Исследования ряда авторов по испарению воды, I — бутанола и бензола в собственно перегретые пары показали, что при малых температурах испарение в воздух происходит интенсивнее, чем

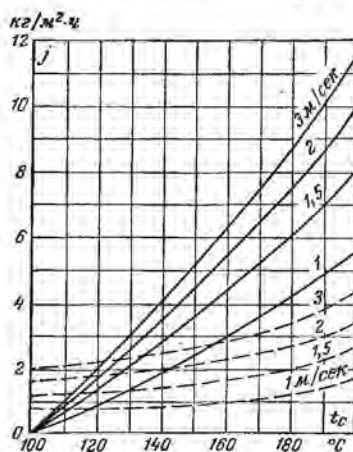


Рис. 5-34. Зависимость интенсивности испарения от температуры среды  $t_c$  при разных скоростях движения  $v$  при испарении в воздух (— — —) и в перегретый пар (—).

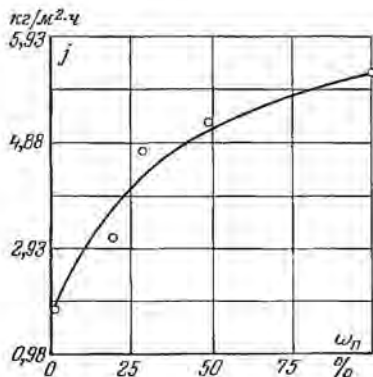


Рис. 5-35. Зависимость интенсивности сушки  $j$  ( $\text{kg/m}^2 \cdot \text{ч}$ ) от содержания пара  $\omega_n$  (%).

в перегретый пар (рис. 5-35), при температурах  $t_c > 120^\circ \text{C}$  интенсивность испарения в воздух становится меньше, чем при испарении в перегретый пар. Аналогичные результаты были получены при сушке кварцевого песка в перегретом паре [Л. 105]. На рис. 5-35 приведена зависимость интенсивности сушки песка от концентрации пара, из которой видно, что с увеличением содержания пара интенсивность сушки увеличивается. Одной из причин увеличения интенсивности сушки является более интенсивный прогрев тела, вызванный наличием конденсации пара в периоде прогрева, когда коэффициент теплообмена резко увеличивается. Целесообразность и экономичность применения сушки перегретым паром должна определяться не только теплоэнергетическими показателями, но в первую очередь технологическими свойствами сохнущего материала.

# РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНАЯ СУШКА

## 6-1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА

Сушку влажных материалов, при которой тепло, необходимое для испарения жидкости и нагревания материала, передается в основном лучистой энергией, обычно называют радиационной или сушкой инфракрасными лучами.

Иногда различают сушку субинфракрасными лучами, если генераторами излучения являются специальные лампы, которые, помимо инфракрасных лучей, излучают видимые лучи. В этом случае сушка инфракрасными лучами будет происходить при использовании генераторов излучения, нагретых ниже температуры свечения.

Обычно сушка термической или тепловой радиацией сопровождается сушкой нагретым газом, поэтому в большинстве случаев имеет место радиационно-конвективная сушка.

Сушка субинфракрасными лучами (ламповые сушилки) имеет ограниченную область применения и используется там, где основные теплоэнергетические показатели (расходы тепла и электроэнергии) не имеют решающего значения по сравнению с длительностью сушки и качеством готового продукта.

Опыт и практика сушки разных материалов показывают, что промышленное значение может иметь комбинированная сушка инфракрасными лучами и нагретым газом, причем в качестве генераторов излучения используются экраны, нагретые до температуры не выше 500—600° С.

Подробные сведения о генераторах излучения и сушильных устройствах можно найти в монографиях [Л. 9, 77].

Влажные материалы представляют собой капиллярнопористые тела, в глубь которых частично проникают тепловые лучи.

Результаты исследования по проникновению инфракрасных лучей в некоторые тела приведены на рис. 6-1 в виде графиков «про-

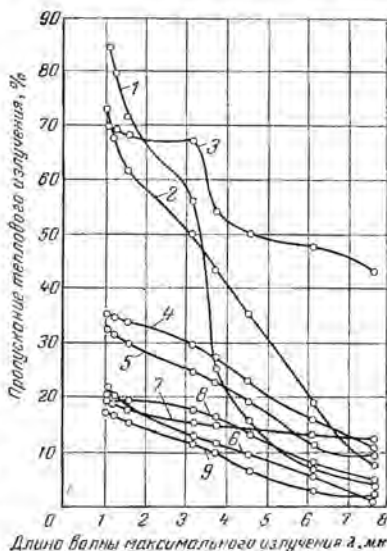


Рис. 6-1. Зависимость пропускания инфракрасных лучей от длины волны.

1 — стекло; 2 — папирсная бумага (влажная); 3 — папирсная бумага (сухая); 4 — киноплёнка (сухая); 5 — ткань (бязь); 6 — киноплёнка (влажная); 7 — бумага плотная (обычная); 8 — шерстяная ткань (шевиот) сухая; 9 — шерстяная ткань (шевиот) влажная.

цент пропускания теплового излучения как функция длины волны максимума излучения».

Длина волны максимума излучения определялась по формуле Вина:

$$\lambda_{\text{макс}} = \frac{2886}{T}, \text{ мк.}$$

Из рис. 6-1 видно, что для всех материалов проникновение инфракрасных лучей уменьшается с увеличением длины волны (при понижении температуры излучателя).

Исследования П. Д. Лебедева показали, что максимальная глубина проникновения инфракрасных лучей зависит от свойств материала, например в ткани (бязь) тепловые лучи проникают на толщину около четырех слоев, для папиросной бумаги проникновение составляет 8 слоев, для фотопленки — 5 слоев, для сырого картофеля — до 6 мм, для хлеба свежего — до 7 мм, для кварцевого песка — 5 мм [Л. 28].

В большинстве случаев влажный материал обладает меньшей проницаемостью по сравнению с сухим.

Все материалы можно разбить на три группы: материалы с малой проницаемостью лучистым потоком (бумага, ткани, шерсть, кинопленка), с большой проницаемостью (древесина, песок, картофель, хлеб) и материалы, практически не пропускающие инфракрасные лучи (глина, диатомовый кирпич).

Опыты П. Д. Лебедева показывают, что зеркальные лампы как генераторы лучистой энергии не имеют преимуществ в отношении большой глубины проницаемости в лакокрасочные покрытия по сравнению с металлическими или керамическими экранами, нагретыми до 400—600° С.

В качестве основной оптической характеристики служит коэффициент ослабления луча (коэффициент экстинкции)  $k_\lambda$ , который определяется из формулы Ламберта — Бугера

$$I = I_0 \exp(-k_\lambda x), \quad (6-1-1)$$

где  $I$  — интенсивность лучистого потока, прошедшего через слой тела толщиной  $x$ ;  $I_0$  — интенсивность лучистого потока, падающего на поверхность тела.

Кроме коэффициента  $k_\lambda$ , необходимо знать коэффициенты отражения  $k_R$ , поглощения  $k_A$  и степень черноты  $\epsilon$ . Некоторые коэффициенты  $k_R$  и  $k_A$  показаны на рис. 6-2 и 6-3. Помимо этого, в расчетах по радиационному теплообмену необходимо знать оптико-геометрические характеристики, в частности коэффициент облученности  $\psi_{ik}$ , или угловые коэффициенты излучения поверхности  $i$  по отношению к поверхности  $k$ .

Аналитические и экспериментальные методы определения оптико-геометрических характеристик приведены в специальных монографиях по теплообмену. В частности, можно указать на методы Д. Т. Кокорева, описанные в книге [Л. 42].



Поглощенный поверхностью тела лучистый поток  $q_n$  определяется по известным формулам теплопередачи. Если температура поверхности тела близка к температуре среды ( $t_n \approx t_c$ ), то конвективным теплообменом можно пренебречь. В этом случае для периода постоянной скорости ( $dt/d\tau = 0$ ) можно написать:

$$q_n = rj = r\alpha_p(p_n - p_c) = \frac{rDNu_m}{l}(p_n - p_c), \quad (6-1-2)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии

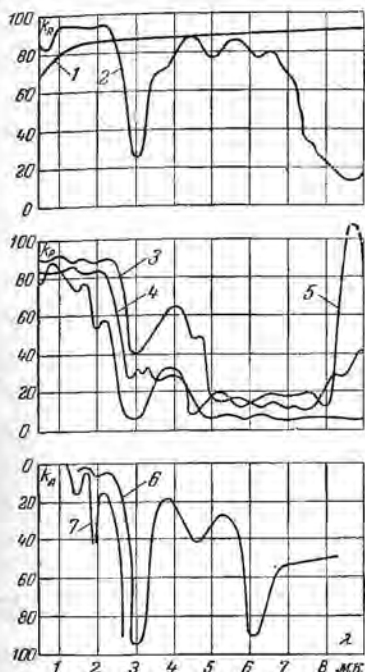


Рис. 6-2. Зависимость коэффициентов  $k_R$  и  $k_A$  от длины волны  $\lambda$  для некоторых материалов.

1 — алюминий полированный; 2 — алюминий, покрытый оксидной пленкой; 3 — огнеупорная белая глина; 4 — черепица белая; 5 — штукатурка; 6 — слой воды толщиной 0,01 мм; 7 — то же 0,05 мм.

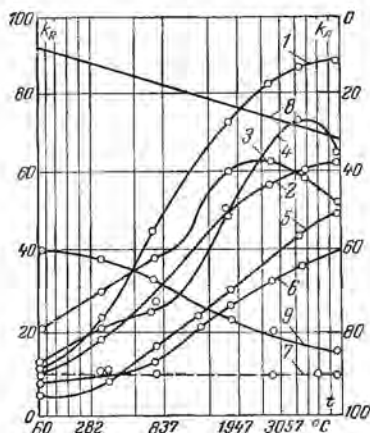


Рис. 6-3. Зависимость коэффициента отражения  $k_R$  и коэффициента поглощения  $k_A$  разных материалов от температуры.

1 — белая огнеупорная глина; 2 — асбест; 3 — пробка; 4 — древесина; 5 — фарфор; 6 — бетон; 7 — кровельная щепка; 8 — алюминий; 9 — графит.

пара в пограничном слое,  $l$  — характерный размер,  $\alpha_p$  — коэффициент массообмена.

Давление пара у поверхности материала  $p_n$  равно давлению насыщенного пара  $p_n$ , которое является однозначной функцией температуры  $t_n$  [формула (2-4-6)]. Тогда из соотношения (6-1-2) можно определить температуру поверхности тела по формуле.

$$t_n = \frac{2381 \lg A}{7,5 - \lg A}, \quad (6-1-3)$$

где  $A = \left( \frac{p_c}{p_0} + \frac{1}{p_0} \frac{q_n}{r \alpha_p} \right)$ ;

$p_0$  — давление насыщенного пара при  $0^\circ \text{C}$  ( $p_0 = 0,622 \text{ мм рт. ст.}$ ).

Если конвективным теплообменом пренебречь нельзя ( $t_c > t_n$ ), то температура поверхности тела определяется графо-аналитическим путем. С этой целью строится график, на котором пересечение кривой  $f(t)$  с прямой  $A - Bt$  определяет температуру поверхности тела,

$$f(t) = \exp\left(\frac{17,25t}{238+t}\right), \quad (6-1-4)$$

где

$$A = \left(\frac{p_c}{p_0} + \frac{q_n + \alpha t_c}{r p_0 \alpha_p}\right); \quad B = \frac{\alpha}{r p_0 \alpha_p}.$$

Зная температуру поверхности тела  $t_n$ , можно определить давление насыщенного пара  $p_n$  при температуре поверхности тела и, следовательно, интенсивность сушки  $j$  ( $\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ ) или скорость сушки  $N$  ( $\%/ \text{ч}$ ) в первом периоде.

Скорость сушки в периоде падающей скорости и интенсивность теплообмена  $q(\tau)$  определяются по формулам, приведенным в гл. 2.

Необходимо отметить, что поток лучистой энергии влияет на величину конвективного теплообмена  $\alpha$ , что учитывается параметрическим критерием Лебедева ( $Le = T_n/T_c$ ). Мы считаем, что лучистый поток поглощается микроскопическими частицами жидкости, находящимися в пограничном слое, что способствует их испарению. Расчетные формулы для числа  $Nu$  приведены в гл. 10.

## 6-2. МЕХАНИЗМ СУШКИ

При радиационно-конвективной сушке дифференциальное уравнение теплопереноса видоизменяется путем введения источника тепла  $Q_v$ , связанного с поглощением тепловых лучей, т. е.

$$c \rho_0 \frac{\partial t}{\partial \tau} = \text{div}(\lambda \nabla t) + \varepsilon r \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} + Q_v. \quad (6-2-1)$$

Наибольшее изменение источника тепла  $Q_v$  происходит по координатам. По мере углубления внутрь тела мощность источника  $Q_v$  быстро падает. Например, для одномерной задачи имеем:

$$\frac{Q_v}{Q_{v0}} = \exp[-k(R-x)], \quad (6-2-2)$$

где  $Q_{v0}$  — мощность лучистого потока, поглощенного поверхностью тела.

Величина коэффициента  $k$  такова, что даже при малых значениях  $(R-x)$  мощность источника тепла  $Q_v$  очень мала ( $Q_v \rightarrow 0$ ). Поэтому в большинстве случаев, когда наименьший размер тела больше 10 мм, источник тепла  $Q_v$  можно не вводить в дифференциальное уравнение теплопереноса, а ввести в граничное условие

$$\lambda(\nabla t)_n + \alpha(t_c - t_n) + q_n - r j_2 = 0, \quad (6-2-3)$$

где  $q_n = Q_v R_v$  — плотность поглощенного лучистого потока тепла. Дифференциальное уравнение влагопереноса и граничное условие остаются без изменения (гл. 10).

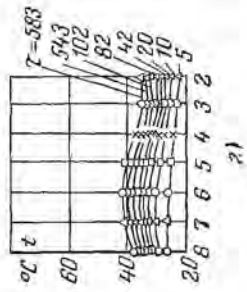
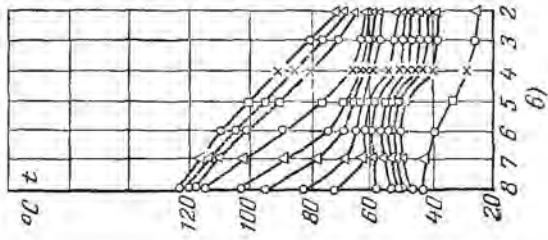
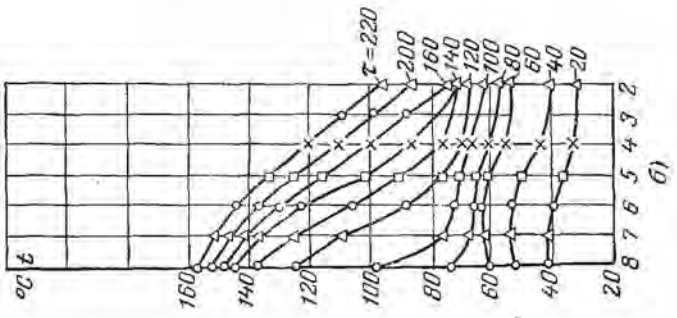
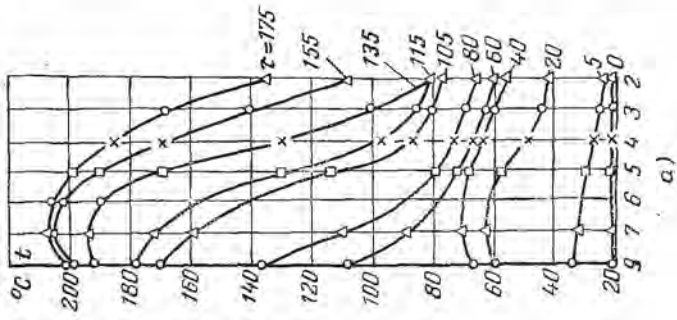
При радиационной сушке температурные градиенты внутри тела достигают больших значений, порядка  $20\text{--}50^\circ \text{C/см}$ . На рис. 6-4 приведены кривые распределения температуры по толщине слоя влажного тела, равной 40 мм (односторонняя сушка песка на противне инфракрасными лучами), в разное время сушки, при различных температурах излучателя. Показано также влияние расстояния излучателя от поверхности слоя песка на температурное поле. Из рис. 6-4 следует, что в первом периоде сушки перепады температуры по толщине слоя порядка  $10\text{--}20^\circ \text{C}$ , во втором периоде эти перепады увеличиваются до  $60\text{--}100^\circ \text{C}$ . Поле влагосодержаний в слое влажного песка приведено на рис. 6-5 при разных режимах сушки инфракрасными лучами, а также при комбинированной сушке (сушка нагретым воздухом и инфракрасными лучами).

Из рис. 6-5 видно, что в начале процесса сушки влагосодержание в нижних слоях (вблизи дна противня) увеличивается по сравнению с начальным влагосодержанием (начальное влагосодержание было одинаково по толщине слоя и отмечено на рис. 6-5 горизонтальной прямой). Следовательно, влага частично переместилась из поверхностных слоев во внутренние. Это происходит потому, что произведение  $\delta \nabla t$  больше, чем  $\nabla u$ , вследствие малого значения  $\nabla u$ , особенно в центральных слоях. Тогда направление потока влаги изменяется на противоположное, т. е. движение влаги направлено от открытой поверхности тела внутрь его (градиенты влагосодержания и температуры противоположны).

Следовательно, при сушке инфракрасными лучами термическая диффузия влаги в начале процесса становится доминирующей по сравнению с концентрационной диффузией. Это происходит потому, что поле температур развивается быстрее по сравнению с полем влагосодержаний.

В процессе сушки направления градиента температуры  $\nabla t$  и градиента влагосодержания  $\nabla u$  внутри тела противоположны. Тогда под влиянием градиента температуры влага стремится переместиться внутрь тела, а под влиянием градиента влагосодержания — изнутри тела к его открытой поверхности.

В начале процесса сушки сразу возникают перепады температур, в то время как перепады влагосодержаний малы. В результате этого влага под действием перепада температур перемещается по направлению потока тепла внутрь тела, что вызывает увеличение влагосодержания в нижних слоях. Одновременно происходит испарение жидкости с поверхности тела, что увеличивает градиент влагосодержания. Этот перенос влаги и ее испарение на поверхности создают все возрастающий перепад влагосодержаний по толщине слоя. В результате этого величина  $(\nabla u)$  становится уже больше  $\delta (\nabla t)$ . Тогда направление потока влаги изменяется на обратное и влага перемещается из нижних слоев к открытой поверхности, что вызывает



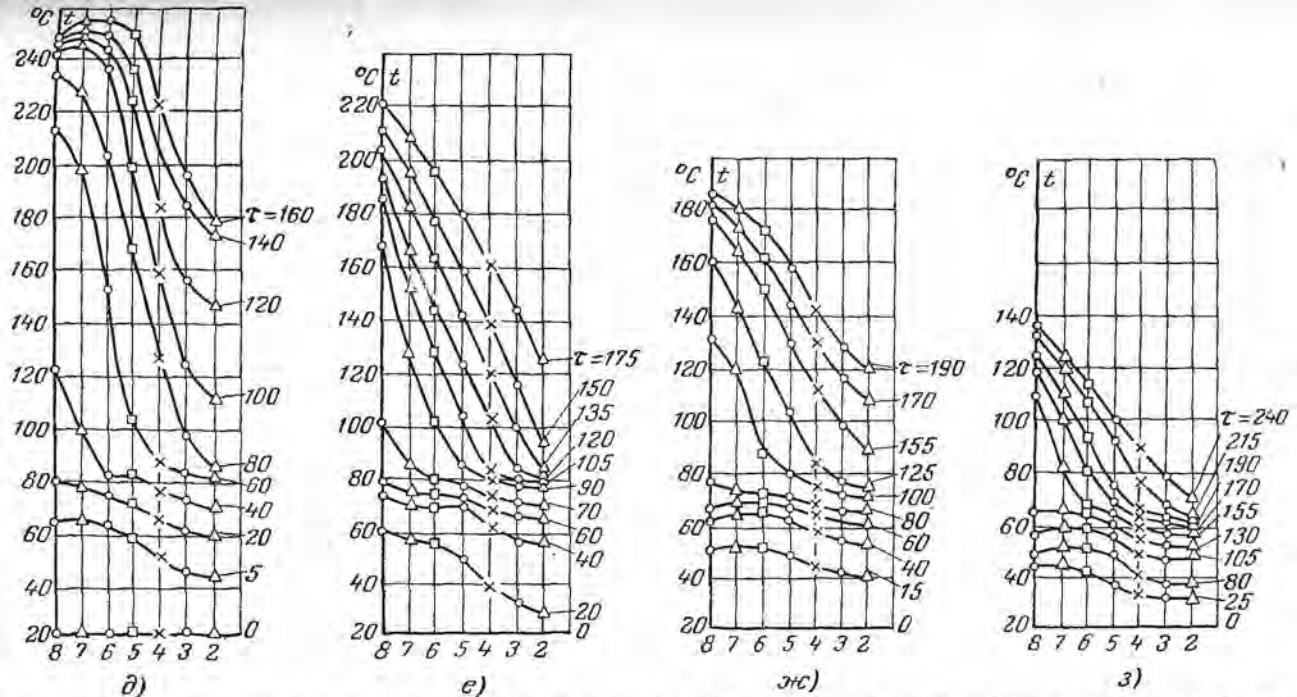
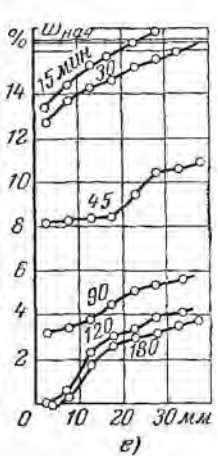
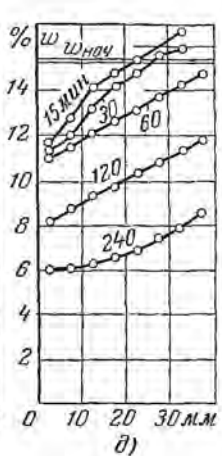
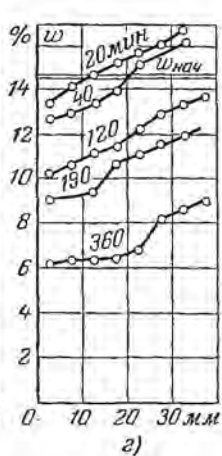
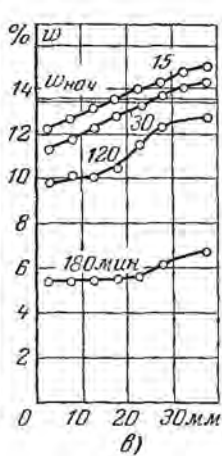
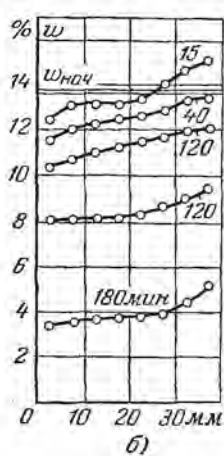
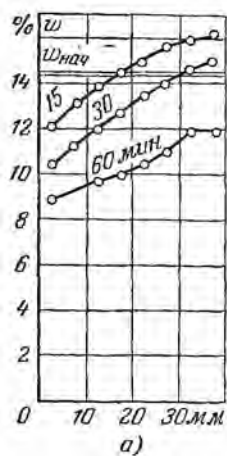


Рис. 6-4. Температурное поле слоя влажного песка толщиной 40 мм в процессе сушки инфракрасными лучами (экспериментальные данные П. Д. Лебедева).

а —  $t_n = 400^\circ \text{C}$ ;  $h = 175 \text{ мм}$ ; б —  $t_n = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 175 \text{ мм}$ ; в —  $t_n = 240^\circ \text{C}$ ,  $h = 175 \text{ мм}$ ; г —  $t_n = 100^\circ \text{C}$ ,  $h = 175 \text{ мм}$ ;  
 д —  $t_n = 320^\circ \text{C}$ ,  $h = 30 \text{ мм}$ ; е —  $t_n = 320^\circ \text{C}$ ,  $h = 75 \text{ мм}$ ; ж —  $t_n = 320^\circ \text{C}$ ,  $h = 125 \text{ мм}$ ; з —  $t_n = 320^\circ \text{C}$ ,  $h = 225 \text{ мм}$  ( $t_n$  — температура излучателя;  $h$  — расстояние излучателя до поверхности тела; скорость движения воздуха  $v = 0$ ; цифрами по оси абсцисс указаны номера точек по глубине слоя, цифры у кривых указывают время сушки в минутах).





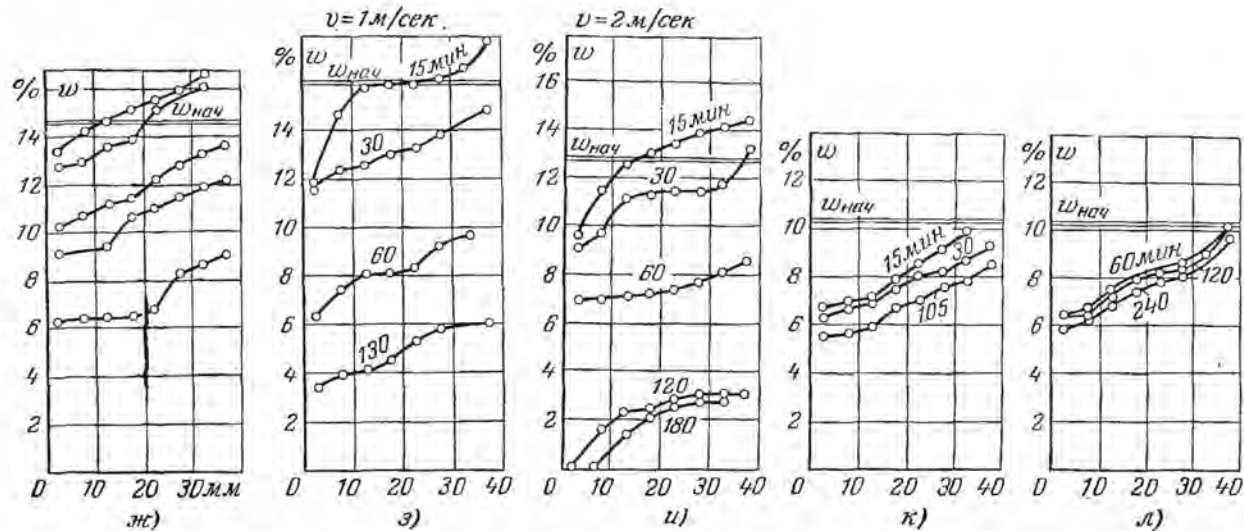
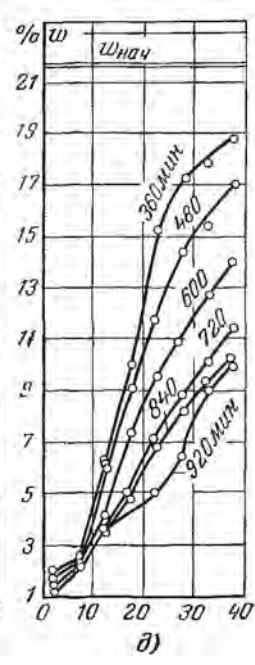
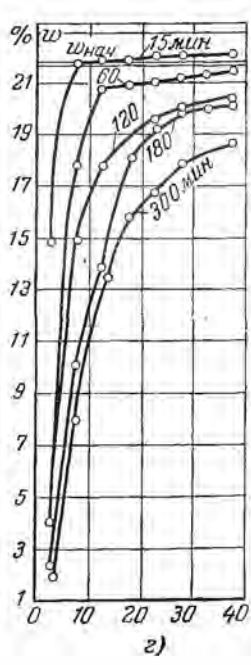
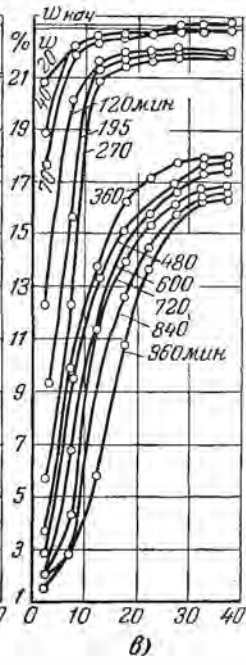
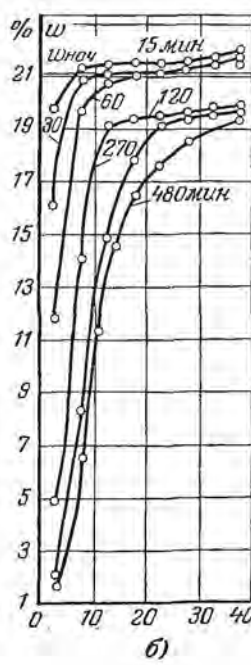
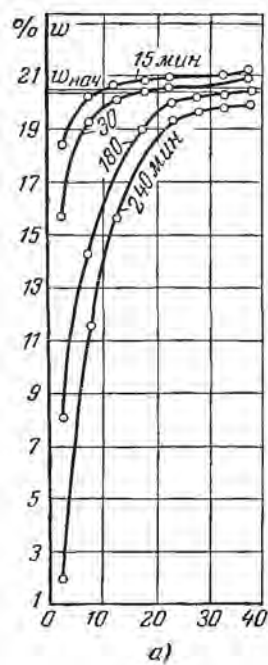


Рис. 6-5. Поле влагосодержания слоя влажного песка при разных методах сушки (экспериментальные данные П. Д. Лебедева).

Сушка инфракрасными лучами: а —  $t_{\text{н}} = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 30 \text{ мм}$ ; б —  $t_{\text{н}} = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 75 \text{ мм}$ ; в —  $t_{\text{н}} = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 125 \text{ мм}$ ; г —  $t_{\text{н}} = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 175 \text{ мм}$ ; ж —  $t_{\text{н}} = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 175 \text{ мм}$ . Комбинированная сушка: з —  $t_{\text{н}} = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 175 \text{ мм}$ ,  $v = 1,0 \text{ м/сек}$ ; и —  $t_{\text{н}} = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 175 \text{ мм}$ ,  $v = 2,0 \text{ м/сек}$ . Прерывистый режим: к —  $t_{\text{н}} = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 175 \text{ мм}$ ,  $v = 0,0 \text{ м/сек}$  (облучение прекращено через  $\tau = 15 \text{ мин}$ ); л —  $t_{\text{н}} = 300^\circ \text{C}$ ,  $h = 175 \text{ мм}$ ,  $v = 0,0 \text{ м/сек}$  (облучение прекращено через  $\tau = 60 \text{ мин}$ ).



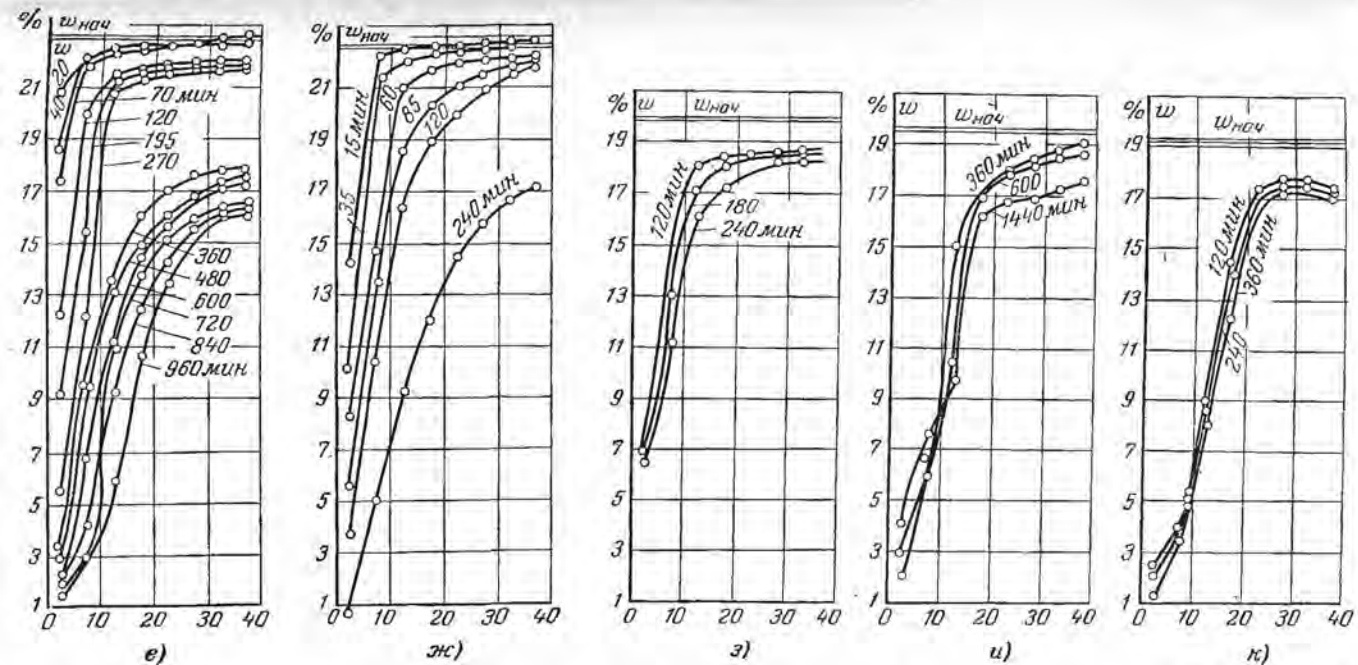


Рис. 6-6. Поле влагосодержаний слоя влажной глины при разных методах сушки (экспериментальные данные П. Д. Лебедева).

а — д — комбинированная сушка ( $v_n = 2$  м/сек,  $t_n = 300^\circ\text{C}$ ); а — б —  $h = 30$  мм; б — в —  $h = 125$  мм; в — д —  $h = 175$  мм; е — ж — сушка инфракрасными лучами ( $v = 0$ ,  $h = 175$  мм,  $t = 300^\circ\text{C}$  и  $500^\circ\text{C}$ ); е —  $t_n = 300^\circ\text{C}$ ;  $v = 0,0$  м/сек,  $h = 175$  мм; ж —  $t_n = 500^\circ\text{C}$ ,  $v = 0,0$  м/сек,  $h = 175$  мм, з — к — прерывистый режим ( $t_n = 300^\circ\text{C}$ ,  $h = 175$  мм,  $v = 0$ ): с —  $v = 0,0$  м/сек (облучение прекращено при  $\tau = 120$  мин).

постепенное уменьшение влагосодержания тела во всех горизонтах слоя. Влага внутри тела в основном переносится в виде жидкости, но не исключен термический перенос влаги в виде пара с последующей его конденсацией в нижних горизонтах.

Аналогичная картина наблюдается и при сушке коллоидных капиллярнопористых тел (глины), хотя эффект увеличения влагосодержания в нижних горизонтах слоя не так резко выражен (рис. 6-6).

Это происходит потому, что коэффициент термической диффузии влаги  $a_m^T$  ( $a_m^T = a_m \delta$ ) глины примерно на два порядка меньше коэффициента термической диффузии для песка.

Однако перепады влагосодержания между центральными и поверхностными слоями для глины значительно больше, что обусловлено большой разницей в величине  $Ki_m$  для глины и песка.

Согласно формуле (3-3-3) имеем:

$$\frac{u_n - u_p}{W_0 - W_p} = \frac{1}{2} Ki_m(\tau) [1 + PnKoLu(e + Rb)], \quad (6-2-4)$$

где влагообменный критерий Кирпичева  $Ki_m(\tau) = jR/a_m \rho_0 W_0$ .

При одинаковой интенсивности сушки  $j$  критерий  $Ki_m(\tau)$  будет больше для малых значений коэффициента диффузии влаги  $a_m$ . Коэффициент диффузии влаги для песка в 100 раз больше коэффициента диффузии влаги для глины. Следовательно, критерий  $Ki_m(\tau)$  для глины будет примерно в 100 раз больше, а отсюда и перепады влагосодержаний ( $u_n - u_p$ ) будут значительно больше для глины.

С увеличением скорости движения воздуха интенсивность сушки  $j$  повышается, что вызывает увеличение  $Ki_m(\tau)$ , а следовательно, и перепадов влагосодержания ( $u_n - u_p$ ). Поэтому при комбинированной сушке мы имеем большие перепады влагосодержаний.

Механизм сушки можно примерно представить так. Ввиду того что критерий  $Lu$  значительно меньше единицы ( $Lu \ll 1$ ), поле температур развивается быстрее по сравнению с полем влагосодержания. Во всей толще тела создается перепад температур, который вызывает перенос влаги по направлению потока тепла (внутрь тела). Термодиффузия влаги в начале процесса сушки преобладает над концентрационной диффузией, так как градиенты влагосодержания внутри тела очень малы, что приводит к увеличению влаги в центральных слоях. Благодаря этому перераспределению влаги, а также в результате испарения жидкости с поверхности тела создаются перепады влагосодержаний, что значительно усиливает концентрационную диффузию. Быстрое обезвоживание поверхностных слоев создает благоприятные условия для развития диффузии скольжения. Диффузия скольжения в капиллярах имеет направление, противоположное потоку тепла (рис. 6-7), и значительно усиливает концентрационную диффузию. При этом надо иметь в виду, что диффузия скольжения связана с движением всей парогазовой смеси из слоев тела в окружающую среду. В силу этого через макрокапилляры влажный воздух из пограничного слоя засасывается внутрь тела, происходит циркуляция влажного воздуха. Таким образом, процесс

циркуляции влажного воздуха сопровождается притоком наружного воздуха и возвратом нагретого воздуха. Этим явлением мы объясняем аномальное распределение температуры при сушке инфракрасными лучами, например, влажной пористой керамики (рис. 6-8). В этом случае поверхностные слои охлаждаются и принимают температуру, меньшую по сравнению с температурой последующих слоев. Это предположение подтверждается опытами, в которых нагревание керамических пластин инфракрасными лучами происходит в среде нагретого воздуха, температура которого была

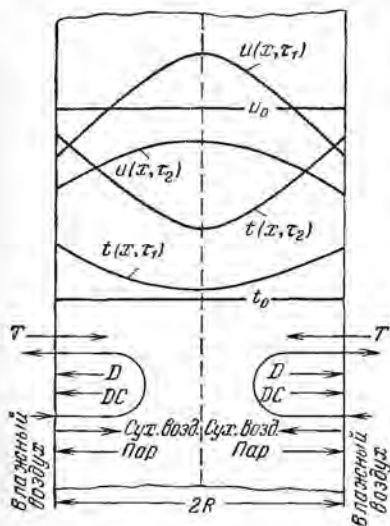


Рис. 6-7. Схема движения влаги и тепла внутри пластины при сушке инфракрасными лучами.

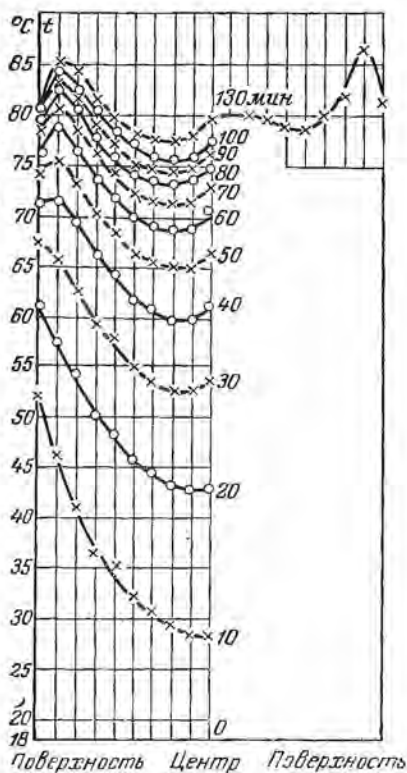


Рис. 6-8. Распределение температуры по толщине керамической слабообожженной пластины при нагреве ее инфракрасными лучами.

больше температуры поверхности тела. В этом случае поле температур было обычное, температура на поверхности наибольшая, в центре — наименьшая и, следовательно, поступающий внутрь тела наружный воздух не охлаждает наружные слои, а дополнительно нагревает их.

Наличие диффузии скольжения, а следовательно, и циркуляции влажного воздуха в капиллярах тела усиливает относительную термодиффузию пара во влажном воздухе, находящегося в капиллярах тела (рис. 6-7). Все это способствует более интенсивному испарению влаги в капиллярнопористом теле.

Несколько отличен механизм сушки коллоидных тел. Благодаря малым значениям коэффициента диффузии влаги при большой интенсивности теплообмена наблюдаются значительные градиенты влагосодержания. Отсутствие диффузии скольжения и циркуляции влажного воздуха в порах тела замедляет перенос влаги из центральных слоев к поверхности. Поэтому сушка коллоидных тел происходит значительно медленнее, с большими градиентами влагосодержания, что приводит к растрескиванию и короблению.

### 6-3. ПРЕРЫВНОЕ ОБЛУЧЕНИЕ

Выше было отмечено, что коллоидные тела при сушке инфракрасными лучами имеют значительные градиенты влагосодержания и интенсивно прогреваются.

Быстрое повышение температуры материала после критической точки приводит к длительному воздействию высокой температуры на материал, что вызывает ухудшение его технологических свойств.

Значительный температурный градиент, направленный противоположно градиенту влагосодержания, замедляет перемещение влаги из внутренних слоев к поверхностным, что также отрицательно влияет на структурно-механические свойства тела.

Отсюда возникает необходимость в прерывном облучении, т. е. в сочетании нагрева материала инфракрасными лучами с охлаждением его воздухом. В период облучения тело нагревается со значительным испарением жидкости в поверхностных слоях, а в период отлежки с обдувом воздухом тело охлаждается в результате испарения жидкости за счет аккумулированного тепла. При этом комбинированном методе сушки общий нагрев материала невелик, а период отлежки используется не только для охлаждения, но и для сушки. Так как испарение в основном происходит в поверхностных слоях, то в период отлежки температура на поверхности тела резко падает и температурный градиент меняет свое направление (температура, как и влагосодержание, внутри тела больше, чем на поверхности его). Тогда температурный градиент будет не замедлять, а ускорять подвод влаги к поверхности тела, поэтому влагосодержание в центре тела в период отлежки уменьшается.

Следовательно, в период облучения к поверхности тела подводится теплота, необходимая для испарения влаги, а в период отлежки влага перемещается из центральных слоев к поверхностным. В этом случае нагрев материала незначительный (температурный градиент мал) и термодиффузия не препятствует перемещению влаги.

В то же время сушка происходит при малом градиенте влагосодержания, исключая появление трещин.

Так, на рис. 6-9 приведены кривые сушки картофеля при непрерывном и прерывном облучении лампами инфракрасного излучения: режим облучения 1 : 20 (2 сек облучения и 40 сек отлежки) и 1 : 40 (2 сек облучения и 80 сек отлежки).



Из рис. 6-9 видно, что длительность сушки при непрерывном облучении 5,5 ч (330 мин), а при прерывном облучении по первому режиму (1 : 20) — 30 мин облучения и 600 мин отлежки, по второму режиму (1 : 40) — 9 мин облучения и 360 мин отлежки, т. е. общая длительность примерно та же, около 6 ч.

Необходимо при этом отметить, что если при непрерывном облучении температура коллоидного материала (картофеля) к концу сушки достигала 75—80° С, то при прерывном облучении (вариант № 2 — 1 : 40) температура материала к концу процесса сушки не превышала 28° С.

Соотношение между периодом облучения ( $\tau_{об}$ ) и периодом отлежки ( $\tau_{от}$ ) определяется величиной коэффициента диффузии влаги материала. Чем меньше коэффициент диффузии влаги, тем, очевидно, будет больше период отлежки. Необходимо стремиться к такому соотношению  $\tau_{об}/\tau_{от}$ , при котором зависимость между влагосодержанием материала и временем облучения будет линейна. В этом случае мы в максимальной степени используем энергию излучения для испарения влаги из материала, а свойства самого материала — для перемещения влаги в период отлежки.

Кроме того, прерывное облучение дает большую экономию электроэнергии, а следовательно, увеличивает к. п. д. сушилки.

Влияние прерывного облучения на технологические свойства материала можно иллюстрировать на примере сушки моркови. Основным требованием, предъявляемым при сушке моркови, является наибольшая сохранность каротина (провитамин А). При нагревании моркови до высокой температуры происходит окисление каротина, что вызывает его потерю. По-видимому, при этом образуются пероксидные и оксидные формы  $\beta$ -каротина (кислород присоединяется по месту разрыва двойной связи).

Были исследованы три режима сушки:

1) непрерывный режим облучения, условно обозначаемый 1 : 0 (первая цифра указывает интервал облучения, вторая — перерывы);  
2) прерывный режим 5 : 10 (5 сек облучения и 10 сек последующего перерыва);

3) прерывный режим 3 : 10 (3 сек облучения и 10 сек перерыва). Полученные результаты приведены в табл. 6-1.

В таблице  $\tau$  — общая длительность облучения при удалении влаги от  $W_1 = 100\%$  до  $W_2 = 10\%$ .



Рис. 6-9. Кривые сушки коллоидного тела (картофель) при непрерывном и прерывном облучении лампами инфракрасного излучения.

Влияние различных режимов облучения на процентное содержание каротина

Режим	$\tau$ , ч	$N$ , %/мк	Температура материала $t_m$ , °C		Содержание витамина С, %
			$W = 500\%$	$W = 10\%$	
1 : 0	0,77	31,3	70	130	48
5 : 10	0,79	34,8	38	68	82
3 : 10	1,10	31,2	37	58	96

Из табл. 6-1 видно, что содержание каротина резко увеличивается при прерывном облучении. Если при непрерывном облучении каротина было 48%, то при прерывном облучении содержание его увеличилось до 82% и при режиме облучения 3 : 10 достигло 96%, т. е. наблюдалось почти полное сохранение каротина.

Температура моркови в конце сушки при этом режиме не превышала 58° С и на протяжении почти всего процесса сушки была около 40° С. Это, очевидно, и обусловило сохранение каротина.

С точки зрения сохранения витаминов и других технологических свойств облучение должно сопровождаться перерывом, за время которого температура материала уменьшается, а влага подводится к поверхности тела за счет одновременного воздействия градиентов влагосодержания и температуры.

Соотношение между интервалом облучения и интервалом перерыва определяется температурой материала и режимными параметрами газа, охлаждающего материал. Выравнивание влагосодержания внутри тела зависит от величины коэффициента диффузии влаги, который определяется температурой и влагосодержанием материала.

Этот метод сушки овощей и фруктов может найти широкое распространение, в частности, в колхозах благодаря простоте конструкции сушилки и удобству ее эксплуатации.

#### 6-4. СУШКА КОЛЛОИДНЫХ ТЕЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Наибольший эффект в применении инфракрасных лучей для сушки дают комбинированные методы, где интенсивный радиационный нагрев сочетается с охлаждением за счет испарения влаги при обдуве нагретым газом. В связи с этим возникает необходимость применения локального обдува горячим воздухом большой интенсивности, что достигается при сопловом дутье.

Ниже приводятся результаты исследования по сушке киноплёнки комбинированным методом.

Схема лабораторной установки приведена на рис. 6-10.

Влажный воздух с определенными параметрами из кондиционера нагнетается вентилятором в сушильную камеру. Подача воздуха в камеру осуществляется через сопла, расположенные в потолке камеры. Пленка расположена в горизонтальной плоскости на расстоянии 50—150 мм от среза сопл. Таким образом, струя воздуха, вытекающая из сопл, имеет нормальное направление по отношению

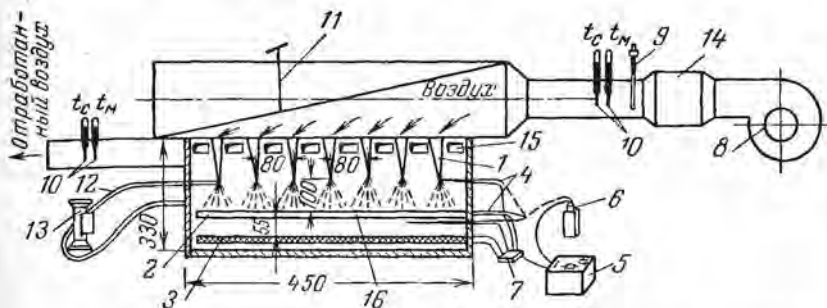


Рис. 6-10. Схема лабораторной сушильной установки с сопловым дутьем.

1 — сопла; 2 — высушиваемый образец; 3 — излучающая поверхность; 4 — термопара; 5 — потенциометр; 6 — холодный спай термопары; 7 — переключатель; 8 — вентилятор; 9 — контактный термометр; 10 — психрометр; 11 — регулирующая заслонка; 12 — пневматическая трубка; 13 — микроманометр; 14 — калорифер; 15 — отсос воздуха; 16 — материал.

к поверхности пленки. Выходные сечения сопл имеют форму вытянутого прямоугольника с размером  $5 \times 400$  мм. В установке предусмотрена возможность изменения шага сопл в пределах от 40 до 160 мм.

На расстоянии 200 мм от среза сопл располагается генератор инфракрасного излучения, представляющий собой керамику с вмонтированной в нее электроспиралью. Температура поверхности керамики поддерживается постоянной при помощи реле, включенного в цепь электродвигателя. Датчиком реле служит термопара, заделанная в керамическую пластину вблизи ее поверхности. Температура поверхности излучения изменялась от 80 до  $120^\circ \text{C}$ , т. е. для нагрева использовались инфракрасные лучи большой длины волны. В рассматриваемом случае истечение происходит в ограниченное пространство (струя набегае на горизонтальную стенку под углом  $90^\circ$ ), при этом имеет место взаимодействие струй, вытекающих из соседних сопл.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 6-11 приведены кривая кинетики сушки (влажность — время) и температурная кривая для эмульсионного слоя толщиной 3,82 мм. Видно, что в первом периоде влажность материала уменьшается с течением времени по линейному закону, а температура материала равна температуре адиабатического насы-

щения воздуха (температуре мокрого термометра). Начиная с влаго-содержаний около  $3 \text{ кг/кг}$  температура эмульсионного слоя увеличивается, постепенно приближаясь к температуре воздуха  $t_c = 50,8^\circ \text{C}$ .

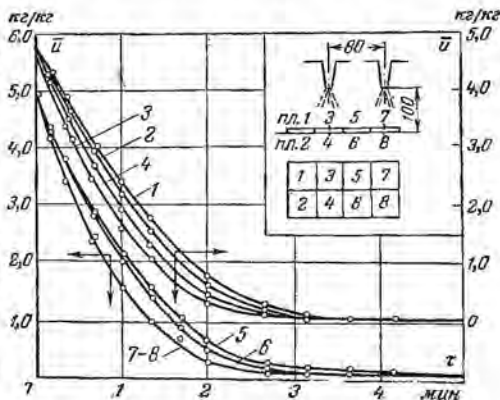
Таким образом, процесс сушки эмульсионных слоев при сопловом дутье также состоит из двух периодов. В первом периоде скорость сушки и температура материала постоянны, а во втором периоде температура повышается, а скорость сушки уменьшается с течением времени. Температура эмульсионного слоя в первом периоде равна температуре адиабатического насыщения воздуха (температуре мокрого термометра).

При сушке эмульсии на неподвижной подложке с применением соплового дутья наблюдается неравномерность сушки по площади пленки

вследствие различных значений локальных коэффициентов теплообмена. Визуально наблюдалось, что эмульсия высыхает быстрее в местах, расположенных на оси свободной струи, и более медленно в местах между соплами, а также на краях образца по направлению растекания плоской струи при сушке с одним соплом.

Рис. 6-11. Кривая сушки и температурная кривая эмульсионного слоя толщиной  $0,382 \text{ мм}$ .

Режим сушки:  $t_c = 50,8^\circ \text{C}$ ;  $\varphi = 0,16$ ;  $v = 4,62 \text{ м/сек}$ ;  $L = 100 \text{ мм}$ ;  $h = 80 \text{ мм}$ .



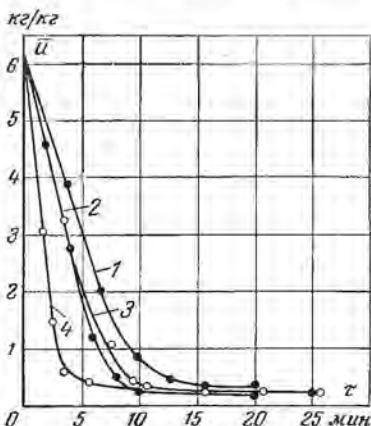
На рис. 6-12 приведены кривые сушки толстого эмульсионного слоя на отдельных пластинках, расположенных в различных местах по отношению к выходящей из сопл струе. Из рис. 6-12 видно, что на пластинках 3, 4, 7 и 8, расположенных под соплами, интен-

сивность сушки наибольшая. Однако по мере высыхания кривые сушки сближаются между собой, и дальнейшая сушка происходит одинаково для всех пластин.

Необходимо отметить, что при движении эмульсионного слоя по отношению сопл неравномерность сушки будет меньше.

Рис. 6-13. Влияние температуры воздуха на кинетику процесса сушки эмульсионного слоя при сопловом дутье ( $L=100$  мм,  $h=80$  мм).

1 —  $t_c = 32,9^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,42$ ,  $v = 6,08$  м/сек,  $l = 0,260$  мм; 2 —  $t_c = 41,3^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,32$ ,  $v = 6,28$  м/сек,  $l = 0,278$  мм; 3 —  $t_c = 35,2^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,36$ ,  $v = 5,95$  м/сек,  $l = 0,237$  мм; 4 —  $t_c = 41,3^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,32$ ,  $v = 6,28$  м/сек,  $l = 0,278$  мм.



На рис. 6-13 показано влияние температуры воздуха на кинетику сушки эмульсионных слоев. С повышением температуры от  $32,9$  до  $50^\circ \text{C}$  скорость сушки увеличивается в 2,8 раза, а длительность сушки до влагосодержания  $0,5 \text{ кг/кг}$  уменьшается с 12 до 3,8 мин.

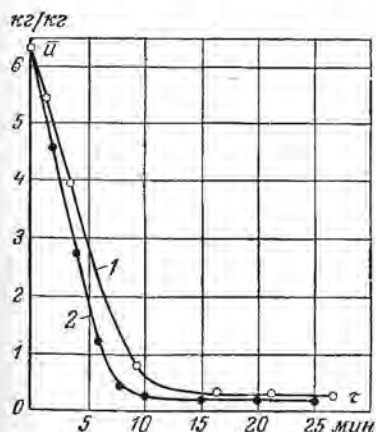


Рис. 6-14. Влияние скорости движения воздуха на кинетику сушки эмульсионного слоя при сопловом дутье ( $L=100$  мм,  $h=80$  мм).

1 —  $t_c = 42,2^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,30$ ,  $v = 2,25$  м/сек,  $l = 0,235$  мм; 2 —  $t_c = 41,3^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,32$ ,  $v = 6,28$  м/сек;  $l = 0,278$  мм.

На рис. 6-14 показано влияние скорости движения воздуха на кинетику процесса сушки. С увеличением начальной скорости соответственно увеличивается средняя квадратичная скорость  $v$  (от 2,25 до 6,28 м/сек), при этом интенсивность сушки заметно повышается в первом периоде. Значительное влияние на скорость сушки оказывает расстояние пленки от сопл, при увеличении расстояния от 55 до 100 мм скорость сушки уменьшалась в 2,2 раза (рис. 6-15). При этом начальная скорость движения воздуха была одна и та же, изменялась только средняя квадратичная скорость.

Если с изменением расстояния  $L$  поддерживать одну и ту же среднюю квадратичную скорость на уровне поверхности испарения (меняется начальная скорость), то скорость сушки практически не изменяется (рис. 6-15). Отсюда следует вывод, что средняя квадра-

тичная скорость воздуха однозначно учитывает влияние расстояния поверхности испарения до сопл.

Проведенные опыты показали, что расстояние между соплами мало влияет на интенсивность сушки. В работе не изучался характер сушки эмульсионных слоев при малых расстояниях между соплами, когда струи при истечении из сопл пересекаются. Такое расположение сопл практически интереса не представляет, так как в этом случае расходы воздуха на сушку значительно увеличиваются.

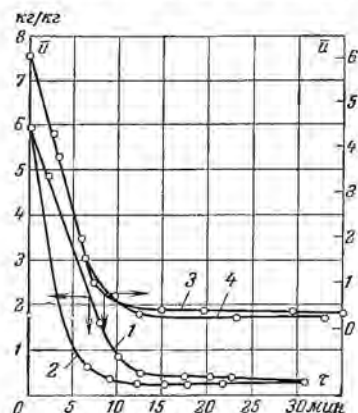


Рис. 6-15. Влияние расстояния пленки до сопл на интенсивность сушки.

1 —  $t_c = 34^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,33$ ,  $v = 4,81$  м/сек,  $l = 0,271$  мм,  $L = 100$  мм,  $h = 80$  мм; 2 —  $t_c = 33,9^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,32$ ,  $v = 6,17$  м/сек,  $l = 0,201$ ,  $L = 55$  мм,  $h = 80$  мм; 3 —  $t_c = 33,2^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,38$ ,  $v = 6,30$  м/сек,  $l = 0,287$ ,  $L = 100$  мм,  $h = 80$  мм; 4 —  $t_c = 34,2^\circ \text{C}$ ,  $\varphi = 0,35$ ,  $v = 6,12$  м/сек,  $l = 0,305$ ,  $L = 55$  мм,  $h = 80$  мм.

С целью проверки подсчитывалась температура эмульсионного слоя по балансовому уравнению тепла, при этом теплообменный критерий Кирпичева  $Ki$  должен быть умножен на величину  $(1 - \xi)$ , где  $\xi$  — коэффициент, учитывающий пропускание тепловых лучей через слой эмульсии.

Результаты подсчетов показали, что в условиях проведенных опытов температура эмульсии в первом периоде с радиационным подогревом выше на  $1-2^\circ \text{C}$  температуры адиабатического насыщения воздуха. Эти расчетные данные хорошо согласуются с замеренной величиной температуры эмульсионного слоя в процессе сушки.

Из кривых сушки определялся коэффициент сушки  $K$  по обычной методике. Затем находился относительный коэффициент сушки  $\kappa$ , численно равный тангенсу угла наклона прямой «коэффициент сушки — скорость сушки в первом периоде». Он оказался равным



0,562. Эксперименты подтвердили, что коэффициент  $\eta$  зависит не от режима сушки, а от начального влагосодержания.

Кроме того, был подсчитан критерий Нуссельта  $Nu$  и построены соответствующие графики  $Nu = f(Pr, Re)$ .

В результате были получены следующие критериальные соотношения:

а) для соплового дутья без радиационного подогрева

$$Nu = 0,0892 Pr^{0,33} Re^{0,806}, \quad (6-4-1)$$

где  $Re = \rho h v / \mu$  — критерий Рейнольдса;  $h$  — характерный размер образца в направлении растекания струи (одно сопло) и шаг между соплами (несколько сопел), м;  $v$  — средняя квадратичная скорость на уровне поверхности испарения, м/сек.

Данная формула справедлива в интервале  $Re$  от  $1 \cdot 10^4$  до  $1 \cdot 10^5$  при изменении шага между соплами от 40 до 160 мм.

Из формулы (6-4-1) следует, что коэффициент теплообмена в первом периоде сушки тонких эмульсионных слоев пропорционален скорости воздуха в степени 0,806 и обратно пропорционален расстоянию между соплами (шаг между соплами) в степени 0,194.

При наличии инфракрасного излучения формула (6-4-1) изменяется и тепловой критерий Нуссельта в первом периоде будет равен:

$$Nu = 0,0432 Pr^{0,33} Re^{0,806} (Le)^{2,73}, \quad (6-4-2)$$

где  $Le$  — критерий Лебедева

$$Le = \frac{T_{\text{н}}}{T_{\text{с}}}; \quad (6-4-3)$$

$T_{\text{н}}$  и  $T_{\text{с}}$  — соответственно абсолютные температуры излучающей поверхности и влажного воздуха.

## 6-5. СУШКА ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Приведем некоторые результаты радиационно-конвективной сушки капрона и полистирола.

Гранулированный капрон (эквивалентный диаметр частиц 3,98 мм, $\varphi = 67\%$ )			
Толщина слоя, мм	6	12	18
Температура излучателя, °К	723	823	953
Скорость воздуха, м/сек	0,2	1,5	2

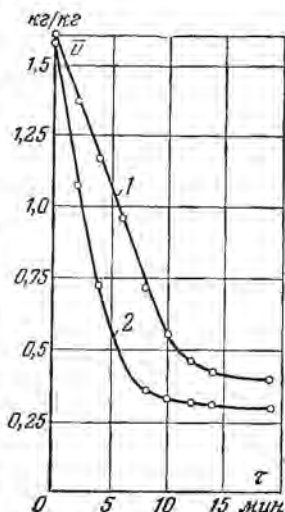


Рис. 6-16. Кривые сушки эмульсионного слоя ( $l = 0,418$  мм) при сушке нагретым воздухом (1) и с применением инфракрасного нагрева (2).

Режим сушки:  $t_{\text{с}} = 27,1^\circ \text{C}$ ;  
 $\varphi = 0,46$ ;  $v = 3,5$  м/сек;  
 $L = 100$  мм;  $h = 80$  мм.

Полистирол (эквивалентный диаметр частицы 3,42 мм,  
 $\varphi = 67\%$ )

Толщина слоя, мм . . . . .	6	12	18
Температура излучателя, °К . . . . .	723	823	953
Скорость воздуха, м/сек . . . . .	0,3	1,6	2,8

Критическое влагосодержание капрона 4%, а полистирола 0,12%. Температурные кривые  $\bar{t} = f(W)$  приведены на рис. 6-17,

из которого видно, что температура капрона с уменьшением влагосодержания от 8 до 3% быстро повышается (начальный период сушки и часть периода постоянной скорости). Начиная с этого влагосодержания температура повышается мало, что соответствует характеру протекания процесса сушки в периоде постоянной скорости.

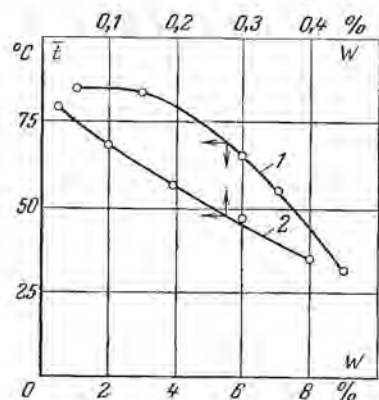


Рис. 6-17. Температурные кривые сушки.

1 — капрона, 2 — полистирола.

Температура полистирола непрерывно увеличивается с уменьшением влагосодержания от 0,4 до 0,02%. Критическое влагосодержание полистирола равно  $W_k = 0,12\%$ , поэтому температурная кривая 2 (рис. 6-17) охватывает весь период сушки от начального периода до периода падающей скорости сушки.

На основе температурных кривых  $\bar{t} = f(\bar{u})$  был подсчитан температурный коэффициент сушки

$$B = \frac{\partial \bar{t}}{\partial \bar{u}} \frac{\bar{u}_k}{T_{\infty}}, \quad (6-5-1)$$

где в качестве постоянных параметров  $\Delta \bar{u}$  и  $\Delta T$  приняты  $\Delta \bar{u} = \bar{u}_k$  (критическое влагосодержание, кг/кг),  $\Delta T = T_{\infty}$ . Температура  $T_{\infty}$  подсчитывалась по величине температуры воздуха  $T_c$ , плотности лучистого потока  $q_n$  и коэффициента теплообмена

$$T_{\infty} = T_c + \frac{q_n}{\alpha}. \quad (6-5-2)$$

Результаты расчетов приведены на рис. 6-18. При этом было установлено, что коэффициент  $B$  является однозначной функцией влагосодержания; он не зависит от режимных параметров  $T_n$ ,  $T_c$ ,  $\varphi$  и  $u$  в тех пределах, которые были приведены выше.

Из рис. 6-18 видно, что экспериментальные точки расположены на прямых. Следовательно, можно написать следующие эмпирические формулы:

для полистирола

$$B = 0,0116\bar{u}^{-0,18}; \quad (6-5-3)$$

для капрона

$$B = 7,95\bar{u}^{1,6}. \quad (6-5-4)$$

Положительная степень  $m = 1,6$  для капрона объясняется тем, что формула (6-5-4) соответствует в основном начальному периоду сушки, где ход температурной кривой  $\bar{t} = f(\bar{u})$  круче, чем в периоде падающей скорости.

По данным о температурном коэффициенте сушки  $b$  ( $b = \partial t / \partial \bar{u}$ ) был подсчитан критерий Ребиндера ( $Rb = br/c$ ). Результаты расчетов приведены на рис. 6-19. Экспериментальные точки имеют значительный разброс. Это объясняется в первую очередь тем, что нам недостаточно хорошо известна теплота испарения влаги  $r$ , которая состоит из теплоты испарения жидкости  $r_{ж}$  и теплоты смачивания  $r_c$ . Последняя почти неизвестна для данных материалов. Кроме того, удельная теплоемкость материала может изменяться от влагосодержания не по линейному закону. Поэтому только в первом грубом приближении можно эксперимен-

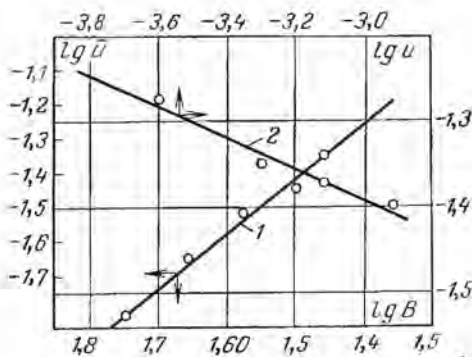


Рис. 6-18. Зависимость между температурным коэффициентом  $B$  и влагосодержанием  $\bar{u}$  (кг/кг).

1 — капрон; 2 — полистирол.

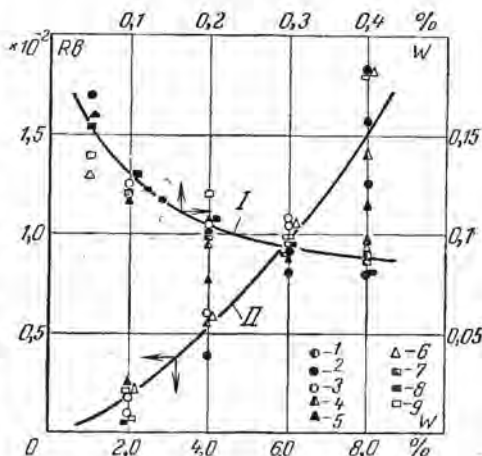


Рис. 6-19. Зависимость критерия Ребиндера  $Rb$  от влагосодержания  $W$  (%) для — полистирола (I) и капрона (II) при режиме сушки:  $T_{\text{н}} = 273^\circ \text{K}$ ,  $v = 0,3$  м/сек.

1 —  $l = 18$  мм; 2 —  $l = 12$  мм; 3 —  $l = 6$  мм,  $T_{\text{н}} = 823^\circ \text{K}$ ,  $v = 1,6$  м/сек; 4 —  $l = 18$  мм; 5 —  $l = 12$  мм, 6 —  $l = 6$  мм,  $T_{\text{н}} = 953^\circ \text{K}$ ,  $v = 2,8$  м/сек; 7 —  $l = 18$  мм; 8 —  $l = 12$  мм; 9 —  $l = 6$  мм.

тальные данные, приведенные на рис. 6-19, описать в виде эмпирических формул:

для полистирола

$$Rb = 0,025\bar{u}^{-0,48}; \quad (6-5-5)$$

для капрона

$$Rb = 0,456 \cdot 10^{-3}\bar{u}^{-1,7}. \quad (6-5-6)$$

Зависимость  $B = f(\bar{u})$  дает возможность определить температуру материала в любой момент сушки (см. гл. 2), а эмпирические формулы  $Rb = f(\bar{u})$  позволяют рассчитать интенсивность теплообмена на протяжении всего процесса сушки и тем самым избежать определения коэффициента теплообмена. Скорость сушки рассчитывается по обычным приближенным соотношениям.

## ГЛАВА СЕДЬМАЯ

### КОНДУКТИВНАЯ СУШКА

#### 7-1. КИНЕТИКА ПРОЦЕССА СУШКИ

Сушку материала на нагретой поверхности, когда тепло, необходимое для испарения влаги и нагревания влажного материала, передается теплопроводностью от нагретой поверхности, обычно называют контактной или кондуктивной сушкой.

Кондуктивная сушка широко распространена в бумажной промышленности. Сушка бумаги происходит на быстровращающихся металлических барабанах, которые нагреваются паром. Бумажная лента движется со скоростью 150—160 м/мин. Бумага прижимается к барабану сукном, которое движется вместе с бумагой. Длительность сушки бумаги около 25—40 сек, а интенсивность сушки 30—40 кг/м<sup>2</sup> · ч.

Исследованию процесса сушки бумаги посвящен ряд работ (И. Л. Любошиц, Е. К. Громцев, Мак-Криди и др.), но все эти исследования мало затрагивали механизм влаго- и теплопереноса. В. В. Красников впервые сделал попытку детально исследовать механизм сушки целлюлозы на нагретой поверхности [Л. 23, 42]. Ниже будут изложены основные результаты этой работы.

Основными задачами экспериментов являлись: создание различных режимов контактной сушки, нахождение полей температур и влагосодержаний внутри материала, определение потоков влаги и тепла при разных режимах сушки.

Чтобы выполнить поставленные задачи, необходимо было непрерывно в течение опыта измерять температуру материала в выбранных точках, определять влагосодержание материала, не нарушая процесса. При этом образцы материала должны быть приготовлены по особой методике.

Основными характерными особенностями исследования являются кратковременность процесса сушки в первом периоде (от 12 до 60 сек для толщины отливки  $h = 0,16$  мм) и незначительная толщина материала (от 0,16 до 1,0 мм). Последние обстоятельства придают исключительную сложность экспериментам, требующим создания специальных приборов и особой методики проведения экспериментальных исследований.

Основными параметрами, определяющими кинетику процесса кондуктивной сушки, являются: 1) температура греющей поверхности; 2) степень прижатия материала к греющей поверхности (давление); 3) параметры окружающего воздуха  $t_c$ ,  $\varphi$ ,  $v$  или влагосодержание, температура и род сушильного сукна.

Основным технологическим параметром является толщина материала.

Эти параметры влияют не только на скорость сушки, но и на критическое влагосодержание материала, а также на его технологические свойства и качества.

На рис. 7-1 приведены характерные кривые кинетики процесса сушки целлюлозы на нагретой поверхности для одного из опытов. Из рис. 7-1 видно, что кривая сушки имеет обычный вид (период прогрева, периоды постоянной и падающей скорости). Соотношение между временем прогрева и общей продолжительностью сушки составляет от 7 до 10%. Рядом приведены температурные кривые для контактного (0,08 мм от греющей поверхности), центрального (0,22 мм от греющей поверхности) и наружного (0,35 мм от греющей поверхности) слоев, а также для открытой поверхности влажной отливки толщиной 0,43 мм при температуре греющей поверхности  $130^\circ\text{C}$ .

Таким образом, температура в разных слоях материала неодинакова, т. е. существует градиент температуры внутри отливки. Наивысшую температуру имеют слои, непосредственно соприкасающиеся с греющей поверхностью, минимальную температуру имеет наружная поверхность отливки, граничащая с окружающей средой.

В течение определенного времени температура держится на одном уровне, после чего происходит одновременное падение температуры во всех слоях отливки. Как показывают опыты, в зависимости от

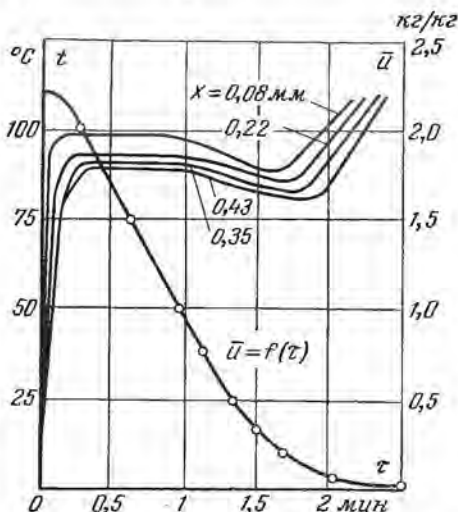


Рис. 7-1. Кривые кинетики сушки целлюлозы на нагретой поверхности, температура которой равна  $130^\circ\text{C}$ .

толщины отливок этот спад температуры идет по-разному. С увеличением толщины материала величина спада растет при постоянных температуре греющей поверхности и начальном влагосодержании материала (на рис. 7-1 падение температуры в контактном слое составляет  $10^{\circ}\text{C}$  при толщине  $0,43\text{ мм}$ , а в отливках толщиной  $0,16—0,22\text{ мм}$  — всего лишь  $2—4^{\circ}\text{C}$ ). Кроме того, снижение температуры в толстых отливках ( $0,43\text{ мм}$  и более) происходит неравномерно, вначале падение температуры происходит резко, а затем — медленно; в тонких отливках скорость снижения температуры остается примерно постоянной.

После падения температуры температурная кривая контактного слоя поднимается вверх и температура его возрастает, приближаясь

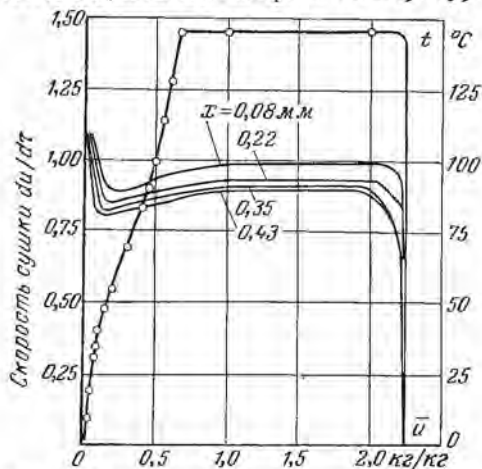


Рис. 7-2. Температурные кривые и кривая скорости сушки (температура нагретой поверхности  $130^{\circ}\text{C}$ ).

к температуре греющей поверхности. В остальных слоях температура также растет, но это происходит с некоторым запаздыванием во времени. Начиная с момента повышения температуры температурные кривые различных слоев приближаются друг к другу.

На рис. 7-2 приведены те же температурные кривые, но в координатах «температура материала — влагосодержание». Здесь же построена кривая скорости сушки. Из рис. 7-2 видно, что уменьшение скорости сушки происходит по сложной кривой с наличием

точки перегиба. Эту точку перегиба можно условно считать второй критической точкой.

Очень большое снижение влагосодержания материала (от  $2,24$  до  $1,00\text{ кг/кг}$ ) происходит именно в то время, когда температура материала держится постоянной. Вслед за этим происходит удаление влаги при снижающейся температуре материала, и, наконец, небольшая доля влаги (от  $0,20$  до  $0,02\text{ кг/кг}$ ) удаляется при значительном возрастании температуры отливки.

Большой интерес представляет совместное рассмотрение кривых скорости сушки с температурными кривыми. Из сопоставления температурных кривых и кривой скорости сушки видно, что период постоянной скорости при контактной сушке характеризуется примерно постоянной температурой ( $\partial t / \partial \tau \rightarrow 0$ ). Начиная с первой критической точки температура во всех слоях отливки уменьшается (в отливках толщиной  $0,43\text{ мм}$  и больше первой критической точке соответствует начало резкого снижения температуры).



Рост температуры материала, наблюдаемый на температурной кривой, начинается при влагосодержании, соответствующем второй критической точке.

Вторая критическая точка при контактной сушке тонких листовых материалов на температурных кривых в отличие от конвективной сушки выражена резко.

Постоянное снижение температуры на участке влагосодержания 1,20—0,50 кг/кг можно объяснить значительным уменьшением коэффициента теплопроводности отливки. Испарение происходит во всем объеме отливки, тепло, необходимое для испарения, должно быть

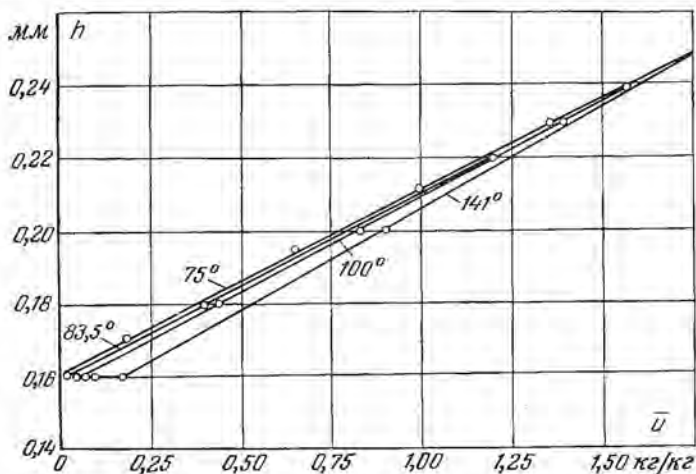


Рис. 7-3. Зависимость между толщиной отливки целлюлозы ( $h$ ) и влагосодержанием ее при температурах греющей поверхности от 75 до 141° C (удельная масса отливок 100 г/м<sup>2</sup>).

передано через слой отливки, примыкающий к горячей поверхности. Это тепло передается теплопроводностью. Вначале при уменьшении влагосодержания от 2,0 до 1,5 коэффициент теплопроводности  $\lambda$  уменьшается незначительно, а при дальнейшем уменьшении  $u$  коэффициент  $\lambda$  быстро убывает.

Резкое снижение температуры около второй критической точки от 0,20 до 0,15 можно объяснить дополнительной затратой тепла на испарение связанной влаги. Теплота набухания целлюлозы значительна ( $Q_0 = 390$  ккал/кг). После второй критической точки скорость сушки резко уменьшается, общая затрата тепла на испарение значительно снижается, что вызывает быстрый подъем температуры материала.

Целлюлоза в процессе сушки изменяется по ширине (поперечная усадка), по длине (продольная усадка) и по толщине. В производственных условиях укорочение в продольном направлении наполовину меньше, чем в поперечном. Поперечная усадка на машине про-

текает беспрерывно, величина ее для различных сортов бумаг составляет 3—6%.

Усадка в продольном и поперечном направлениях происходит особенно интенсивно во втором периоде сушки. В производстве усадка по толщине не учитывается. На рис. 7-3 видно, что кривая усадки (по толщине) представляет собой прямую линию независимо

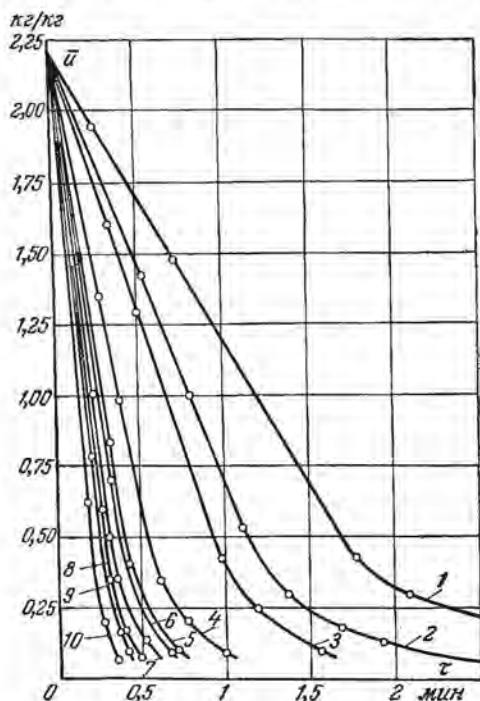


Рис. 7-4. Влияние температуры греющей поверхности на кривые сушки целлюлозы.

1 — 62° С; 2 — 70° С; 3 — 79° С; 4 — 91° С; 5 — 100° С; 6 — 111° С; 7 — 119° С; 8 — 130,5° С; 9 — 141° С; 10 — 154° С.

Температура греющей поверхности является основным параметром, который влияет на длительность контактной сушки.

В опытах по контактной сушке без обдува температура окружающего воздуха изменялась в пределах 12—30° С, а влажность воздуха — в интервале 0,25—0,60. Проведенное исследование не обнаружило сколько-нибудь заметного влияния этих параметров на процесс контактной сушки в указанных диапазонах их изменения.

Опыты с обдувом материала воздухом ( $v = 2,2$  м/сек) производились при температуре последнего 25 и 50° С, при этом толщина отливок изменялась в пределах 1,65—0,16 мм.

от режима контактной сушки. Сокращение размера по толщине протекает на всем протяжении процесса сушки (до влагосодержания 0,07). Коэффициент линейной усадки  $\beta_l$  равен 0,333 ( $\beta_l = 0,333$ ).

На рис. 7-4 показано влияние температуры греющей поверхности на кривые сушки отливки толщиной 0,16 мм под сеткой без обдува воздухом при  $p = 16$  Г/см<sup>2</sup>. Все рассматриваемые кривые сушки приведены к одному начальному влагосодержанию 2,20 кг/кг, конечное влагосодержание равно 0,07 кг/кг. Из рис. 7-4 видно, что с повышением температуры греющей поверхности длительность сушки резко сокращается. Отливки толщиной 0,16 мм высушают до влагосодержания 0,07 кг/кг при  $t_{гр} = 91°$  С за 64 сек, а при  $t_{гр} = 119°$  С — за 36 сек, т. е. в 1,8 раза быстрее.

Влияние обдува воздухом отливок при контактной сушке на греющей поверхности в широком диапазоне температур греющей поверхности совершенно различно. В диапазоне низких температур ( $t_{гр}$  до  $65-85^{\circ}\text{C}$ ) интенсивность процесса с обдувом несколько выше скорости сушки без обдува (в первом периоде). При более высоких  $t_{гр}$  обдув воздухом приводит к снижению интенсивности сушки. В первой области температур  $t_{гр}$  обдув оказывает более сильное влияние на интенсивность сушки отливок с большей толщиной. При высоких  $t_{гр}$  с увеличением толщины интенсивность сушки с обдувом все менее отличается от интенсивности без обдува.

На рис. 7-5 приведены кривые интенсивности сушки отливок при температурах греющей поверхности от  $62$  до  $154^{\circ}\text{C}$ , подвергавшихся сушке под сеткой без обдува воздухом при  $p = 16 \text{ Г/см}^2$ . Увеличение температуры греющей поверхности от  $79$  до  $119^{\circ}\text{C}$  (в 1,5 раза) приводит к возрастанию интенсивности сушки в первом периоде от  $12,5$  до  $32 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$ , т. е. в 2,6 раза.

Влияние температуры греющей поверхности сказывается на всем протяжении процесса сушки (особенно сильно в первом периоде), и лишь после второй критической точки оно становится мало заметным.

Большое влияние на длительность сушки оказывает толщина отливок. С увеличением толщины растет продолжительность как первого периода, так и особенно всего процесса сушки. Продолжительность сушки отливок толщиной  $0,22 \text{ мм}$  при температуре греющей поверхности  $120^{\circ}\text{C}$  ( $\bar{u}_0 = 2,20 \text{ кг/кг}$ ;  $\bar{u}_к = 0,07 \text{ кг/кг}$ ) составляла  $56 \text{ сек}$ , а при увеличении толщины вдвое ( $0,43 \text{ мм}$ ) длительность сушки составила  $165 \text{ сек}$ , т. е. увеличилась в 3 раза. Дальнейшее увеличение толщины ведет к еще большему возрастанию длительности сушки.

На рис. 7-6 показано изменение интенсивности сушки в первом периоде в зависимости от толщины отливок при разных температурах греющей поверхности. Из рис. 7-6 видно, что влияние толщины отливок на интенсивность сушки зависит от температуры греющей поверхности. С понижением ее температуры различие в интенсивности сушки отливок переменных толщин сглаживается, и при температуре греющей поверхности  $70^{\circ}\text{C}$  и ниже интенсивность сушки в первом периоде практически не зависит от толщины материала. Такая зависимость интенсивности сушки отливок от их толщины (при различных температурах греющей поверхности) целиком объясняется механизмом тепло- и влагообмена при контактной сушке.

Таким образом, толщина материала оказывает влияние на процесс сушки аналогично влиянию температуры греющей поверхности.

При проведении исследования наблюдалось, что при давлении со стороны сетки и сукна  $4,5 \text{ Г/см}^2$  поверхность отливки имела морщины, не была ровной, гладкой; особенно это относится к открытой поверхности отливки, соприкасающейся с сеткой или сукном.

При давлении  $9 \text{ Г/см}^2$  все эти поверхностные дефекты обнаруживались, но в значительно меньшей степени. И, наконец, при давлении

нии  $16 \text{ Г/см}^2$  поверхность отливки с обеих сторон была совершенно ровной, без морщин и складок. Следовательно, давление на отливку, оказывая небольшое влияние на теплофизическую сторону процесса контактной сушки, сильно влияет на формирование поверхно-

$\text{кг/м}^2 \cdot \text{ч}$

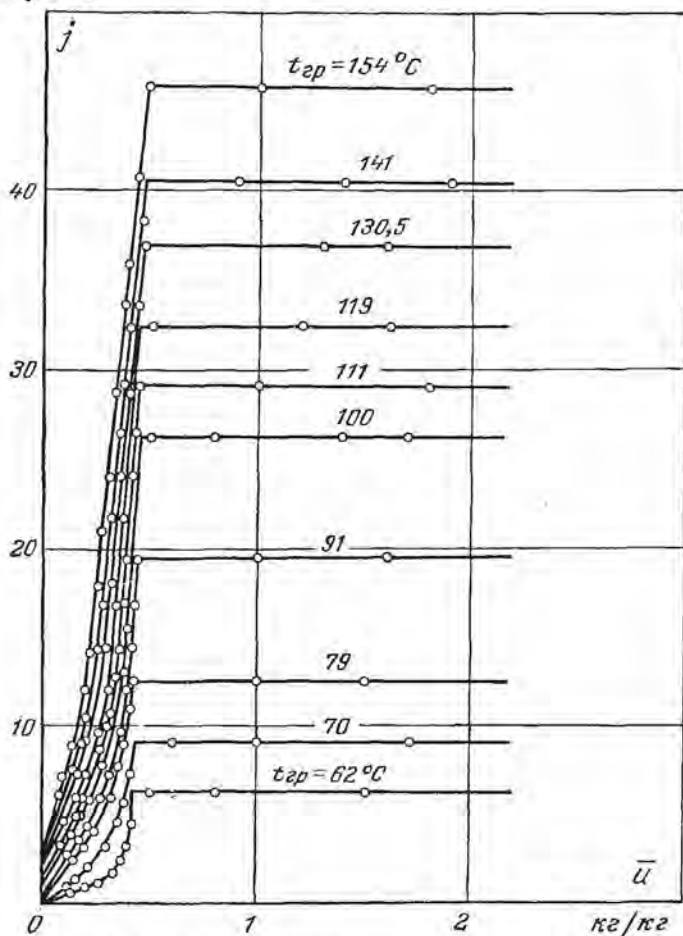


Рис. 7-5. Кривые интенсивности сушки при разных температурах греющей поверхности (толщина отливки  $h = 0,16 \text{ мм}$ ).

стных качеств отливки (в условиях сушки полотна это влияние несколько уменьшается, ибо действует еще натяжение полотна).

Температура греющей поверхности оказывает решающее воздействие на качество высушенного материала.

Характер кривых кинетики сушки зависит от формы связи влаги с материалом. Изменение режима сушки не может привести к изме-

нению характера кривых кинетики сушки, а только вносит изменения в расположение критических точек.

Сульфитная целлюлоза является капиллярнопористым коллоидным телом. Влага в таком теле связана в основном адсорбционными и капиллярными силами (количество осмотически связанной влаги незначительно). Количество адсорбционной влаги по результатам тензометрического исследования для целлюлозы ( $100 \text{ г/м}^2$ ) равно 11—12% при температуре материала  $25^\circ \text{С}$ .

Начиная с первой критической точки, кривая скорости сушки во втором периоде обращена выпуклостью к оси абсцисс, затем, начиная со второй критической точки, кривая обращена выпуклостью к оси ординат. Первый участок кривой скорости сушки соответствует удалению капиллярной влаги, второй — адсорбционно связанной влаги. Вторая критическая точка (точка резкого возрастания температуры) должна соответствовать границе адсорбционной и капиллярной влаги. Как видно из рис. 7-2, вторая критическая точка соответствует влагосодержанию 0,08—0,10 кг/кг, что хорошо совпадает (с учетом поправки на температуру материала) с величиной гидратационного влагосодержания.

Для практических расчетов общая длительность контактной сушки может быть подсчитана по следующей приближенной формуле:

$$\tau = \frac{W_0}{N} - \frac{1}{\kappa N} [1 + 2,3 \lg \kappa W_{\text{кон}}], \quad (7-1-1)$$

где  $N$  — скорость сушки в первом периоде, %/ч;  $\kappa$  — относительный коэффициент сушки, 1/%.

Начальное и конечное влагосодержания материала могут быть определены и почти всегда являются известными. Относительный коэффициент сушки  $\kappa$  определялся из экспериментальной прямой  $K = \kappa N$  как тангенс угла наклона. Для опытов, проведенных с отливками толщиной 0,16 мм, относительный коэффициент сушки  $\kappa$  равен 1,34.

Формулой (7-1-1) можно пользоваться и для переменных режимов сушки.

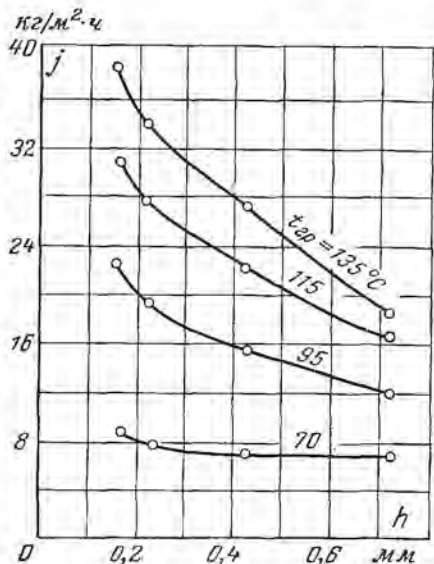


Рис. 7-6. Влияние толщины отливки целлюлозы на интенсивность сушки в первом периоде при разных температурах греющей поверхности.

Более точные результаты дают расчеты с использованием двух относительных коэффициентов сушки  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  (см. гл. 2).

Таким образом, зная основные параметры, характеризующие процесс сушки, можно определить длительность сушки, а следовательно, наметить такой режим, при котором длительность будет минимальной.

В условиях процесса контактной сушки отливок на греющей поверхности средняя интенсивность сушки составляет 55—80% интенсивности сушки первого периода, т. е.  $\dot{j}_{ср}$  мало отличается от  $\dot{j}$  в первом периоде.

Отсюда понятно, что первый период при контактной сушке является основным периодом, которым определяется как длительность процесса, так и его интенсивность.

## 7-2. ТЕПЛО- И ВЛАГООБМЕН ПРИ КОНТАКТНОЙ СУШКЕ

Одним из надежных методов изучения механизма перемещения массы внутри материала в процессе сушки является исследование полей температуры и влагосодержания.

На рис. 7-7 представлены кривые распределения влагосодержания (сплошные линии) и температуры (пунктирные линии) для опыта по сушке отливки толщиной 0,43 мм при  $t_{гр} = 116^\circ \text{C}$ . Из рис. 7-7 следует, что кривые распределения влагосодержания имеют своеобразный вид. Распределение влагосодержания в процессе сушки

неравномерно и несимметрично: в контактном слое, прилежащем к горячей поверхности, влагосодержание на протяжении всего процесса минимально, в центральных слоях — максимально и у открытой поверхности влагосодержание ниже, чем в центральных слоях, но выше, чем у контактной поверхности. Такой характер распределения влагосодержания — результат особого механизма переноса вещества при контактной сушке.

Поле температур характерно в том отношении, что температура любого слоя материала в направлении от контактного слоя к открытой поверхности непрерывно убывает. Особенностью поля влагосодержания является то, что с увеличением времени влагосодержание всех слоев материала последовательно снижается и кривые распре-

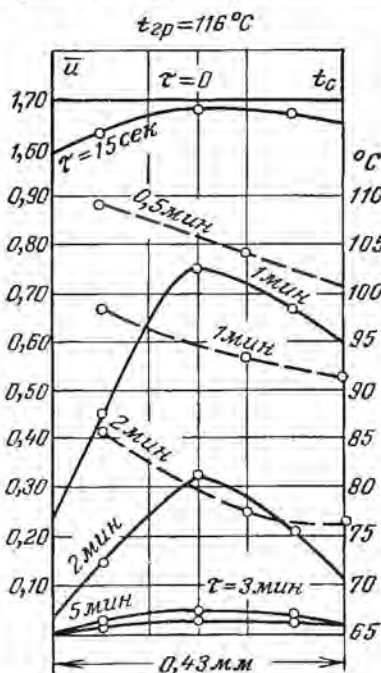


Рис. 7-7. Поля температур и влагосодержаний в отливке целлюлозы в процессе сушки ( $t_{гр} = 116^\circ \text{C}$ ).



деления влагосодержания располагаются друг за другом, не пересекаясь. Центральные слои отстают по убыли влаги, образуя максимум влагосодержания.

Характер кривых распределения влагосодержания и температуры показывает, что конденсации влаги в материале не происходит. При температуре греющей поверхности свыше  $100^{\circ}\text{C}$  ( $t_{\text{гр}} \geq 100^{\circ}\text{C}$ ) поток влаги в форме жидкости или отсутствует, или его доля чрезвычайно мала в общем потоке переносимой влаги.

Таким образом, перепад влагосодержания внутри отливки создается за счет парообразования, которое происходит с различной интенсивностью в зависимости от координаты слоя.

Перед началом опыта ( $\tau = 0$ ) влага внутри материала была распределена равномерно, но уже через 15 сек влагосодержание на горячей поверхности уменьшается на 12%.

В опытах с начальным влагосодержанием  $\bar{u}_0 \geq 2,0$  в начале процесса сушки (до 30 сек) на открытой поверхности влагосодержание убывает быстрее, чем на контактной поверхности. Кривые распределения влагосодержания и температуры для последующих моментов времени аналогичны приведенным на рис. 7-7.

Распределение температуры (1 мин) в первом периоде показывает, что внутри материала идет процесс испарения, интенсивность которого неодинакова по толщине отливки. Наибольшая интенсивность поддерживается в контактном слое и постепенно убывает к открытой поверхности материала. Это же подтверждает поле влагосодержания отливки, соответствующее времени 1 мин (т. е. за 15 сек до начала второго периода сушки). Второй период сушки начинается при влагосодержании у контактной поверхности, близком к нулю. Из кривой распределения температуры на 2-й мин видно, что основной процесс испарения идет в центральных слоях, кривая распределения влагосодержания показывает то же самое.

На 5-й мин кривая распределения температуры вырождается в прямую и испарение внутри материала значительно уменьшается, на что также указывает кривая распределения влагосодержания.

Представляет интерес сопоставить поля температур в первом периоде для отливок, сушившихся при различных температурах греющей поверхности. На рис. 7-8 показаны поля температур отливок толщиной 0,43 и 0,22 мм, которые сушились на греющей поверхности, имеющей температуру в пределах  $63-130^{\circ}\text{C}$ .

Из рис. 7-8 видно, что кривые распределения температуры в первом периоде меняются по форме в зависимости от температуры греющей поверхности. При довольно низких температурах греющей поверхности (в отливках 0,22 мм до  $69^{\circ}\text{C}$  и в отливках от 0,43 мм — до  $86^{\circ}\text{C}$  включительно) кривая распределения температуры близка к прямой. Это указывает на то, что при высоких температурах греющей поверхности испарение влаги происходит внутри материала.

С увеличением  $t_{\text{гр}}$  тангенс угла наклона кривых (в центральных слоях) увеличивается.

Наибольший изгиб кривых наблюдается в слоях материала, ближайших к греющей поверхности, где процесс фазового превращения протекает с максимальной интенсивностью.

Таким образом, качественный анализ полей влагосодержания и температуры показал следующее: а) механизм переноса влаги и тепла меняется с изменением температуры греющей поверхности; б) перенос влаги внутри материала в виде пара является основным при высоких  $t_{гр}$ ; в) при высоких температурах  $t_{гр}$  интенсивность сушки в первом периоде не определяется испарением со свободной поверхности отливки, а зависит от интенсивности внутреннего переноса влаги.

Одной из характерных особенностей процесса кондуктивной сушки в первом периоде является постоянство скорости сушки и температуры в каждом дан-



Рис. 7-8. Влияние температуры греющей поверхности на температурное поле отливок целлюлозы толщиной 0,43 и 0,22 мм.

ном сечении материала. Эта особенность обусловлена тем, что при кондуктивной сушке тепло сообщается влажному материалу только от греющей поверхности и передается к открытой поверхности материала с последующей отдачей его в окружающую среду. Количество тепла, полученное от греющей поверхности, в первом периоде сушки расходуется на испарение влаги и на потери тепла лучеиспусканием и конвекцией открытой поверхностью отливки в окружающую среду. Доля этих потерь в общем расходе тепла невелика и составляет максимально 3—5%, так что ими можно пренебречь.

Таким образом, с достаточной степенью точности плотность теплового потока может быть определена по интенсивности сушки в первом периоде. Тогда формула для определения плотности потока тепла  $q$  принимает следующий вид:

$$q = rj. \quad (7-2-1)$$

Удельная теплота парообразования  $r$  относится к средней температуре материала  $\bar{t}$ .

В общем случае при наличии переноса влаги распространение тепла в материале осуществляется посредством теплопроводности и путем переноса его паром и жидкостью, т. е.

$$q = \lambda \frac{dt}{dn} + h_{п}j_{п} + h_{ж}j_{ж}, \quad (7-2-2)$$

где  $h$  — энтальпия; индекс «п» обозначает пар, а индекс «ж» — жид-

кость;  $n$  — направление нормали к поверхности тела (в нашем случае  $n = x$ ).

Это уравнение использовалось в качестве расчетного соотношения при анализе полей температур в первом периоде.

В условиях контактной сушки в основном перенос влаги происходит в форме пара, что подтверждается расчетом по соотношению (7-2-2). Кроме того, поток тепла с переносимой жидкостью невелик, так как жидкость обладает малой энтальпией по сравнению с энтальпией пара. Поэтому можно пренебречь величиной плотности потока тепла, переносимого жидкостью. Тогда будем иметь:

$$j_n = \frac{rj + \lambda \frac{dt}{dn}}{h_n}. \quad (7-2-3)$$

По соотношению (7-2-3) можно вычислить плотность потока пара в сечениях материала, расположенных вблизи греющей поверхности.

Чтобы оценить влияние механизма внутреннего парообразования и переноса пара на интенсивность сушки в первом периоде, введем критерий  $\varepsilon'$  по соотношению \*

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\lambda \frac{dt}{dn}}{jr}. \quad (7-2-4)$$

Критерий  $\varepsilon'$  определяет долю потока тепла, переносимого паром, который образовался в слоях материала у греющей поверхности, в общем потоке тепла, подводимого к поверхности материала.

Сопоставление величин  $q$  и  $\lambda \frac{dt}{dn}$  показывает, что поток тепла, обусловленный теплопроводностью, значительно меньше общего потока тепла. Следовательно, механизм теплопроводности не может обеспечить передачу тепла в количестве  $q$  и она осуществляется в значительной степени переносом массы пара.

Таким образом, перенос тепла внутри материала перемещающимся паром является решающим в процессе контактной сушки тонких капиллярнопористых тел.

На рис. 7-9 приведена зависимость  $\varepsilon' = f(t_{гр})$  для отливок четырех различных толщин, из которой видно, что с ростом  $t_{гр}$  величина  $\varepsilon'$  увеличивается. Изменение  $\varepsilon'$  происходит весьма неравномерно. Так, увеличение температуры греющей поверхности от 75 до 98° С

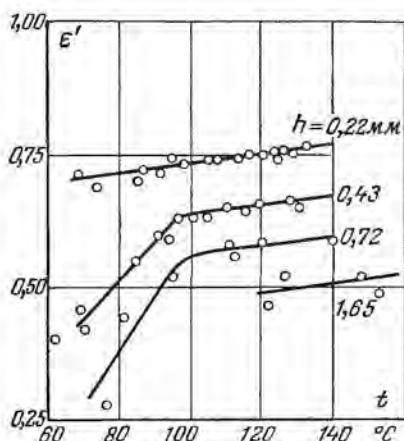


Рис. 7-9. Изменение критерия  $\varepsilon'$  от температуры греющей поверхности для отливок различной толщины.

\* Необходимо отметить, что критерий  $\varepsilon'$  не тождествен критерию фазового превращения  $\varepsilon$ .

ведет к значительному возрастанию  $\epsilon'$  (для отливок 0,72 мм  $\epsilon'$  возросло от 0,30 до 0,55, для отливок 0,43 мм — от 0,44 до 0,63), тогда как изменение  $t_{гр}$  от 98 до 140° С приводит лишь к незначительному росту  $\epsilon'$  (для отливок 0,72 мм  $\epsilon'$  возросло от 0,55 до 0,59, а для отливок 0,43 мм — от 0,63 до 0,67).

Такой характер изменения величины  $\epsilon'$  указывает на то, что механизм переноса влаги и тепла меняется с изменением  $t_{гр}$ . Видимо,

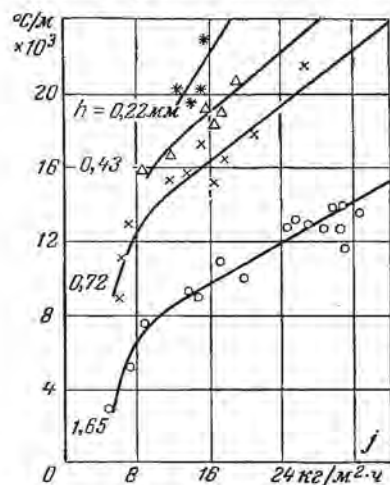


Рис. 7-10. Зависимость температурного градиента  $\nabla t$  у греющей поверхности от интенсивности сушки  $j$  при разных толщинах отливок.

изменяется, увеличиваясь с уменьшением толщины. При  $t_{гр} = 120^{\circ}\text{C}$  имеем следующую зависимость  $\epsilon'$  от  $h$ :

$\epsilon'$	$h$ , мм
0,75	0,22
0,65	0,43
0,57	0,52
0,48	1,65

Влияние толщины отливки на величину  $\epsilon'$  объясняется тем, что с увеличением толщины возрастает сопротивление скелета капиллярнопористого тела, вследствие чего интенсивность процесса внутреннего парообразования в слоях материала у греющей поверхности снижается и  $\epsilon'$  уменьшается.

Градиенты температур при контактной сушке достигают очень высоких значений. При температуре греющей поверхности 120° С температурный градиент составлял соответственно  $13,4 \cdot 10^3$ ,  $18 \cdot 10^3$ ,  $19,2 \cdot 10^3$  град/м для отливок толщиной 0,22, 0,43 и 0,72 мм.

На рис. 7-10 показано изменение температурного градиента отливки с увеличением температуры греющей поверхности для различных толщин отливки.

при низких температурах  $t_{гр}$  (до 60° С) величина  $\epsilon'$  близка к нулю, т. е. интенсивность сушки в первом периоде целиком определяется испарением влаги со свободной поверхности материала и из слоев, прилегающих к ней. Дальнейшее повышение температуры  $t_{гр}$  вызывает изменение в механизме процесса сушки, при котором все большее влияние оказывает на величину интенсивности сушки плотность потока пара, перемещающегося внутри материала. При  $t_{гр}$  выше 100° С действует вполне развитый механизм внутреннего парообразования и переноса пара, вследствие чего величина  $\epsilon'$  при этих  $t_{гр}$  максимальна и ее изменение при повышении  $t_{гр}$  невелико.

Из рис. 7-9 видно, что в зависимости от толщины отливок  $\epsilon'$

Вначале с увеличением интенсивности сушки в первом периоде градиент температуры  $\nabla t$  резко возрастает для всех исследуемых толщин отливок. Затем происходит некоторое замедление роста  $\nabla t$  и, наконец, при высоких интенсивностях имеет место линейный закон изменения  $\nabla t$  с повышением  $j$ . В области малых интенсивностей кривые имеют тенденцию к слиянию; в этом случае толщина не будет влиять на градиент температуры. При последующем увеличении  $j$  происходит резкая дифференциация кривых, соответствующих различным толщинам отливок. Градиент температуры возрастает с увеличением интенсивности сушки, но значительно медленнее, чем в начале кривой. Вырождение кривых в прямые и замедление роста градиента температуры являются следствием того, что механизм передачи тепла теплопроводностью осложняется переносом тепла паром. Таким образом, интенсивность сушки в этом случае определяется в основном внутренней интенсивностью процесса, а не испарением со свободной поверхности.

С увеличением толщины отливки температурный градиент увеличивается при одном и том же потоке влаги. Это объясняется тем, что при одинаковых  $j$  средняя температура более толстой отливки будет больше, чем тонкой.

Повышение  $\nabla t$  вызывает перегрев материала и ухудшение его качеств. Поэтому сушка на горячей поверхности целесообразна лишь для материалов, толщина которых невелика.

Описанный механизм переноса тепла и вещества внутри материала подтверждается экспериментальной зависимостью  $j = f(t_n)$ , представленной на рис. 7-11. По оси ординат отложена интенсивность сушки в первом периоде  $j$ , а по оси абсцисс — температура поверхностного слоя материала  $t_n$  в первом периоде, т. е. температура открытой (свободной) поверхности отливки, через которую происходит унос массы в окружающую среду. До температуры  $t_n = 65^\circ \text{C}$  ( $t_{\text{гр}}$  соответствует  $64\text{--}80^\circ \text{C}$  в зависимости от толщины отливок) интенсивность сушки, как видно из рис. 7-11, не зависит от толщины материала и полностью определяется температурой  $t_n$ , которую в данном случае можно назвать температурой поверхности испарения.

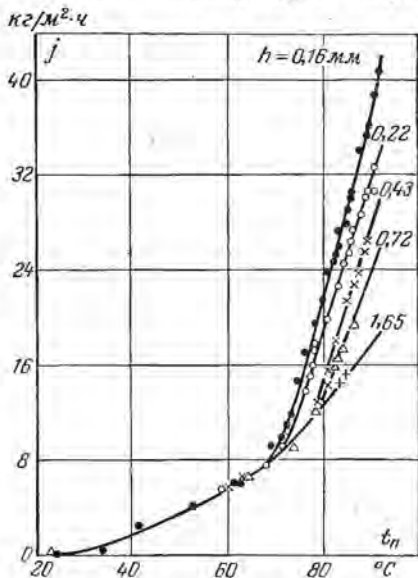


Рис. 7-11. Влияние толщины отливки на изменение интенсивности сушки с повышением температуры свободной поверхности материала.



После  $t_{\text{н}} = 65^{\circ}\text{C}$  происходит «сортировка» экспериментальных точек по толщинам отливок. Вначале отделяется от общей кривой кривая, соответствующая толщине отливок 0,16 мм, затем — 0,22, 0,43 мм и т. д.

Влияние толщины материала сильно сказывается на интенсивности сушки в первом периоде. Так, при  $t_{\text{н}} = 90^{\circ}\text{C}$  для отливок 0,43 мм составляла  $26,5 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$ , а для отливок 0,16 мм —  $37 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$ , т. е. уменьшение толщины отливки в 2,7 раза увеличивает интенсивность сушки на 40%.

Это показывает, что  $t_{\text{н}}$  не может характеризовать интенсивность сушки. Расслоение кривых — прямое следствие развития особого механизма переноса, в котором основную роль играют внутреннее парообразование и перенос пара к открытой поверхности материала. Независимость интенсивности сушки в первом периоде от толщины материала объясняется тем, что парообразование происходит на открытой поверхности материала и вблизи нее.

Таким образом, процесс испарения при контактной сушке тонких материалов в первом периоде происходит на открытой поверхности и вблизи нее только в некотором интервале температур греющей поверхности, определяемом толщиной материала. При высоких  $t_{\text{гр}}$  интенсивность сушки в основном зависит от внутреннего парообразования, определяемого скоростью фазового превращения, и молярного переноса пара.

Следовательно, утверждения некоторых исследователей, что процесс контактной сушки определяется испарением со свободной поверхности и ее температурой, неправильны.

Анализ полей влагосодержания и температуры приводит к заключению, что механизм переноса тепла и влаги при контактной сушке тонких материалов коренным образом отличается от механизма тепло- и массообмена при конвективной сушке. Причины этого следует искать как в особенностях процесса передачи тепла непосредственным соприкосновением влажного материала с греющей поверхностью, когда достигаются большие скорости нагревания и испарения, так и в структуре сушеного капиллярнопористого тела.

Скелет (основа) капиллярнопористого коллоидного тела, образованный отдельными волокнами, сложен по своей структуре и обладает большой развитой поверхностью. Поры и капилляры, созданные в результате образования листа из волокон, имеют самые разнообразные форму и размеры, могут быть сквозными (без дна) и несквозными, сообщающимися непосредственно и при помощи разветвленной системы пор с окружающей средой. Кроме того, сами волокна, радиус капилляров в которых различен, отличаются большой пористостью.

Скелет влажного тела наполнен жидкостью, которая удерживается в пространствах между волокнами и на их поверхности, в полостях волокнистых клеток и в стенках волокон. Содержание воды в стенках составляет 0,3—0,6 кг на 1 кг абсолютно сухого волокна,



а количество воды, заполняющей полости внутри волокон и адсорбированной их поверхностью, оценивается  $1,2 \text{ кг/кг}$ . Следовательно, при влагосодержании материала  $1,5\text{--}1,8 \text{ кг/кг}$  поры между волокнами свободны от влаги и заполнены паром и воздухом. С увеличением влагосодержания количество пара и воздуха убывает, так как «свободный» объем, не занятый жидкостью, уменьшается.

При контактной сушке тепло, необходимое для испарения, берется от горячей поверхности, которая соприкасается с влажным материалом. В этом случае передача тепла наиболее эффективна, так как она осуществляется кондуктивным путем без промежуточных термических сопротивлений. Интенсивность процесса сушки в первом периоде увеличивается на один-два порядка по сравнению с интенсивностью при конвективной сушке. Влажный материал, прижимаемый к греющей поверхности под некоторым давлением, «прилипает» к горячей поверхности, обеспечивая интенсивную передачу тепла. При высоких  $t_{\text{гр}}$  наблюдалось прилипание контактного слоя к греющей поверхности, что является результатом плотного соприкосновения материала с нагретой поверхностью и показывает невозможность образования промежуточной паровой прослойки при сушке капиллярнопористых тел.

В области низких температур ( $t_{\text{гр}} \leq 65 \div 85^\circ \text{C}$ ) перенос влаги происходит под действием градиентов влагосодержания и температуры. Термодиффузия влаги происходит в направлении потока тепла (от греющей поверхности к открытой поверхности). Однако наличие испарения в области, прилегающей к горячей поверхности, создает перепад влагосодержания (рис. 7-7), который препятствует переносу влаги в направлении потока тепла.

Кроме того, диффузия скольжения в капиллярах отливки также препятствует переносу влаги от горячей поверхности. Вследствие этого создаются условия для испарения во всем объеме отливки. С повышением температуры скорость нагрева влажного тела и скорость испарения резко увеличиваются, что создает градиент общего давления, который является основной движущей силой влагопереноса.

Некоторые исследователи считают, что давление парогазовой смеси (влажного воздуха) внутри влажного тела выше атмосферного ( $p_n > p$ ) может быть только при температуре тела больше  $100^\circ \text{C}$  ( $t_m > 100^\circ \text{C}$ ) при условии, если атмосферное давление равно  $760 \text{ мм рт. ст.}$  Это утверждение справедливо только для случая термодинамического равновесия, когда температура тела одинакова во всех его точках и равна температуре окружающей среды. Для случая сушки, когда имеет место испарение жидкости внутри тела и наличие нестационарного температурного поля, это утверждение является неверным. В простейшем случае при нагревании воздуха в сосуде (замкнутой поре) давление всегда будет больше давления окружающей среды в соответствии с законом Клапейрона. Если ее нагревание сопровождается испарением жидкости в этом замкнутом объеме, то давление парогазовой смеси (влажного воздуха) будет

еще больше давления окружающей среды (атмосферного). Когда же пора имеет капиллярные отверстия (пора, полностью не закрытая), то в зависимости от скорости нагревания и скорости испарения (источника пара), с одной стороны, и скорости истечения парогазовой смеси из капиллярных отверстий, с другой стороны, давление парогазовой смеси может быть больше или равным давлению окружающей среды. В последнем случае сопротивление истечению парогазовой смеси из поры должно быть ничтожно мало. В реальных условиях сушки влажное капиллярнопористое тело представляет большое сопротивление фильтрационному движению парогазовой смеси и возникающее давление влажного воздуха внутри тела за счет

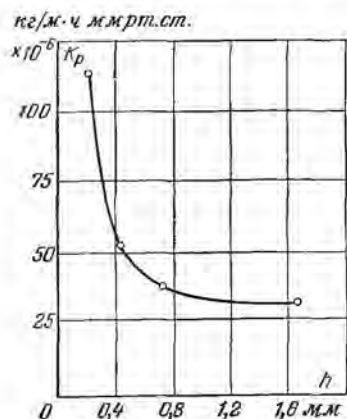


Рис. 7-12. Влияние толщины отливки на коэффициент переноса  $K_p$ .

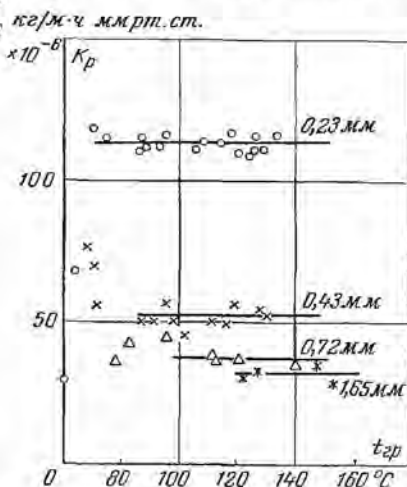


Рис. 7-13. Зависимость коэффициента переноса  $K_p$  от температуры греющей поверхности.

нагревания и испарения жидкости релаксируется не мгновенно, а с течением определенного времени.

Кроме того, возникновению давления парогазовой смеси  $p_m$ , превышающего давление окружающей среды, способствует молекулярное (кнудсеновское) натекание воздуха и пара по микрокапиллярам ( $r < 10^{-5}$  см), если температура внутри тела выше температуры на его открытой поверхности. Это происходит потому, что в области молекулярного режима, даже в стационарном состоянии, в отличие от закона Паскаля [равенство гидростатического давления при любом распределении температуры во всем объеме тела ( $p_1 = p_2 = \text{const}$ )] имеет место соотношение Кнудсена

$$\frac{p_1}{\sqrt{T_1}} = \frac{p_2}{\sqrt{T_2}}, \quad (7-2-5)$$

т. е. в местах с большей температурой будет и большее давление ( $T_1 > T_2$ ;  $p_1 > p_2$ ).

Поэтому если в капиллярнопористом теле имеет место стационарное неравномерное распределение температуры, то даже в отсутствие нагревания ( $\partial t/\partial \tau = 0$ ) и испарения ( $\partial u/\partial \tau = 0$ ) при наличии микрокапилляров будет иметь место перепад общего давления. Важно здесь отметить, что молекулы пара и воздуха независимо друг от друга будут сосредотачиваться по микрокапиллярам (молекулярное натекание) в местах с более высокой температурой. Если скорость молекулярного натекания по микрокапиллярам будет превышать скорость молярного (фильтрационного) истечения, то внутри тела будет давление выше атмосферного при температуре тела ниже  $100^\circ \text{C}$ . Поэтому если структура тела такова, что преобладающее значение имеют микрокапилляры, то при наличии перепада температуры внутри тела имеет место и перепад общего давления.

Плотность потока влаги будет равна:

$$j = K_p \nabla p. \quad (7-2-6)$$

Коэффициент молярного переноса пара  $K_p$  будет зависеть от толщины отливки, так как с увеличением толщины отливки увеличивается ее гидродинамическое сопротивление. Опыт подтверждает этот вывод (рис. 7-12). Важно отметить, что коэффициент  $K_p$  не зависит от температуры греющей поверхности (рис. 7-13), что подтверждает справедливость соотношения (7-2-6), так как давление пара является функцией температуры.

Снижение температуры в контактном слое на величину  $\Delta t_k$ , равную разности температур отливки в первом периоде сушки  $t_{k1}$  и у критической точки  $t_{k2}$  ( $\Delta t_k = t_{k1} - t_{k2}$ ), зависит от температуры греющей поверхности  $t_{гр}$  (рис. 7-14).

Из рис. 7-14 видно, что кривая  $\Delta t_k = f(t_{гр})$  имеет максимум, который отмечает изменение механизма тепло- и влагопереноса, о котором было сказано выше. Максимум  $\Delta t_k$  с увеличением толщины отливок смещается в сторону больших температур  $t_{гр}$ , так как развитие объемного испарения зависит от сопротивления скелета капиллярнопористого тела.

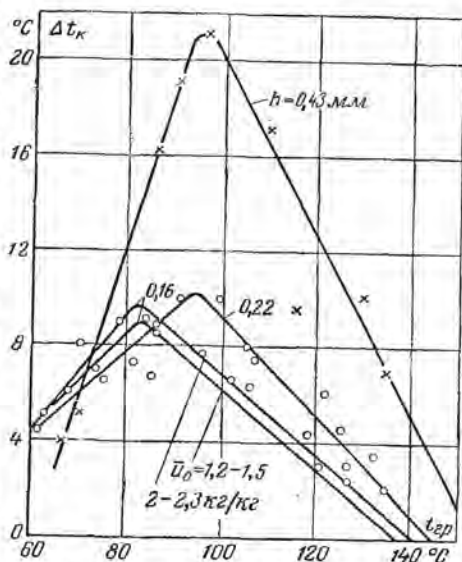


Рис. 7-14. Зависимость разности температур  $\Delta t_k$  в контактном слое от температуры греющей поверхности  $t_{гр}$  ( $^\circ \text{C}$ ) для разной толщины отливки  $h$ .

Кривые для  $h = 0.16 \text{ мм}$  соответствуют начальному влагосодержанию  $\bar{u}_0 = 2.0 \div 2.3 \text{ кг/кг}$  и  $u_0 = 1.5 \div 1.2 \text{ кг/кг}$ .

Температура греющей поверхности является главным режимным параметром кондуктивной сушки; ее влияние на кинетику процесса сушки отливок различных толщин изучалось в большом интервале температур (25—160° С), охватывающем как используемую, так и неиспользуемую в практике эксплуатации атмосферных сушильных устройств области температур.

На рис. 7-15 дана зависимость интенсивности сушки в первом периоде от температуры греющей поверхности для отливок пяти различных толщин при давлении со стороны сетки на отливку

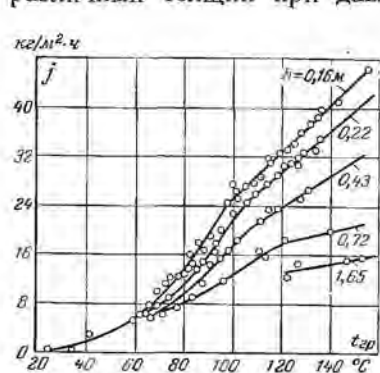


Рис. 7-15. Зависимость интенсивности сушки от температуры греющей поверхности для различных толщин  $h$  отливок.

16 Г/см². Эта зависимость имеет сложный характер, влияние температуры греющей поверхности на интенсивность сушки далеко не одинаково в исследуемом диапазоне температур.

В интервале температур 25—80° С (толщина отливок 0,16 мм) кривая  $j = f(t_{гр})$  обращена выпуклостью к оси абсцисс, в интервале 80—100° С — выпуклостью к оси ординат, при температуре 100° С и выше кривая вырождается в прямую линию.

Отличие кривых для разных толщин отливок состоит в том, что эти участки смещаются в сторону больших температур в зависимости от толщины. Например, для отливок толщиной 0,22 мм кривая обращена выпуклостью к оси абсцисс в интервале температур 25—85° С, выпуклостью к оси ординат — в интервале 85—105° С. Для отливок толщиной 0,43 мм первая область температур заканчивается 85° С, вторая — 110° С.

Таким образом, толщина материала (в пределах 0,16—0,72 мм) оказывает влияние на изменение не формы кривой интенсивности сушки, а границ областей температур. С увеличением толщины материала эти границы смещаются в сторону больших температур.

Наглядным подтверждением наличия в большом диапазоне температур греющей поверхности различных областей, отличающихся механизмом сушки, может служить график, данный на рис. 7-16. По оси ординат отложена разность температур греющей поверхности ( $t_{гр}$ ) и температуры в контактном слое материала  $t_k$  (0,08 мм от греющей поверхности при абсолютно сухой отливке), а по оси абсцисс — температура греющей поверхности. На рис. 7-16 особенно ясно видна граница между первой и второй областями: 65° С — для отливок толщиной 0,16 мм, 70° С — для 0,22 мм, 85° С — для

0,43 мм. Вначале с повышением температуры греющей поверхности  $\Delta t$  медленно растет вплоть до границы между первой и второй областями. Так, для отливок толщиной 0,16 мм при  $t_{гр}$ , равной 40° С,  $\Delta t_k$  равно 0,1° С, а при температуре 65° С  $\Delta t = 0,3^\circ$  С.

В этой области процесс удаления влаги из материала в первом периоде аналогичен процессу конвективной сушки. Тепло подводится к поверхности испарения от греющей поверхности через слой материала, в котором не происходит испарение. Поэтому коэффициент теплопроводности в законе Фурье близок к истинному, а разность температур не зависит от толщины материала и температуры греющей поверхности.

За пределами этой области температур уже обнаруживается различие  $\Delta t$  для разных толщин отливок. При температуре греющей поверхности 75° С  $\Delta t$  для отливок толщиной 0,22 и 0,16 мм составляет соответственно 1,6 и 2,0° С, а для отливок 0,43; 0,72 и 1,65 мм — 0,3° С. Это разграничение  $\Delta t$  в зависимости от толщины материала при данной  $t_{гр}$  целиком объясняется возникновением градиента общего давления за счет увеличения скорости фазового превращения с повышением температуры материала.

При температуре греющей поверхности, отвечающей началу второй области, кривые резко поднимаются вверх и  $\Delta t$  быстро растет. Если при температуре греющей поверхности 65° С для отливок толщиной 0,16 мм  $\Delta t$  была 0,3° С, то повышение  $t_{гр}$  только до 80° С приводит к возрастанию  $\Delta t$  до 4,6° С (увеличение в 15 раз).

Такое значительное повышение  $\Delta t$  является следствием начавшегося процесса движения образовавшегося пара из контактного слоя отливки, т. е. начиная с этого момента происходит изменение в механизме переноса тепла и влаги.

Кривые  $j = f(t_{гр})$  и  $\Delta t = f(t_{гр})$  (рис. 7-15 и 7-16), а также кривые распределения температур при разных давлениях сетки и параметрах воздуха показывают, что опытные точки, относящиеся к температурам греющей поверхности, соответствующим второй области для разных толщин отливок, имеют несколько больший разброс, чем в области низких и высоких температур. Это свидетельствует о меньшей устойчивости полей температур в этой области и объясняется особым состоянием переноса, т. е. наличием переходной области. Интенсивность сушки (рис. 7-15) быстро увеличивается

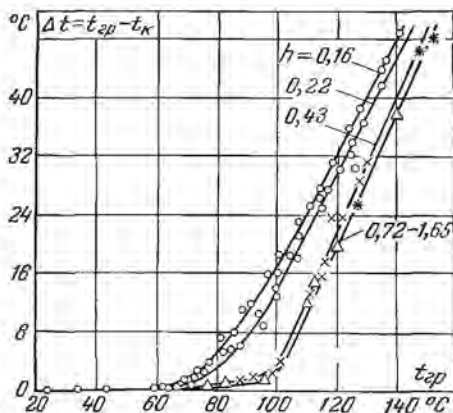


Рис. 7-16. Влияние толщины отливки на кривые  $\Delta t = f(t_{гр})$ .



с повышением температуры греющей поверхности, а разность температур  $\Delta t$  изменяется по линейному закону с увеличением  $t_{гр}$ . Если при  $t_{гр}$ , равной  $80^\circ\text{C}$  ( $h = 0,16\text{ мм}$ ),  $\Delta t$  составляет  $4,6^\circ\text{C}$ , то при  $100^\circ\text{C}$   $\Delta t$  равна  $17^\circ\text{C}$ , а при  $125^\circ\text{C}$  разность температур доходит до  $36^\circ\text{C}$ . Для отливок толщиной  $0,22\text{ мм}$   $\Delta t$  при температуре  $80^\circ\text{C}$  равна  $3,2^\circ\text{C}$ , при  $100^\circ\text{C}$   $\Delta t = 14,4^\circ\text{C}$  и при  $125^\circ\text{C}$  разность температур составляет  $34^\circ\text{C}$ .

Если построить кривые  $\Delta t = f(t_{гр})$  для разных давлений сетки на отливку (пределы изменения давления от  $4,5$  до  $16\text{ Г/см}^2$ ), то оказывается, что в интервале температур от  $20$  до  $60^\circ\text{C}$  давление сетки

на отливку не оказывает влияния на величину  $\Delta t$ . Начиная с температуры  $60^\circ\text{C}$  повышение давления сетки вызывает уменьшение  $\Delta t$ . Это уменьшение  $\Delta t$  примерно одинаково во всем интервале температур от  $60$  до  $140^\circ\text{C}$ , кривые  $\Delta t = f(t_{гр})$  при разных давлениях сетки эквидистантны между собой.

Повышение давления от  $4,5$  до  $16\text{ Г/см}^2$  вызывает уменьшение  $\Delta t$  на  $1,8^\circ\text{C}$ , снижение давления от  $16$  до  $9\text{ Г/см}^2$  дает увеличение  $\Delta t$  на  $1^\circ\text{C}$ . Таким образом, влияние давления сетки на отливки невелико.

Важным следствием, вытекающим из закономерного влияния давления на  $\Delta t$  в области температур свыше  $60^\circ\text{C}$ , является то, что на контактирующей поверхности не образуется паровой «подушки» или дополнительного термического

сопротивления (весь пар с контактирующей поверхности перемещается внутрь капиллярнопористого тела).

Слой материала, непосредственно прилегающие к греющей поверхности, имеют максимальную температуру при контактной сушке. Эта температура определяет возможность использования метода контактной сушки в целях обезвоживания того или иного материала. Поэтому знание температуры  $t_k$  и ее зависимости от греющей поверхности представляет значительный практический интерес.

На рис. 7-17 приведена зависимость температуры в контактном слое материала  $t_k$  от температуры греющей поверхности  $t_{гр}$  для отливок различных толщин при давлении со стороны сетки  $16\text{ Г/см}^2$ . С повышением температуры греющей поверхности температура контактного слоя непрерывно повышается. До температуры  $t_{гр} \leq 60^\circ\text{C}$  температура в контактном слое не зависит от толщины отливок, а является функцией только температуры греющей поверхности. При  $t_{гр} = 40^\circ\text{C}$   $t_k = 39,9^\circ\text{C}$ , а при  $t_{гр} = 65^\circ\text{C}$   $t_k = 64,7^\circ\text{C}$ ,

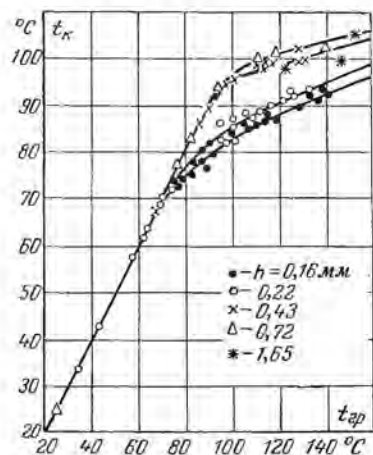


Рис. 7-17. Зависимость температуры контактного слоя материала от температуры греющей поверхности для различных толщин отливок.



т. е. температура контактного слоя материала мало отличается от температуры греющей поверхности в пределах первой области, характеризующейся обычным механизмом переноса. При толщине отливков 0,16 мм в пределах температур греющей поверхности 65—100° С температура контактного слоя изменяется от 64,7 до 83,5° С. Эта область температур контактного слоя материала характерна тем, что именно при этих температурах происходит изменение механизма переноса массы тепла. С повышением  $t_{гр}$  выше 100° С температура контактного слоя также повышается, но скорость ее изменения заметно снижается по сравнению со скоростью в двух предыдущих областях температур. Изменение  $t_{гр}$  от 110 до 140° С приводит к изменению температуры контактного слоя от 86 до 92° С.

С увеличением толщины отливок температура контактного слоя растет. При  $t_{гр} = 70^\circ \text{С}$  для отливок 0,22 мм  $t_k = 69,4^\circ \text{С}$ , а для отливок 0,43, 0,72 и 1,65 мм  $t_k = 69,8^\circ \text{С}$ . При  $t_{гр} = 105^\circ \text{С}$   $t_k = 87^\circ \text{С}$  для  $h = 0,22 \text{ мм}$  и  $t_k = 97^\circ \text{С}$  для  $h = 0,43 \text{ мм}$ .

Таким образом, температуры контактного слоя в первом периоде при контактной сушке различных тонких материалов (ткань, молоко, бумага и целлюлоза) одной и той же толщины будут одинаковы, если сопротивление переносу пара мало. В этом случае скорость сушки зависит только от скорости подвода тепла.

Из рис. 7-17 следует, что в отличие от конвективной сушки температура материала в первом периоде зависит от температуры теплоносителя, т. е. от температуры греющей поверхности. Определенной температуре греющей поверхности соответствует вполне определенная температура контактного слоя материала. Это показывает несостоятельность выводов ряда исследователей о независимости температуры материала в первом периоде сушки от температуры греющей поверхности.

Основное уравнение тепло- и влагообмена для контактной сушки на греющей поверхности имеет вид:

$$\lambda_a (\nabla t)_{гр} + c p_0 R_v \frac{dt}{d\tau} + r j + \alpha (t_n - t_c) = 0, \quad (7-3-1)$$

где  $\lambda_a$  — эквивалентный коэффициент теплопроводности, учитывающий и перенос тепла паром,  $\text{ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ ;  $\nabla t_{гр}$  — температурный градиент внутри материала на границе соприкосновения с нагретой поверхностью,  $\text{град/м}$ .

Для первого периода сушки уравнение (7-3-1) можно упростить. Потеря тепла в окружающую среду мала по сравнению с теплом, затрачиваемым на испарение. Поэтому приближенно можно написать:

$$q = -\lambda_a (\nabla t)_{гр} = r j. \quad (7-3-2)$$

Таким образом, по величине  $\lambda_a$  и  $(\nabla t)_{гр}$  можно определить плотности потоков тепла  $q$  и влаги  $j$ .

Температурный градиент внутри материала вблизи греющей поверхности благодаря малой толщине контактного слоя  $h_k$  можно

определить по соотношению

$$-(\nabla t)_{\text{гр}} = \frac{t_{\text{гр}} - t_{\text{к}}}{h_{\text{к}}}. \quad (7-3-3)$$

Разность температур  $\Delta t = t_{\text{гр}} - t_{\text{к}}$  определяется по графику на рис. 7-16, толщина контактного слоя является величиной постоянной (0,1 мм).

Эквивалентный коэффициент теплопроводности также определяется по графику рис. 7-18 для заданной температуры греющей поверхности. Для грубых приближенных расчетов можно принять, что коэффициент  $\lambda_3$  не зависит от толщины отливки, а однозначно определяется по температуре греющей поверхности.

ккал/м·ч·°C

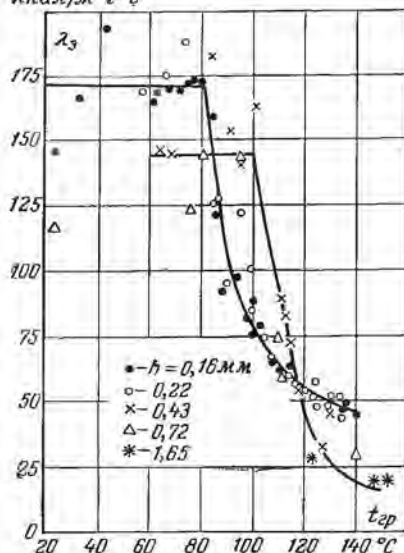


Рис. 7-18. Зависимость эквивалентного коэффициента теплопроводности от температуры греющей поверхности.

Если известна интенсивность сушки, то плотность потока тепла можно определить как произведение  $rj$  (интенсивность сушки можно определить непосредственно). Удельная теплота испарения определяется для средней температуры отливки.

#### 7-4. КИНЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СУШКИ КАПИЛЛЯРНОПОРИСТЫХ ТЕЛ

В этом разделе рассматривается сушка тонких капиллярно пористых материалов на греющей поверхности применительно к сушке бумаги и других аналогичных тонких материалов. Это объясняется тем обстоятельством, что процесс сушки бумаги недостаточно изучен, а его распространение в промышленности велико.

Закономерности процесса кондуктивной сушки капиллярнопористых тел обычных толщин мало отличаются от закономерностей сушки при конвективной сушке с дополнительным подводом тепла радиацией.

Температура материала в первом периоде сушки постоянна ( $dt/d\tau = 0$ ), внутри тела наблюдается неравномерное распределение температуры. При постоянной температуре греющей поверхности и одномерном потоке тепла это распределение температуры описывается законом параболы. Температура открытой поверхности тела зависит от параметров окружающего влажного воздуха ( $t_{\text{с}}$ ,

$\varphi, v$ ), температуры греющей поверхности ( $t_{rp}$ ) и теплофизических свойств тела ( $\lambda, a_m$ ).

Начиная с первого критического влагосодержания, температура тела увеличивается, а скорость сушки уменьшается.

Скорость сушки приближенно описывается формулой (7-1-1). Уравнение теплового баланса имеет вид:

$$q_n(\tau) = q_r + q_k = r\rho_0 R_v \frac{d\bar{u}}{d\tau} (1 + Rb), \quad (7-4-1)$$

где индексы «т» и «к» обозначают соответственно передачу тепла теплопроводностью и конвекцией.

Зная зависимость  $Rb = f(\bar{u})$  и используя формулу (7-1-1), можно определить общий поток тепла  $q_n(\tau)$ . Поэтому большее значение приобретают экспериментальные исследования с целью нахождения эмпирических соотношений  $Rb = f(\bar{u})$  при разных режимах сушки. В качестве примера можно привести экспериментальные данные В. П. Журавлевой по контактной сушке типично капиллярнопористых тел. Керамическая пластина различной пористости ( $P_1 = 10\%$ ,  $\rho_0 = 1846 \text{ кг/м}^3$ ) сушилась на нагретой поверхности при разных температурах (60, 82, 98° С). Открытая поверхность соприкасалась с воздухом, относительная влажность которого была  $\varphi = 70\%$ ; отдача тепла происходила в условиях естественной конвекции.

В результате обработки экспериментальных данных получена следующая формула:

$$Rb = (290 \cdot 10^4 - 2,7 \cdot 10^4 T_{rp})^{-1} (\bar{u} - u_p)^{-2,9}, \quad (7-4-2)$$

где  $T_{rp} = t_{rp} + 273$  — температура греющей поверхности, ° К. Для расчета температуры материала в периоде падающей скорости необходимо знать величину температурного коэффициента сушки  $B$ . Для данных исследований он оказался равным:

$$B = \left( \frac{d\bar{t}}{d\bar{u}} \right) \frac{\bar{u}_0}{T_{rp}} = (396 - 3,3 T_{\infty})^{-1} \cdot 10^{-4} (\bar{u} - u_p)^{-3,1}, \quad (7-4-3)$$

где  $\bar{u}_0$  — среднее начальное влагосодержание ( $\bar{u}_0 = 0,16$ ;  $W_0 = 16\%$ ).

Эти формулы для  $Rb$  и  $B$  показывают, что закономерности изменения основных кинетических параметров сушки от влагосодержания аналогичны закономерностям при конвективной сушке.

В случае сушки влажного материала в нагретых жидких средах основное уравнение кинетики процесса сушки можно написать так:

$$q_k = \alpha (t_c - t_n) = r\rho_0 R_v \frac{d\bar{u}}{d\tau} (1 + Rb), \quad (7-4-4)$$

где тепло, необходимое для нагревания и испарения влаги,  $q_k$  передается путем конвекции.

Это уравнение можно написать в критериальной форме

$$Ki_q = Bi_q \frac{T_c - T_n}{T_c} = LuKoKi_m (1 + Rb), \quad (7-4-5)$$

где  $Ki_q$  и  $Ki_m$  — соответственно тепло- и влагообменные критерии Кирпичева;  $Bi_q$  — теплообменный критерий Био.

## ГЛАВА ВОСЬМАЯ

# СУШКА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

### 8-1. НАГРЕВ МАТЕРИАЛА В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Влажные материалы являются поляризационно-релаксационными системами, в которых приложенное напряжение электрического и магнитного полей распространяется не мгновенно, а с некоторой скоростью, характеризующейся периодами релаксации.

Это свойство влажных материалов обуславливает их нагревание в переменном электрическом поле (сушка токами высокой частоты).

Отличительной особенностью нагрева влажных материалов токами высокой частоты при условии тепло- и теплоизоляции поверхности тела и равномерного распределения влагосодержания является равномерное выделение тепла во всем объеме влажного тела за счет превращения электрической энергии в тепло. Это дает возможность получить очень большие скорости подвода тепла, точнее исключительно мощные источники тепла, равномерно распределенные внутри тела. Однако в реальных условиях процесса теплообмен тел с окружающей средой приводит к образованию поля температур, которое, в свою очередь, вызывает перенос влаги, а следовательно, и образование поля влагосодержаний. Поля температур и влагосодержаний влияют на локальные (местные) источники тепловыделения, что в конечном итоге приводит к неравномерному нагреву влажного материала. Таким образом, поля температур и влагосодержаний непосредственно влияют на электрическое поле внутри материала, которое и обуславливает процесс нагревания влажного тела.

В последнее время используется также переменное магнитное поле для сушки и термической обработки влажных материалов.

В отличие от обычных методов сушки, для которых перенос влаги внутри тела происходит под действием градиентов влагосодержания, температуры и общего давления, при сушке в переменном электромагнитном поле на перенос влаги влияют термодинамичес-

кие движущие силы, в качестве которых рассматриваются результирующие векторы напряженности электрического ( $\vec{E}$ ) и магнитного ( $\vec{B}$ ) полей (см. гл. 10). Рассмотрим в первую очередь сушку в высокочастотном электрическом поле.

Нагрев влажных материалов в переменном электрическом поле основан на явлении поляризации.

В диэлектриках и полупроводниках почти все элементарные заряды связаны внутриатомными или внутримолекулярными силами. Под действием внешнего электрического поля небольшое количество свободных электрических зарядов создает незначительный ток проводимости, а основные заряды смещаются. Положительные заряды смещаются в направлении внешнего поля, а электроны — в противоположном направлении. Время установления электронной поляризации составляет порядка  $10^{-16} - 10^{-14}$  сек.

Наиболее отчетливо поляризация ионного смещения проявляется в кристаллах с ионной связью между атомами. При наличии внешнего поля в кристалле происходит смещение ионов и кристалл приобретает дипольный момент. Нарастание ионной поляризации носит колебательный характер с периодом колебаний  $10^{-14} - 10^{-12}$  сек, соответствующим собственной частоте колебаний иона относительно положения равновесия.

Полярные молекулы, т. е. молекулы, обладающие постоянным дипольным моментом в отсутствие внешнего поля, ориентируются в электрическом поле. Однако их ориентации препятствует тепловое движение. Ориентация поляризации этих молекул нарастает постепенно, аperiodически, с постоянной времени порядка  $10^{-7} - 10^{-13}$  сек (время релаксации).

Влажный материал является гетерогенной средой, состоящей из скелета и связанного вещества в различном фазовом состоянии. В таких телах имеют место все виды поляризации, характерные для полупроводников. Кроме того, свободные электроны и ионы, содержащиеся в проводящих включениях, начинают перемещаться в пределах каждого включения, которое приобретает дипольный момент и ведет себя подобно гигантской поляризованной молекуле.

При ионном характере проводимости этих включений время релаксации структурной поляризации составляет  $10^{-3} - 10^{-8}$  сек. Кроме того, во влажных материалах содержатся электролиты. При постоянном токе наблюдается явление электролиза, связанное с перемещением диссоциированных ионов — положительных к отрицательному электроду, а отрицательных — к положительному. В двух- и трехфазных системах это явление сопровождается электроосмосом, т. е. перемещением жидкости, имеющей заряд одного знака, к электроду противоположных полярностей.

В результате перемещения зарядов вблизи анода возникает область отрицательных зарядов, а вблизи катода — область положительных зарядов. Материал приобретает остаточную электролитическую поляризацию. Время релаксации электрической поляризации порядка  $10^{-4} - 10^{-2}$  сек.

Для обычно применяемого на практике диапазона частот, когда период колебаний электрического поля не превышает  $10^9$  сек (частота 1 000 МГц), временем электронной и ионной поляризации ( $10^{-16}$  —  $10^{-13}$  сек) можно пренебречь и считать, что эти процессы происходят мгновенно.

В диэлектрике поворот диполей и их колебание под действием внешнего электрического поля связаны с выделением тепла. Таким образом, энергия, затрачиваемая на поляризацию диэлектрика, генерируется в виде тепла.

Если обозначить через  $Q_v$  количество выделяемого тепла в материале в единице объема материала ( $\text{вт/см}^3$ ), то можно написать следующую формулу:

$$Q_v = 0,555 E^2 v \epsilon \operatorname{tg} \delta, \quad (8-1-1)$$

где  $E$  — напряженность внешнего электрического поля, ( $\text{в/см}$ );  $v$  — частота;  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная или диэлектрическая проницаемость;  $\delta$  — угол диэлектрических потерь.

## 8-2. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЛАЖНЫХ ТЕЛ

Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  (тангенс угла диэлектрических потерь) составляют основные электрофизические характеристики влажных материалов. Произведение  $\epsilon$  на  $\operatorname{tg} \delta$  ( $k = \epsilon \operatorname{tg} \delta$ ) характеризует коэффициент диэлектрических потерь; он зависит от влагосодержания материала и частоты  $v$  (рис. 1-3).

На рис. 8-1 приведены для льда при разных температурах графики  $\epsilon = f(v)$  и  $\operatorname{tg} \delta = f(v)$ . Из рис. 8-1 видно, что с увеличением температуры максимум кривых  $\operatorname{tg} \delta = f(v)$  смещается в сторону более высоких температур.

На рис. 8-2 дана зависимость  $\operatorname{tg} \delta$  от частоты для воды при разных температурах — от 1,5 до 95° С. Из рис. 8-2 видно, что кривая  $\operatorname{tg} \delta = f(v)$  имеет минимум и максимум. Кривые  $\operatorname{tg} \delta = f(v)$  для древесины также имеют два экстремума (рис. 8-3).

На рис. 8-4 приведены характерные кривые изменения электрофизических характеристик капиллярнопористых тел от влагосодержания, частоты и температуры.

## 8-3. ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ СУШКЕ ТОКАМИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

Нагрев влажного материала токами высокой частоты происходит достаточно интенсивно, поэтому скорость испарения во много раз превышает скорость переноса пара внутри пористого тела. Внутри тела возникает градиент общего давления при температуре материала выше 60° С (подробно см. гл. 7, § 2). Этому явлению способствует диффузия скольжения в макрокапиллярах и эффузионное



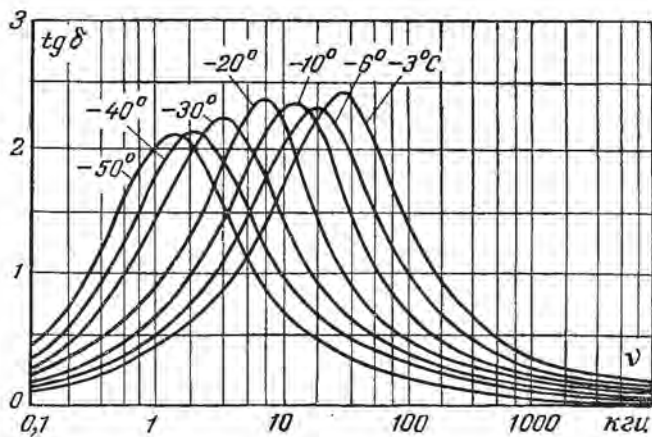
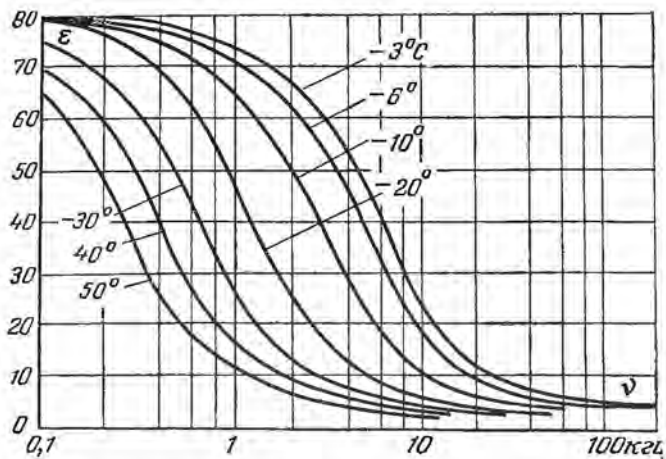


Рис. 8-1. Зависимость  $\epsilon$  и  $\text{tg } \delta$  льда от частоты.

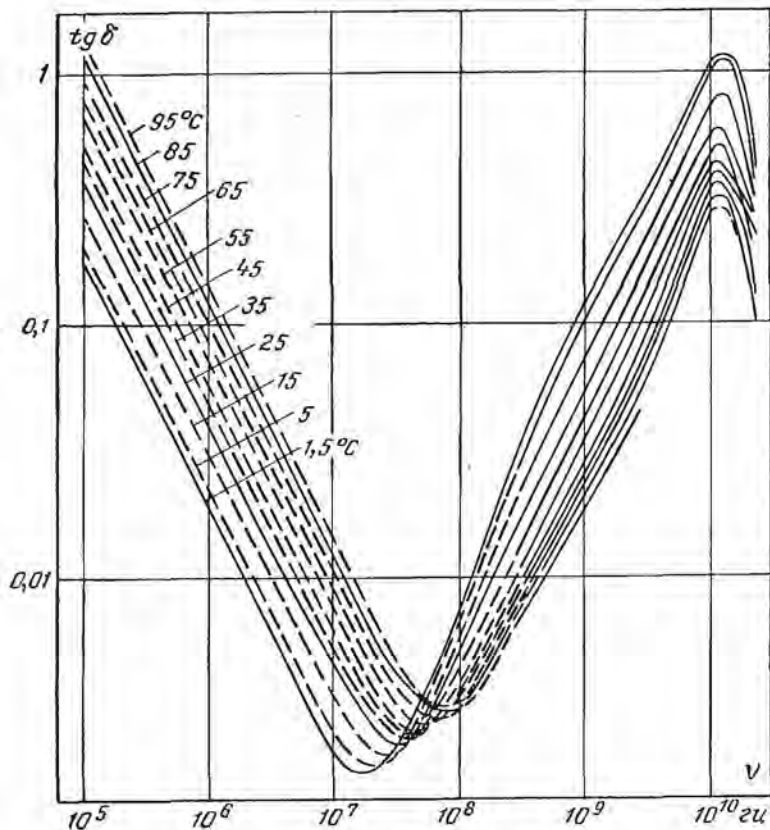


Рис. 8-2. Частотные характеристики  $\text{tg } \delta$  воды при различной температуре.

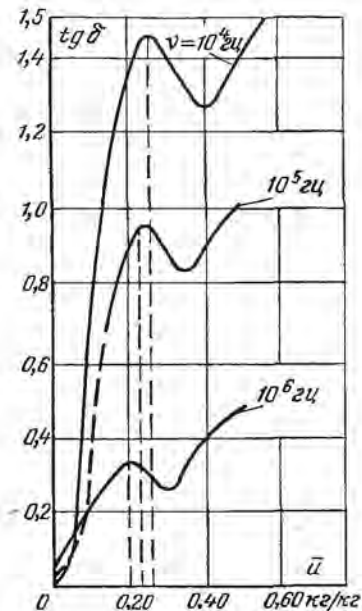


Рис. 8-3. Изменение  $\text{tg } \delta$  древесины (ели) с повышением влагосодержания при разных частотах.

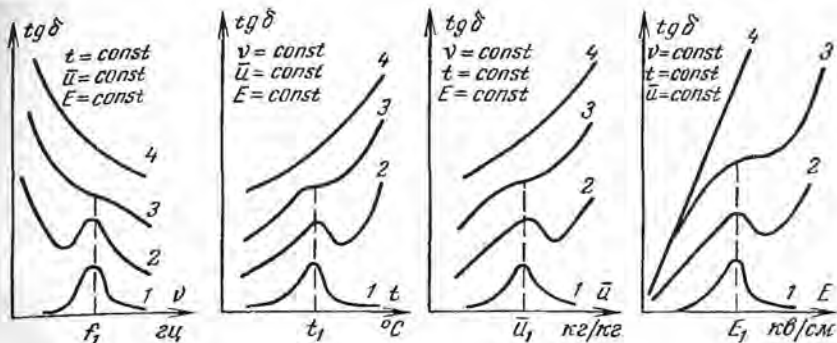


Рис. 8-4. Характерные кривые изменения  $\text{tg } \delta$  для капиллярнопористых коллоидных тел.

$\nu$  — частота внешнего поля;  $t$  — температура;  $\bar{u}$  — влагосодержание;  $E$  — напряженность поля; 1 — идеальные диэлектрики; 2 — материал с весьма малой проводимостью; 3 — с малой проводимостью; 4 — с большой проводимостью.

натекание воздуха в микрокапиллярах, поскольку температура в центре образца материала больше, чем на его поверхности (рис. 8-5).

Если в процессе конвективной сушки температурный градиент препятствовал перемещению влаги к поверхности тела (температура на поверхности больше, чем в центре тела), то при высокочастотной сушке термодиффузия влаги направлена от центра к поверхности тела. Однако распределение влагосодержания  $u(x)$  имеет обратный характер (влагосодержание на поверхности больше, чем в центре). Следовательно, концентрационная диффузия влаги направлена от поверхности тела к его центру и оказывает сопротивление переносу влаги к поверхности тела. Аномальный градиент влагосодержания объясняется не только потоком термодиффузии влаги ( $\delta \nabla t > \nabla u$ ), но и наличием источника пара внутри тела. Испарение воды происходит во всем объеме тела, причем в центре тела больше,

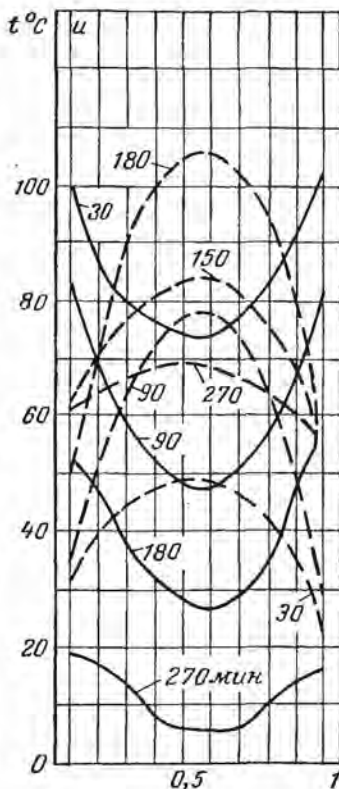


Рис. 8-5. Кривые распределения температуры (пунктирные линии) и влагосодержания (сплошные линии) при сушке в поле высокой частоты. Цифрами обозначено время (мин) от начала процесса.

чем на поверхности, так как температура центральных слоев значительно выше температуры поверхностных слоев (рис. 8-5). Вследствие этого возникает градиент общего давления, который является основной движущей силой переноса пара внутри тела.

Кроме того, в переменном электрическом поле имеет место перенос влаги под действием термодинамической силы  $\tilde{E} = E - E_{eq}$  ( $E$  — мгновенное значение вектора напряженности и электрического поля,  $E_{eq}$  — равновесное его значение). Таким образом, поток влаги равен:

$$j = -a_m \rho_0 \nabla u - a_m \rho_0 \delta \nabla T - K_p \nabla p - a_m^a \rho_0 \tilde{E}. \quad (8-3-1)$$

Отсутствие экспериментальных данных по электродиффузии влаги ( $a_m^a \rho_0 \tilde{E}$ ) не позволяет оценить величину электродиффузионного потока влаги в общем потоке влаги. Поэтому в дальнейших расчетах этой величиной мы пренебрегаем.

Система дифференциальных уравнений тепло- и влагопереноса имеет вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{\varepsilon}{c_r} \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{Q_v}{c \rho_0}; \quad (8-3-2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a_{m2} \nabla^2 u + a_{m2} \delta_2 \nabla^2 t + \varepsilon \frac{\partial u}{\partial \tau}; \quad (8-3-3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = a_p \nabla^2 p + \frac{\varepsilon}{c_b} \frac{\partial u}{\partial \tau}, \quad (8-3-4)$$

где  $a_p$  — коэффициент конвективной диффузии,  $a_p = K_p / c_b \rho_0$ ;  $c_b$  — емкость тела по отношению к влажному воздуху, прямо пропорциональная пористости  $\Pi$ , т. е.

$$c_b = \Pi_T \left( \frac{\partial p}{\partial p} \right)_T = \Pi b; \quad (8-3-5)$$

$\rho$  — плотность влажного воздуха в порах и капиллярах тела. Источник тепла  $Q_v$  определяется формулой (8-1-1).

Из системы дифференциальных уравнений получаем, помимо известных критериев  $Lu$ ,  $Lu_p$ ,  $Ko$ ,  $Rn$ ,  $Fo$ , ряд следующих чисел и критериев:

$$Fo_p = \frac{a_p \tau}{R^2}; \quad Po = \frac{Q_v R^2}{\lambda T_c}; \quad K_1 = \frac{u_0}{c_b \rho_0}; \quad (8-3-6)$$

$$K_c = \frac{r c_b \rho_0}{c T_c} = \frac{Ko}{K_1}, \quad (8-3-7)$$

где  $K_c$  — критерий аккумулирующей способности тела, равный отношению паросодержания влаги тела к его теплосодержанию.

#### 8-4. КИНЕТИКА ПРОЦЕССА ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ СУШКИ

Кинетика процесса сушки влажного материала определяется механизмом влаготеплопереноса. Наиболее детальное исследование в этой области принадлежит Г. А. Максимову. Ниже приведены результаты этой работы [Л. 44].

В процессе нагрева влажного тела (кварцевый песок, древесина, глина) в поле высокой частоты в нескольких точках тела измерялись: температура — специальными термометрами, наполненными керосином; давление — U-образными манометрами с одновременной регистрацией времени по секундомеру. Это достигалось следующим образом: на киноплёнку фотографировались уровни менисков термометров и манометров, а также стрелка большого секундомера, расположенного рядом с конденсатором высокочастотной установки\*.

Эти кадры затем расшифровывались и строились кривые кинетики нагрева. На рис. 8-6 приведены кривые изменения температуры и давления в центральной точке тела в зависимости от времени.

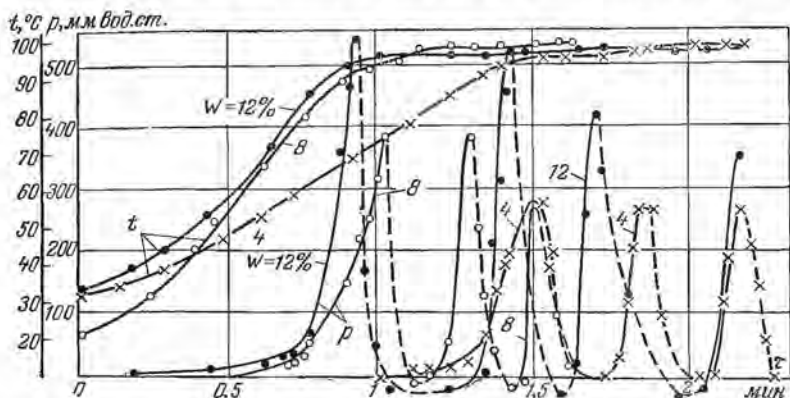


Рис. 8-6. Кривые кинетики температуры и давления при высокочастотной сушке кварцевого песка в разных точках тела.

Из рис. 8-6 видно, что вначале температура быстро увеличивается, а затем повышение температуры замедляется (температура тела близка к температуре кипения). Манометры показывают разность между давлением внутри тела и внешним (барометрическим) давлением. Вначале это избыточное давление равно нулю (перенос связанного вещества описывается обычными законами неизотермической диффузии влаги). Затем при некоторой температуре, от 45 до 95  $^{\circ}\text{C}$ , в зависимости от скорости нагревания и влагосодержания тела возникает избыточное давление, которое резко возрастает (рис. 8-6). В теле возникает градиент общего давления, который интенсифицирует перенос вещества. Если прекратить нагрев тела (выключить установку), то избыточное давление быстро релакси-

\* Погрешность, вносимая применением медицинских игл для измерения давления, незначительна. Измерения производились при выключенной установке (отсутствие электрического поля). Применялось шунтирование игл, как и при измерении температуры термометрами. Радиус иглы и соединительной трубки значительно больше  $10^{-6}$  см, т. е. для них справедлив закон Паскаля. Избыточное давление в этой системе релаксируется со скоростью звука.

руется, в то время как температура тела почти не изменяется. Уменьшение давления происходит потому, что отсутствуют испарение и нагревание тела. Давление уменьшается не мгновенно, а в течение некоторого времени, что свидетельствует о значительном сопротивлении молярному движению парогазовой смеси внутри тела.

На рис. 8-6 приведено несколько циклов нагревания тела и релаксации избыточного давления при прекращении нагрева. Как будет показано ниже, из кривой кинетики релаксации избыточного

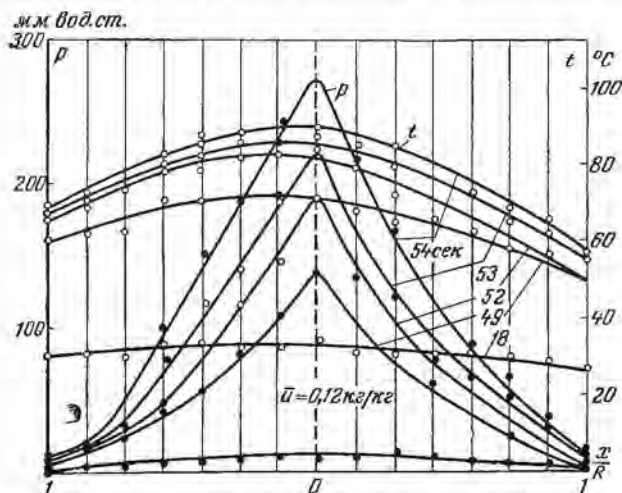


Рис. 8-7. Поля температуры и избыточного давления в различные моменты времени при высокочастотном нагреве кварцевого песка.

давления можно определить коэффициент конвективной диффузии пара  $a_p$ .

Кривые распределения температуры и избыточного давления внутри тела приведены на рис. 8-7. Распределение температуры описывается по параболическому закону, что подтверждается специальными расчетами.

Если построить график  $\frac{t_u - t(x)}{t_u - t_n} = f\left(\frac{x^2}{R^2}\right)$ , то получим прямую, проходящую через начало координат и расположенную под углом  $45^\circ$  к оси абсцисс.

Распределение избыточного давления не следует закону параболы.

На поверхности тела избыточное давление равно нулю (перепад давления в окружающей среде релаксируется со скоростью звука), в центре тела избыточное давление максимально.

Коэффициент конвективной диффузии  $a_p$  может быть легко определен из кривой кинетики релаксации избыточного давления.



В этот период температура тела почти не изменяется ( $dt/d\tau = 0$ ), что говорит об отсутствии испарения ( $e = 0$ ). Поэтому дифференциальное уравнение переноса пара превратится в уравнение, аналогичное дифференциальному уравнению теплопроводности Фурье:

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = a_p \nabla^2 p. \quad (8-4-1)$$

Коэффициент конвективной диффузии  $a_p = K_p / c_p \rho_0 = K_p / \Pi b \rho_0$ .

Для сухого тела пористость изменяется в пределах от 0,26 до 0,48. Начальное и граничное условия для одномерной задачи можно сформулировать так: в начальный момент времени распределение избыточного давления  $p$  описывается некоторой кривой  $f(x)$ , симметричной относительно центральной плоскости,

$$p(x, 0) = f(x). \quad (8-4-2)$$

Граничные условия первого рода:

$$p(+l, \tau) = p(-l, \tau) = 0. \quad (8-4-3)$$

Решение уравнения (8-4-1) при условиях (8-4-2) и (8-4-3) известно из теории теплопроводности. Оно имеет вид:

$$p(x, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} \cos \mu_n \frac{x}{l} \exp(-\mu_n^2 Fo_p) \times \\ \times \frac{2}{l} \int_0^l f(x) \cos \mu_n \frac{x}{l} dx, \quad (8-4-4)$$

где  $\mu_n = (2n - 1) \frac{\pi}{2}$  — характеристическое число;  $Fo_p = a\tau / R^2$  — число Фурье для конвективной диффузии.

Ряд (8-4-4), представляющий собой решение нашей задачи, быстро сходится, поэтому спустя очень малый промежуток времени, когда критерий  $Fo \geq 0,1$ , можно пренебречь всеми членами ряда, за исключением первого. В этом случае уменьшение избыточного давления с течением времени (кинетика релаксации давления) описывается простой экспонентой. Опыт подтверждает этот вывод. Так, на рис. 8-8 приведены графики релаксации избыточного давления для песка и глины. Эти графики построены на полулогарифмической бумаге. Экспериментальные точки, которые не нанесены на рис. 8-8, расположены вблизи прямой, тангенс угла наклона которой равен

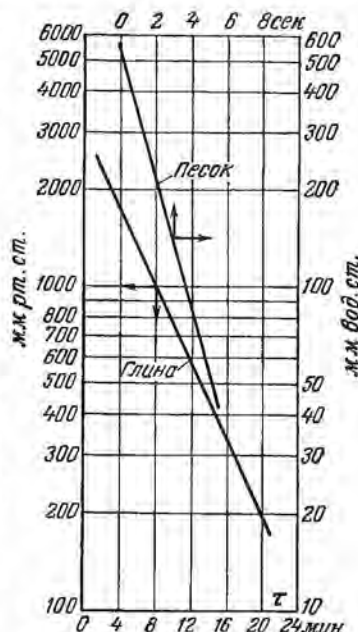


Рис. 8-8. Графики релаксации избыточного давления внутри влажных тел (для песка  $\bar{u} = 0,12$  кг/кг; для глины  $\bar{u} = 0,25$  кг/кг).

$\pi^2 a_p / 4R^2$ , откуда можно определить коэффициент конвективной диффузии пара по соотношению

$$a_p = \frac{4}{\pi^2} \cdot 2,3R^2 \left( \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\tau_2 - \tau_1} \right). \quad (8-4-5)$$

Результаты расчетов приведены в табл. 8-1, из которой видно, что коэффициент молярного переноса пара примерно в 100 раз больше коэффициента диффузии влаги при движении ее под действием градиента влагосодержания.

Таблица 8-1

**Коэффициенты и критерии переноса пара при высокочастотном нагреве**

Материал	$\bar{\alpha}$ , кг/кг	$a_p \cdot 10^8$ , м <sup>2</sup> /с	$Lu_p \cdot 10^{-5}$	$K_c \cdot 10^5$	$P_0(\tau)$
Кварцевый песок	0,04	22,3	35	4,1	0,9
То же	0,08	21,1	27	3,3	1,2
То же	0,12	21,1	22	2,8	1,3
Глина	0,25	0,50	2	4,8	0,5
Древесина (ель)	0,28	0,62	2	3,7	0,6

Коэффициент  $a_p$  для кварцевого песка примерно в 40 раз больше коэффициента  $a_p$  для глины и древесины, что объясняется большой пористостью песка.

На основе этих экспериментальных данных был подсчитан критерий диффузии влаги  $Lu_p$ . Коэффициент диффузии тепла (температуропроводности) брался из таблиц. Полученные значения критерия  $Lu_p$  приведены в той же табл. 8-1.

Из табл. 8-1 следует, что критерий  $Lu_p$  для глины и древесины примерно одинаков и равен 2 000, а для песка — больше примерно в 10—15 раз.

Уместно здесь вспомнить, что при обычной сушке критерий  $Lu$  меньше единицы и только для кварцевого песка критерий  $Lu$  приближается к единице. Поэтому при малой интенсивности сушки развитие поля влагосодержания значительно отстает от развития поля температуры внутри тела ( $Lu \ll 1$ ).

В нашем случае развитие поля избыточного давления происходит во много раз быстрее по сравнению с развитием поля температуры ( $Lu_p \gg 1$ ), в результате чего избыточное давление быстро релаксируется при прекращении высокочастотного нагрева.

Представляет интерес подсчитать критерий  $K_c$  — аккумулярующей способности тела (см. формулу (8-3-7)). Этот критерий был подсчитан для нормальных условий, т. е. было принято  $p_0 = 760$  мм рт. ст.,  $T_c = 273^\circ$  К. Результаты приведены в табл. 8-1.

Как следует из табл. 8-1, критерий  $K_c$  для исследуемых тел очень мал и примерно одного порядка ( $K_c = 3 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-5}$ ).

Интенсивность высокочастотного нагрева характеризуется величиной критерия  $Ro(\tau)$ . После начального периода нагрева, когда распределение температуры внутри тела приобретает некоторое неизменное значение (рис. 8-6), дальнейший периодический нагрев не сопровождается изменением температуры ( $dt/d\tau = 0$ ). В этом случае можно подсчитать критерий  $Ro(\tau)$  по следующему приближенному соотношению:

$$Ro(\tau) = \frac{2(t_u - t_n)}{t_c} - \frac{r p_0 R^2 c_{\text{в}}}{\lambda c} \left[ \frac{\partial p}{\partial \tau} - a_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right]_{x=0}, \quad (8-4-6)$$

где  $t_u$  — температура центральной точки тела, °C;  $t_n$  — температура поверхности тела, °C;  $t_c$  — средняя температура тела в интервале времени  $\Delta\tau$ , для которого определяется величина  $(dp/d\tau)$ .

Скорость увеличения избыточного давления  $dp/d\tau$  определяется по величине тангенса угла наклона касательной к кривой кинетики изменения избыточного давления  $p = f(\tau)$ , отнесенной к центральному слою ( $x = 0$ ).

Кроме того, предполагается, что распределение температуры следует параболическому закону, из которого получаем выражение для величины  $d^2t/dx^2$ :

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = - \frac{2(t_u - t_n)}{R^2}. \quad (8-4-7)$$

Кривые распределения избыточного давления можно аппроксимировать в первом приближении следующей формулой:

$$p = p_u \left[ 1 - A \left( \frac{x}{l} \right)^2 + B \left( \frac{x}{l} \right)^4 \right],$$

$$\text{где } A = \frac{1}{1 - \frac{1}{6} \left( \frac{l}{x} \right)_S}; \quad B = \frac{1}{6 \left( \frac{x}{l} \right)_S - 1} \quad (8-4-8)$$

(индекс  $S$  обозначает точку перегиба).

Тогда величина  $d^2p/dx^2$  будет равна:

$$\left\{ \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right\}_{x=0} = - \frac{2A}{R^2}. \quad (8-4-9)$$

Расчетная формула (8-4-6) является приближенной, она дает возможность определить только порядок величины  $Ro(\tau)$ . Полученные значения критерия  $Ro(\tau)$  приведены в табл. 8-1, из которой видно, что  $Ro(\tau)$  для исследуемых тел и условий наших экспериментов изменяется в пределах от 0,5 до 1,3. С ростом влагосодержания кварцевого песка  $Ro(\tau)$  увеличивается, что объясняется повышением коэффициента потерь диэлектрика с увеличением влагосодержания тела.

Экспериментальные поля давления внутри тела при высокочастотном нагреве представляют самостоятельный интерес. Они показывают, что при скоростном нагреве тела внутри его возникает давление больше атмосферного при температуре ниже 100° C. При

этом можно отметить, что чем интенсивнее происходит нагрев тела, тем при более низкой его температуре возникает градиент общего давления (рис. 8-9). Отсюда следует, что при скоростных процессах высокой интенсивности равновесие между жидкостью и паром нарушается, в результате чего внутри тела возникает перепад обще-

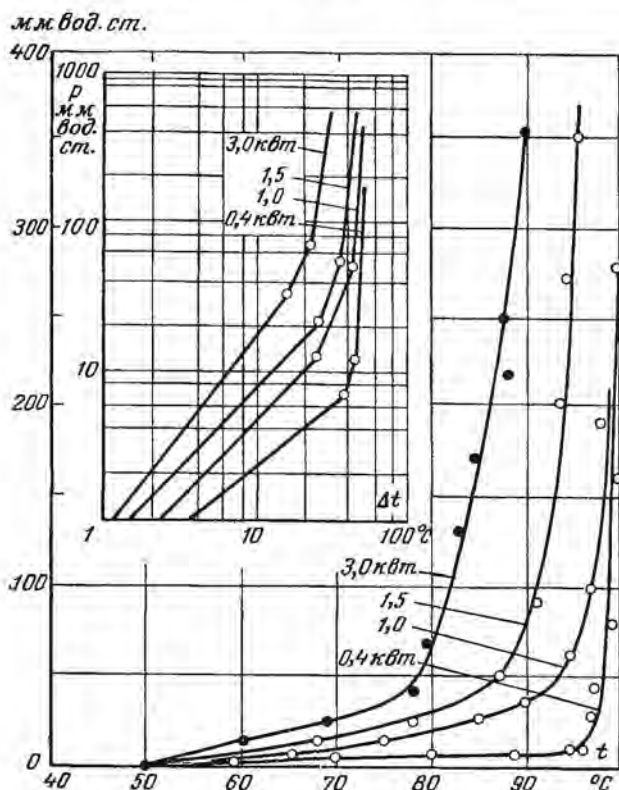


Рис. 8-9. Кривые подъема давления пара внутри влажного кварцевого песка в зависимости от температуры при высокочастотном нагреве различной мощности.

го давления, который благодаря наличию сопротивления скелета пористого тела релаксируется с некоторой конечной скоростью. Эффект дробления влажного капиллярнопористого тела при интенсивном высокочастотном нагреве мы склонны объяснять наличием значительного градиента общего давления.

Были проведены опыты по высокочастотному нагреву частиц сланца различной фракции. В процессе нагрева некоторые частицы измельчались так, что количество частиц данной фракции после нагрева уменьшилось. Результаты этих опытов приведены в табл. 8-2.

При этом необходимо отметить, что температура частиц в конце процесса нагрева была во всех опытах примерно одинакова и равна около 150° С.

Таблица 8-2

**Нагрев измельченного сланца в поле высокой частоты (12 Мгц)**

№ фракции	Средний диаметр частиц, мм	Время нагрева, мин	Мощность источника, кВт	Отсев частиц после нагрева, %
Влагосодержание 0,01				
35	0,216	4,75	1,06	23,9
27	0,286	5,00	1,06	10,6
23	0,368	5,25	1,06	2,3
Влагосодержание 0,05				
35	0,216	3,92	1,25	27,9
27	0,286	3,92	1,25	27,3
23	0,368	4,12	1,25	2,2
Влагосодержание 0,10				
35	0,216	8,30	0,7	33,8
27	0,286	4,42	1,13	26,5
23	0,368	4,38	1,13	9,7

Из табл. 8-2 следует, что мелкие частицы сланца дают больший отсев по сравнению с более крупными, т. е. мелкие частицы больше измельчаются.

Частица сланца представляет собой целый агломерат мелких частиц. В процессе нагревания этот комплекс частиц разрушается, в результате чего образуются более мелкие частицы. Механизм разрушения частиц топлива при нагреве их до сих пор не установлен. Поэтому только прямые эксперименты по изучению кинетики объемно-напряженного состояния частиц влажного тела в процессе сушки могут объяснить наблюдаемые экспериментальные закономерности по разрушению частиц топлива при их нагреве.

## 8-5. КОНВЕКТИВНО-ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СУШКА

Основное уравнение кинетики процесса сушки можно написать так:

$$r \frac{d\bar{n}}{d\tau} R_v \rho_0 (1 + K_c Rb_0) = Q_v R_v + q_n(\tau), \quad (8-5-1)$$

где  $K_c$  — критерий, учитывающий изменение теплоемкости влажного тела,  $K_c = \frac{c_0 + c_{ж}}{c_0}$ ;  $Rb_0$  — критерий Ребиндера, взятый по

отношению к сухому телу,  $Rb_0 = c_0 b/r$ ;  $Q_v$  — источник тепла, равный

$$Q_v = A \varepsilon \operatorname{tg} \delta v \bar{E}^2, \quad (8-5-2)$$

где  $A$  — постоянный коэффициент.

В критериальной форме уравнение (8-5-1) можно написать так:

$$Ki_m(\tau) Lu Ko (1 + K_c Rb_0) = Ki_q(\tau) + Po(\tau), \quad (8-5-3)$$

где  $Po(\tau) = Q_v R_v^2 / \lambda T_c$  — критерий Померанцева.

В периоде постоянной скорости сушки температура тела мало изменяется ( $Rb_0 \rightarrow 0$ ), потери тепла в окружающую среду также незначительны [ $Ki_q(\tau) \rightarrow 0$ ]. Тогда будем иметь:

$$Ki_m(\tau) = \frac{Po(\tau)}{Lu Ko}. \quad (8-5-4)$$

Следовательно, интенсивность сушки  $j(\tau)$  прямо пропорциональна частоте поля  $v$ , квадрату средней квадратичной напряженности  $\bar{E}^2$  и коэффициенту потерь  $k(k = \varepsilon \operatorname{tg} \delta)$ .

При сушке в высокочастотном поле градиент влагосодержания препятствует движению влаги к поверхности. Кроме того, значительные градиенты влагосодержания вызывают напряжения и опасность появления внутренних трещин. Изменяя градиент температуры за счет темпа нагревания поверхности материала, можно добиться равномерного распределения влагосодержания внутри материала. Поэтому с точки зрения технологии сушки лучшие результаты дают комбинированные методы сушки. Комбинированная сушка позволяет снизить расход электроэнергии в 2 раза по сравнению с чисто высокочастотной сушкой.

Кинетика сушки токами высокой частоты не отличается от кинетики процесса сушки другими методами. В начале процесса материал быстро нагревается, скорость сушки увеличивается. Затем наступает период постоянной скорости, характеризующейся постоянством температуры материала и постоянной интенсивностью испарения. В зависимости от электротеплофизических характеристик тела и режимных параметров ( $v$ ,  $E$ ,  $t_c$ ,  $\varphi$ ,  $v$ ) процесса температура материала в этом периоде может изменяться в широких пределах. Очень часто процесс сушки токами высокой частоты ведется в первом периоде при температуре материала, близкой к  $100^\circ \text{C}$  (аналогично контактной сушке). После окончания периода постоянной скорости интенсивность испарения уменьшается, а температура материала возрастает. При такой организации сушильного процесса интенсивность сушки достигает больших значений.

Сушка токами высокой частоты удобна для избирательного испарения жидкости из сложных конструкций, состоящих из материалов с разными формами связи влаги (например, сушка обуви, переплетных папок и т. д.). При одинаковой средней квадратичной напряженности электрического поля мощность источника тепла определяется частотой и коэффициентом  $k$ . Коэффициент  $k$  зависит от частоты и влагосодержания материала. В области капиллярной



связи влаги коэффициент  $k$  резко изменяется от частоты, а в области адсорбционной влаги почти от нее не зависит. Если сушимый образец состоит из материалов с разными формами связи влаги, то даже при одинаковом влагосодержании входящих в образец материалов прогрев его будет происходить по-разному в зависимости от частоты. При малой частоте  $\nu_1$  наибольшее количество тепла будет выделяться в материале  $I$  с преобладанием капиллярной влаги, так как для него коэффициент  $k$  больше, чем для материала  $II$ , у которого влага в основном связана адсорбционно (рис. 8-10). При большой частоте ( $\nu_2 > \nu_1$ ) закономерность будет обратная. Наибольшее количество тепла будет выделяться в материале  $II$ , так как коэффициент  $k$  для него не зависит от частоты, а для материала  $I$  коэффициент  $k$  уменьшается с увеличением частоты (рис. 8-10). Возможность локального нагрева образца имеет большое значение для технологии сушки.

Недостатками сушки токами высокой частоты являются большой расход энергии, сложное оборудование и обслуживание, а также необходимость соблюдения обслуживающим персоналом строгих правил по технике безопасности, связанных с эксплуатацией установки, работающей под высоким напряжением.

Сушка токами высокой частоты даже при оптимальных режимах для большинства материалов оказывается в несколько раз (3—5) дороже сушки нагретым газом. Поэтому в настоящее время применяют высокочастотную сушку в комбинации с сушкой нагретыми газами.

Затрачивая энергию электромагнитного поля только на создание необходимого градиента температуры внутри материала, испарение жидкости производят за счет подвода тепла конвекцией или радиацией.

Отсюда следует, что температура материала в периоде постоянной скорости должна быть значительно ниже  $100^\circ \text{C}$ , чтобы испарение жидкости в основном происходило не внутри материала, а на его поверхности.

На рис. 8-11 дано изменение критериев  $\epsilon$ ,  $R_p$ ,  $Fo_m$ ,  $Lu$ ,  $Bi_m$  для древесины при сушке ее нагретым воздухом. Из рис. 8-11 видно, что критерий фазового превращения  $\epsilon$  в интервале влагосодержания 0,70—0,45 мал (перенос влаги происходит в виде жидкости), а критерий  $R_p$  имеет наибольшее значение в интервале влагосодержания от 0,6 до 0,35.

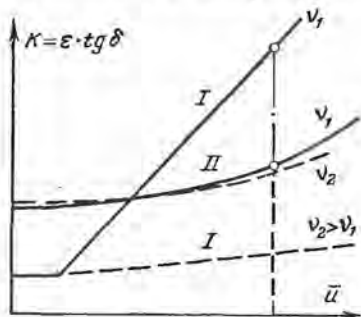


Рис. 8-10. Влияние частоты электрического поля на коэффициент потерь  $k$  для материала с преобладанием капиллярной формы связи влаги (кривые  $I$ ) и для материала с основной формой связи — адсорбционной (кривые  $II$ ).

Критерий  $Lu$  непрерывно уменьшается с понижением влагосодержания от 1 до 0,1. Следовательно, наибольшее влияние поля температур на перенос влаги будет наблюдаться в первом периоде сушки, при больших влагосодержаниях.

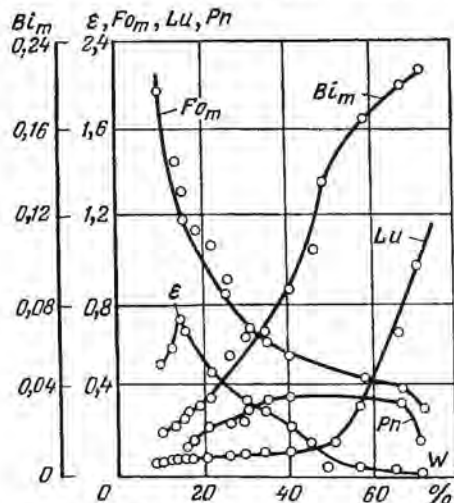


Рис. 8-11. Изменение критериев гигрометрического подобия древесины с уменьшением ее влагосодержания в процессе сушки нагретым воздухом (по экспериментальным данным Н. А. Першанова).

инфракрасными лучами (радиационная сушка). В этом случае используется эффект термической эффузии для ускорения переноса вещества из внутренних слоев материала.

Вообще необходимо отметить, что сочетание радиационной и высокочастотной сушки дает больший эффект для капиллярнопористых тел. При такой комбинированной сушке рас-

Критерий Био для переноса влаги  $Bi_m$  мал, что указывает на малые градиенты влагосодержания древесины.

Как показывают лабораторные и промышленные опыты, при такой комбинированной сушке длительность процесса сокращается при значительном улучшении качества древесины. Согласно исследованиям Н. А. Першанова, среднее ускорение комбинированной сушки в 2 раза выше, чем с конвективной сушки.

Для удаления адсорбционно связанной влаги лучше применять метод сушки

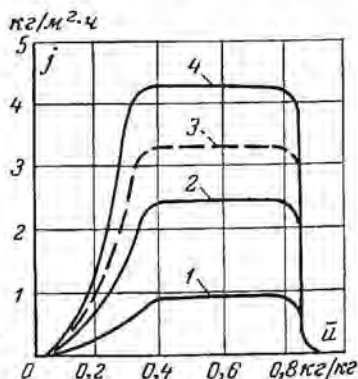


Рис. 8-12. Кривые интенсивности сушки древесины (по данным А. А. Лисенкова).

1 — радиационная сушка; 2 — высокочастотная сушка; 3 — теоретическая (суммарная) кривая комбинированной сушки; 4 — действительная кривая комбинированной сушки.

пределение влагосодержания внутри материала близко к равномерному, что исключает растрескивание. Другим важным преимуществом такого метода сушки является значительное увеличение интенсивности сушки. Из рис. 8-12 видно, что при нагретых пластинах рабочего конденсатора, которые служат одновременно излу-

чателями, интенсивность сушки (кривая 4) выше, чем чисто высокочастотной сушки (кривая 2). При этом интенсивность комбинированной сушки больше арифметической суммы интенсивностей радиационной и высокочастотной, взятых в отдельности.

Это объясняется не только увеличением градиента общего давления, но и влиянием термодинамической движущей силы электрического поля  $\vec{E}$ . Электродиффузионный поток влаги ( $a_m^s \rho_0 \vec{E}$ ) увеличивает поток влаги, создает условия для более равномерного объемного испарения и тем самым повышает скорость сушки.

## 8-6. СУШКА В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В переменном магнитном поле ферромагнетики нагреваются за счет индукционных токов и перемагничивания. Следовательно, ферромагнитное тело (металлические сетки, стержни и каркасы) может служить в качестве источника тепла в переменном магнитном поле.

На основе этого принципа С. Г. Романовским был предложен метод сушки в переменном магнитном поле частоты промышленного переменного электрического тока. Суть метода состоит в том, что сушильная камера представляет собой большой соленоид, в который помещают влажный материал вместе с железными или стальными сетками. В случае сушки древесины этот принцип реализуется так. В сушильной камере обычного туннельного типа по ее периферии укладывается обмотка из алюминиевых шин. В зависимости от режима эта обмотка однослойная, а на некоторых участках — двухслойная. По обмотке пропускается промышленный ток (50 гц). В результате внутри камеры создается переменное магнитное поле. В камеру на вагонетках помещаются доски, проложенные железными сетками (ферромагнитные нагреватели). Доски чередуются с железными сетками, как в «слоеном пироге». Железные сетки нагреваются, а тепло от этих сеток передается древесине путем теплопроводности, поскольку доски плотно прилегают к сеткам. Одновременно тепло частично передается конвекцией. Получается типичная кондуктивно-конвективная сушка. Воздух в сушильной камере нагревается и одновременно служит влагоносителем. В отличие от сушки конвекцией нагрев материала происходит равномерно по всему сечению камеры (каждая доска нагревается от железной сетки равномерно по всей ее длине). Скорость нагрева легко регулируется за счет изменения силы тока в обмотке соленоида.

В результате получается равномерная сушка во всем объеме камеры. Особенно эффективен этот метод сушки для медленно сохнущих материалов, поскольку можно создать очень медленный и равномерный нагрев. Надо отметить, что этот кондуктивно-конвективный метод несколько отличается от контактного метода сушки на нагретой поверхности тем, что в данном случае нагретая поверхность — это не сплошная горячая поверхность, а сетчатая. В

результате этого влагообмен в отверстиях происходит более интенсивно (влаги свободно удаляется в окружающий воздух). В местах соприкосновения сплошного участка нагретой поверхности с влажным материалом часть парообразной влаги проникает внутрь тела (термодиффузионный поток влаги направлен внутрь тела) и частично конденсируется. Кроме того, часть влаги перемещается в виде жидкости внутрь материала. В результате создаются благо-

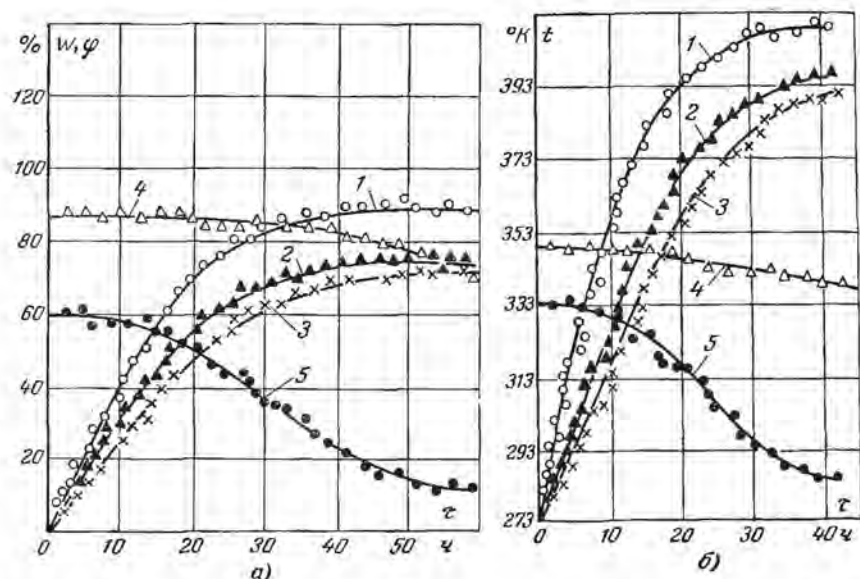


Рис. 8-13. Кривые кинетики процесса сушки древесины при стационарной температуре ферромагнитных элементов.

а — 363° К; б — 408° К (по данным С. Г. Романовского); 1 — температура ферромагнитных элементов ( $t_{\text{э}}$ ); 2 — средняя температура древесины ( $t_{\text{д}}$ ); 3 — температура воздуха в камере (по сухому термометру) ( $t_{\text{с}}$ ); 4 — относительная влажность воздуха  $\varphi$ ; 5 — влагосодержание древесины  $W$ .

приятные условия для более равномерного распределения температуры и влагосодержания внутри материала.

На рис. 8-13 приведены кривые кинетики сушки древесины в переменном электромагнитном поле при стационарной температуре ферромагнитных элементов 90 и 125° С. Из рис. 8-13 видно, что одновременно с прогревом железных сеток нагреваются древесина и окружающий воздух [см. кривую  $t_{\text{с}}(\tau)$ ], при этом средняя температура материала  $t_{\text{д}}(\tau)$  меньше температуры воздуха примерно на 5° С. Относительная влажность воздуха изменяется в пределах 85—75%.

Однако надо отметить, что сушка в переменном магнитном поле принципиально отличается от кондуктивно-конвективной сушки еще и тем, что на перенос влаги действует термодинамическая

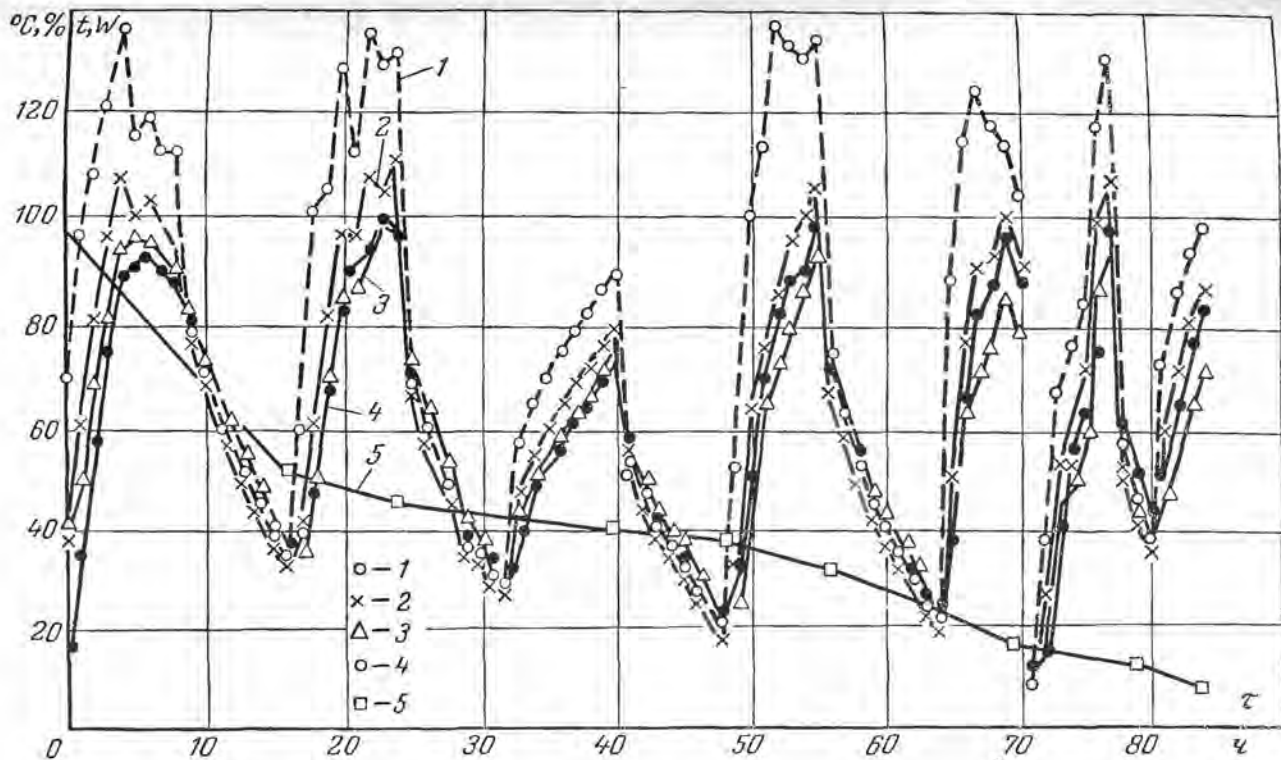


Рис. 8-14. Кривые кинетики процесса сушки древесины при осциллирующем режиме.

1 — температура ферромагнитных элементов; 2,3 — температура воздуха в камере по сухому и влажному термометрам; 4 — средняя температура древесины; 5 — текущее влагосодержание древесины.

сила, представляемая произведением градиента индукции магнитного поля  $\nabla B$  на вектор поляризации  $\pi_m^*$ .

Как показали опыты по кинетике впитывания жидкости элементарными капиллярами, неоднородное магнитное поле значительно влияет на скорость движения жидкости в капилляре.

Таким образом, общий поток влаги будет равен:

$$j = -a_m \rho_0 \nabla u - a_m^T \rho_0 \nabla T - K_p \nabla p - a_m^M \rho_0 (\nabla B) \cdot \pi_m. \quad (8-6-1)$$

Коэффициент магнитной диффузии  $a_m^M$  зависит от влагосодержания и напряженности магнитного поля. Однако в переменном магнитном поле имеет место термодинамическая движущая сила  $\tilde{B} = B - B_{eq}$ .

Период релаксации магнитной индукции во влажном материале значительно больше периода релаксации напряженности электрического поля. Поэтому в переменном магнитном поле малой частоты (50 *гц*) разница между равновесным значением индукции  $B_{eq}$  и мгновенным значением  $B$  существенна. Таким образом, термодинамическая движущая сила  $\tilde{B}$ , равная разности  $(B - B_{eq})$ , вызывает перераспределение влаги.

Благодаря переменному значению индукции  $B$  магнитодиффузия вызывает систематическое перераспределение влаги, что приводит к равномерному распределению влагосодержания внутри тела в процессе сушки. Это дает возможность получить высококачественную древесину без большой усадки и при отсутствии коробления и трещин. При этом длительность сушки значительно сокращается. Еще лучшие результаты дает осциллирующий режим (рис. 8-14). В этом случае температуры воздуха, древесины и железных сеток мало отличаются друг от друга. Сушка происходит практически при равномерном распределении температуры и влагосодержания материала. Этот метод сушки в настоящее время применяется для сушки трудносусимых капиллярнопористых тел, где требуются равномерная сушка и высокие технологические свойства (отсутствие коробления, растрескивания и других структурно-механических дефектов).

## ГЛАВА ДЕВЯТАЯ СУБЛИМАЦИОННАЯ СУШКА

### 9-1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ

Некоторые материалы необходимо сушить при низкой температуре, так как незначительное ее повышение вызывает резкое ухудшение их технологических свойств. Сушка при низких температурах и при атмосферном давлении происходит очень медленно.

\* Обычно  $B$  называют индукцией, хотя  $B$  есть напряженность магнитного поля, а  $H$  его индукция.



Поэтому с целью интенсификации процесса сушки таких нетермостойких материалов применяют сушку в вакууме. Уменьшение давления резко увеличивает интенсивность испарения за счет повышения коэффициента массообмена, который в первом приближении обратно пропорционален давлению. Так как вакуумная сушка происходит в герметически закрытом аппарате, то передача тепла конвекцией невелика. Поэтому, чтобы поддержать значительную интенсивность сушки в вакууме, тепло, необходимое для испарения жидкости, подводится к сушимуому материалу путем теплопроводности от нагретой поверхности (контактная сушка) или радиацией от нагретых экранов (сушка инфракрасными лучами). Таким образом, вакуумная сушка по способу подвода тепла к материалу является контактной сушкой или сушкой инфракрасными лучами в условиях вакуума.

В этих условиях основное уравнение тепло- и влагообмена можно написать так:

$$q_n + \alpha(t_c - t_n) - \lambda(\nabla t)_n = c p_0 R_v \frac{\overline{dt}}{\overline{dx}} + \alpha_{p_0}(p_n - p_c) r \frac{p_0}{p}, \quad (9-1-1)$$

где  $\alpha_{p_0}$  — коэффициент массообмена при нормальном давлении  $p_0$  ( $p_0 = 760$  мм рт. ст.),  $\text{кг/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{мм рт. ст.}$ ;  $p$  — общее давление парогазовой смеси, мм рт. ст.

Первый член левой части уравнения (9-1-1) равен плотности результирующего лучистого потока, поглощаемого материалом; второй член — количество тепла, подводимого конвекцией от нагретой парогазовой смеси и, наконец, третий член учитывает тепло, переданное теплопроводностью от нагретой поверхности. Все это количество тепла идет на нагревание материала (первый член правой части уравнения) и на испарение (второй член уравнения (9-1-1)).

Последнее выражение справедливо в том случае, когда внешний массообмен (перенос пара от поверхности тела в окружающую среду) в основном определяется скоростью диффузионного переноса через пограничный слой парогазовой смеси у поверхности тела. Как показывает опыт, этот механизм переноса пара у поверхности тела имеет место при остаточном давлении свыше  $5 \div 10$  мм рт. ст. При давлении меньше 4,6 мм рт. ст. механизм переноса тепла и вещества (пара) изменяется коренным образом и соотношение для интенсивности сушки, записанное в форме произведения коэффициента влагообмена на разность парциальных давлений ( $p_n - p_c$ ), становится неточным. В этом случае большая часть влаги материала вследствие интенсивного испарения переходит в лед. Удаление влаги происходит путем превращения льда в пар и частично путем испарения переохлажденной жидкости.

Обычно в условиях сушки при давлении 10 мм рт. ст. и выше (вакуумная сушка) механизм переноса тепла и влаги внутри сушимо-го материала аналогичен механизму переноса при контактной сушке.

Пар, образованный при испарении жидкости в материале, вместе с натекаемым через неплотности сушильной камеры воздухом отводится вакуум-насосом.

Для облегчения работы вакуум-насоса установки применяют адсорбционные поглотители для пара или конденсаторы; в последних пар частично конденсируется и превращается в жидкость.

Конденсатор представляет собой трубчатый теплообменник, охлаждаемый проточной водой.

Таким образом, сушильная установка состоит из сушильной камеры, поглотителя (конденсатор и адсорбер) и вакуум-насосной установки (рис. 9-1). Последняя состоит из ротационного масляного

насоса или парозежекторной установки (откачка парогазовой смеси происходит при помощи парозежекторных струйных компрессоров). В последнее время промышленность освоила выпуск ротационно-масляных газобалластных насосов, которые наиболее удобны для откачки парогазовой смеси.

В данной главе мы рассматриваем процесс вакуумной сушки при давлении парогазовой смеси меньше 4,58 мм рт. ст., которое соответствует давлению насыщенного пара воды при температуре 0° С. Вакуумную сушку материалов при давлении  $P \leq 4,58$  мм рт. ст. мы

называем сублимационной сушкой на основании нижеизложенного.

Во влажном состоянии материал при давлении парогазовой смеси меньше 4,58 мм рт. ст. имеет температуру ниже 0° С. При этом свободная влага замерзает и ее испарение происходит без плавления (сушка сублимацией). Удаление влаги в основном происходит путем углубления поверхности испарения внутрь тела. Перенос пара от поверхности испарения через слой тела происходит путем эффузии, так как при этом давлении радиус капилляров тела меньше средней длины свободного пробега молекул. Адсорбционно связанная влага находится в переохлажденном состоянии, она удаляется путем превращения жидкости в пар. В конце процесса сушки сублимация льда заканчивается и дальнейшая сушка происходит при температуре выше 0° С. Следовательно, сублимационная сушка включает в себя сублимацию льда (сушка путем испарения льда), испарение переохлажденной жидкости внутри

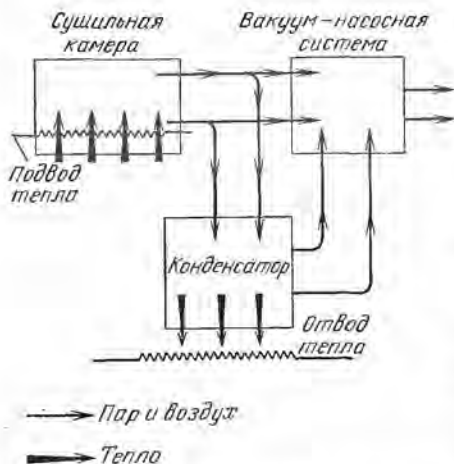


Рис. 9-1. Схема вакуумной сушильной установки.

тела и испарение связанной жидкости при температуре выше  $0^{\circ}\text{C}$  к концу процесса сушки.

Обычно под сублимацией понимают испарение твердого тела без плавления его, т. е. сублимация равнозначна возгонке. Применительно к процессу сушки сублимация влажного материала является процессом сушки его в замороженном состоянии (сублимация льда, находящегося внутри материала).

Остановимся на этом подробнее. В определенных условиях вещество может образовывать различные физические модификации, причем термодинамические параметры, характеризующие координаты состояния, имеют совершенно различные значения. Удельный объем твердой фазы может отличаться от удельного объема парообразной фазы в миллионы раз. При этом обе фазы при равновесии не переходят одна в другую, а существуют совместно.

Из правила фаз следует, что число степеней свободы однокомпонентной трехфазной системы равно нулю, т. е. все параметры предопределены. На диаграмме состояния этому случаю соответствуют точки, в которых сосуществуют одновременно три фазы, такие точки называются тройными. Для воды тройная точка характеризуется температурой  $0,0098^{\circ}\text{C}$  и парциальным давлением пара  $4,58 \text{ мм рт. ст.}$ . На рис. 9-2 приведена графическая зависимость давления насыщенного пара от температуры  $p = f(t)$  для воды. Эта кривая делит диаграмму на две области: нижняя — область насыщенного пара и верхняя — область вещества в твердом или жидком состоянии. Граница между ними дается третьей кривой  $t_{\text{пл}} = f(p)$  — зависимость между температурой плавления и давлением (кривая  $OC$ ). Пунктирной кривой  $OB'$  показано изменение давления насыщенного пара над переохлажденной жидкостью. Из рис. 9-2 видно, что если подводить тепло к веществу в твердом состоянии при постоянном давлении ниже давления тройной точки (вдоль прямой  $KD$ ), то произойдет испарение твердого тела, называемое возгонкой или сублимацией. При охлаждении пара вдоль прямой  $ED$  будет иметь место кристаллизация вещества непосредственно из парообразного состояния, называемая иногда аблимацией. Испарение твердого тела может происходить при давлении выше давления в тройной точке, но в этом случае твердое тело не может быть в равновесии со своим насыщенным паром по кривой сублимации  $OB$ .

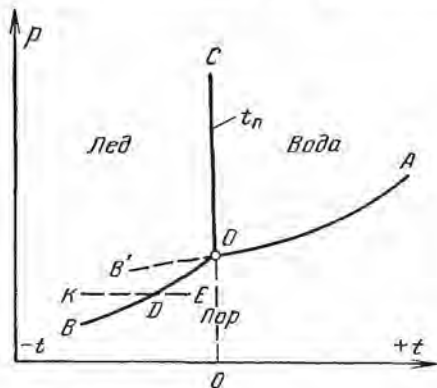


Рис. 9-2. Давление насыщенного пара как функция температуры вещества.

## Давление насыщенного пара воды в зависимости от температуры

Давление, мм рт. ст.	Темпера- тура, °C	Давление, мм рт. ст.	Темпера- тура, °C	Давление, мм рт. ст.	Темпера- тура, °C	Давление, мм рт. ст.	Темпера- тура, °C
4,6	0,00	2,8	-5,90	1,0	-17,50	0,02	-52,70
4,5	-0,30	2,7	-6,30	0,9	-18,10	0,01	-57,60
4,4	-0,60	2,6	-6,70	0,8	-19,70	0,008	-59,00
4,3	-0,85	2,5	-7,15	0,735	-20,70	0,006	-61,00
4,2	-1,10	2,4	-7,60	0,7	-21,10	0,004	-62,50
4,1	-1,40	2,3	-8,10	0,6	-22,50	0,003	-63,50
4,0	-1,70	2,2	-8,60	0,5	-24,40	0,002	-64,50
3,9	-2,00	2,1	-9,20	0,4	-26,60	0,0018	-65,00
3,8	-2,30	2,0	-9,80	0,3	-29,50	0,0016	-65,00
3,7	-2,60	1,9	-10,45	0,2	-33,50	0,0015	-65,70
3,6	-2,90	1,8	-11,10	0,1	-39,30	0,0014	-66,00
3,5	-3,25	1,7	-11,75	0,09	-40,80	0,0013	-66,20
3,4	-3,60	1,6	-12,40	0,08	-41,40	0,0012	-66,50
3,3	-3,90	1,5	-13,15	0,07	-42,60	0,0011	-67,00
3,2	-4,30	1,4	-13,90	0,06	-43,80	0,0010	-66,70
3,1	-4,7	1,3	-14,75	0,05	-45,40	0,0001	-77,00
3,0	-5,1	1,2	-15,60	0,04	-47,00	0,00001	-88,00
2,9	-5,5	1,1	-16,55	0,03	-49,80	0,000005	-100,00

В табл. 9-1 приведены значения температур для разных давлений насыщенного пара воды при равновесии со льдом.

В условиях атмосферного давления сушка сублимацией может иметь место при температурах среды (влажного воздуха) ниже нуля. Этот вывод получается из анализа уравнения (9-1-1). Для упрощения задачи предположим, что сушка идет в первом периоде ( $\frac{dt}{d\tau} = 0$ ), тепло, необходимое для испарения, передается материалу путем конвекции [ $q_n = 0$ ;  $-\lambda(\nabla t)_n = 0$ ].

Температура материала в процессе сушки сублимацией меньше нуля ( $t_n < 0$ ), следовательно, давление насыщенного пара у поверхности материала будет меньше 4,58 мм рт. ст. Таким образом, разность парциальных давлений ( $p_n - p_c$ ) будет значительно меньше 4,58 мм рт. ст. В этих условиях разность температур  $\Delta t = t_c - t_n$  должна быть также малой величиной, иначе материал будет нагреваться. Отсюда следует, что температура среды  $t_c$  будет меньше нуля, при этом температура материала всегда ниже температуры воздуха (разность  $\Delta t$  будет величиной положительной), как это имеет место при испарении влаги из материала в виде жидкости.

Благодаря малой разности  $\Delta p$  интенсивность сушки получается незначительной, а длительность сушки очень большой. Поэтому сушка материала сублимацией при атмосферных условиях не получила промышленного распространения, хотя применялась в больших масштабах очень давно (в XVI—XVII столетиях сушка тканей

и кожи производилась сублимацией: сушимый материал зимой замораживался и оставлялся на снегу на несколько дней, в течение которых влага удалялась путем испарения льда).

Если значительно уменьшить давление окружающей среды  $p$ , то при малой разности  $\Delta p = p_{\text{н}} - p_{\text{с}}$ , а следовательно, и при температуре материала ниже нуля ( $t_{\text{н}} < 0$ ) можно получить большие интенсивности сушки  $j$ , так как последняя обратно пропорциональна  $p$ , а именно:

$$j = \alpha_{p_0} \Delta p \frac{p_0}{p}. \quad (9-1-2)$$

В этом случае для испарения влаги (льда) потребуются значительные расходы тепла и разница температур  $\Delta t = t_{\text{с}} - t_{\text{н}}$  может быть увеличена настолько, что температура воздуха станет выше нуля ( $t_{\text{с}} > 0$ ).

Таким образом, при давлениях, меньших 4,58 мм рт. ст., сушка сублимацией происходит со значительным подводом тепла (в сушильной камере парогазовая смесь имеет температуру от  $+40^\circ \text{C}$  и выше).\*

## 9-2. ЗАМОРАЖИВАНИЕ МАТЕРИАЛА ПУТЕМ ИСПАРЕНИЯ В ВАКУУМЕ

Сушка сублимацией является сушкой материала в замороженном состоянии. Поэтому первой технологической операцией является замораживание материала. В зависимости от технологии сушки применяют предварительное замораживание (сушка антибиотиков, некоторых растворов, соков) или самозамораживание. В последнем случае замораживание материала происходит в сушильной камере вследствие интенсивного испарения жидкости в непрерывно повышающемся вакууме.

Для большинства твердых пищевых продуктов этот метод замораживания является наилучшим. При этом не образуются крупные кристаллы льда, которые могли бы изменить структуру тела, замораживание происходит равномерно и быстро. Самозамораживание упрощает технологический процесс, а именно: материал сразу загружается в сушильную камеру и затем начинается откачка парогазовой смеси.

Самозамораживание выгодно и в энергетическом отношении, так как при замерзании жидкости в материале происходит выделение теплоты плавления льда, которая расходуется на сублимацию, что приводит к уменьшению расхода тепла. Таким образом, замораживание является первой стадией процесса сушки сублимацией.

---

\* Давление влажного воздуха, при котором удаление влаги происходит в основном в виде сублимации льда, в сушильной технике называют давлением высокого вакуума.

Если исследованию технологии замораживания посвящен ряд работ, то изучения тепло- и влагообмена при замораживании путем испарения в вакууме почти не производилось, за исключением работы Е. И. Поповой [Л. 64]. Остановимся подробно на этой работе.

Исследованию подвергались материалы с характерной формой связи влаги (кварцевый влажный песок, целлюлоза, сукно). В процессе охлаждения измерялась температура тела в несколь-

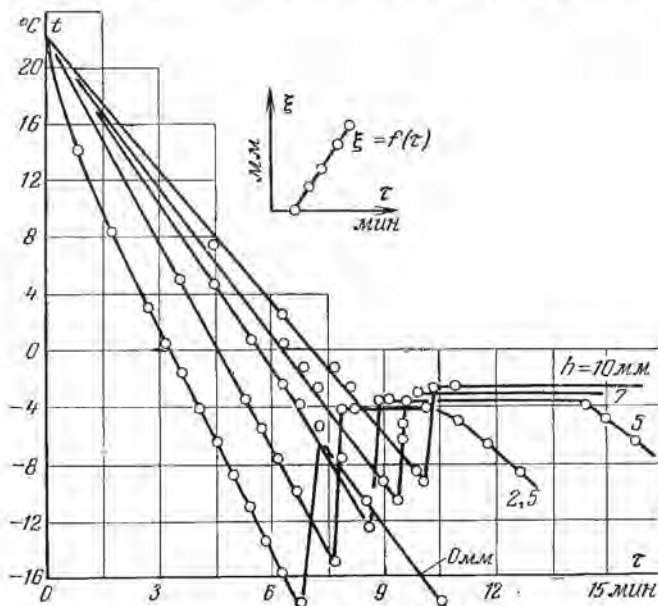


Рис. 9-3. Кривые кинетики охлаждения капиллярнопористого тела (влажное сукно) в вакууме (температура конденсатора  $-7^{\circ}\text{C}$ ).

ких точках, регистрировался вес тела и поддерживались постоянными температура парогазовой смеси в сублиматоре и температура конденсатора.

Опыты показали, что при замораживании капиллярнопористых тел в вакууме наблюдается значительный температурный градиент.

На рис. 9-3 приведены кривые кинетики охлаждения влажного сукна по его толщине. Из рис. 9-3 видно, что температура в любой точке тела понижается примерно по линейному закону. При достижении некоторой отрицательной величины температура тела резко (скачкообразно) возрастает на несколько градусов (назовем эту точку условно первой критической точкой). Наличие этих температурных скачков объясняется началом процесса кристаллизации, сопровождающегося выделением теплоты кристаллизации. Таким образом, имеет место значительное переохлаждение жидкости.



Начиная с этого момента происходит замерзание (период кристаллизации), которое протекает при некоторой постоянной отрицательной температуре (участок с постоянной температурой поверхностного слоя очень мал благодаря наличию последующей сублимации льда поверхностного слоя). Конец периода замораживания в данной точке тела характеризуется понижением температуры с течением времени.

Из рис. 9-3 следует, что кристаллизация происходит не сразу во всем объеме, а постепенно от поверхности внутрь тела, т. е. наблюдается углубление зоны кристаллизации. Чем глубже расположен слой тела, тем меньше переохлаждение жидкости, т. е. первой критической точке соответствует более высокая температура. Такая же закономерность наблюдается и в отношении температуры кристаллизации: слои, расположенные внутри тела, имеют более высокую температуру кристаллизации. Например для слоя тела, расположенного на расстоянии 2,5 мм от поверхности, температура кристаллизации равна  $-4^{\circ}\text{C}$ , а для слоя на глубине 7 мм температура кристаллизации равна  $-3^{\circ}\text{C}$ . Время кристаллизации (период замораживания) увеличивается по мере углубления внутрь тела. Например, для слоя  $h = 2,5$  мм период кристаллизации равен 3 мин, а слой  $h = 5$  мм имеет период кристаллизации, продолжающийся 7 мин.

Первая критическая точка отмечает начало кристаллизации в данном слое. Если построить график «координата измеряемой точки — время начала кристаллизации», то получим прямую (рис. 9-3). Этот график показывает углубление поверхности кристаллизации внутрь тела с течением времени. Обозначим расстояние поверхности кристаллизации от поверхности тела через  $\xi$ , тогда можно написать:

$$\xi = b(\tau - \tau_0), \quad (9-2-1)$$

где  $\tau_0$  — начало кристаллизации на поверхности тела,  $c$ ;  $b$  — скорость углубления поверхности кристаллизации,  $\text{м/ч}$ ,

$$b = \frac{d\xi}{d\tau} = \text{const.} \quad (9-2-2)$$

Этот линейный закон углубления зоны кристаллизации имел место во всех опытах с разными материалами.

Кривые распределения температуры внутри тела приведены на рис. 9-4, из которого видно, что до начала кристаллизации распределение температуры следует параболическому закону (охлаждение суконого диска происходило с двух противоположных сторон).

Аналогичные кривые кинетики охлаждения были получены для целлюлозы и кварцевого песка. Процесс замораживания в вакууме также характеризовался наличием двух критических точек. Первая критическая точка отмечала начало кристаллизации, а вторая — конец периода кристаллизации.

Процесс кристаллизации во всех точках тела, за исключением поверхности, происходил при постоянной температуре.

Эксперименты показали явно выраженную зависимость температуры переохлаждения от температуры поверхности конденсатора.

Чем ниже температура конденсатора, тем меньше переохлаждается тело. Например, для кварцевого песка температура переохлаждения поверхностного слоя при  $t_k = -70^\circ \text{C}$  равна  $t_n = -7,4^\circ \text{C}$ , при  $t_k = -20^\circ \text{C}$   $t_n = -11^\circ \text{C}$  и при  $t_k = -10^\circ \text{C}$   $t_n = -14^\circ \text{C}$ , т. е. при повышении температуры конденсатора от  $-70$  до  $-10^\circ \text{C}$  температура переохлаждения поверхностного слоя понижалась от  $-7,4$  до  $-14^\circ \text{C}$ , примерно в 2 раза.

Для целлюлозы повышение температуры конденсатора от  $-70$  до  $-10^\circ \text{C}$  вызвало понижение температуры переохлаждения поверхности тела от  $-2$  до  $-12^\circ \text{C}$ , т. е. в 6 раз.

Понижение температуры конденсации вызывает увеличение интенсивности испарения, а следовательно, и охлаждения (ниже будет показано, что интенсивность испарения увеличивается с понижением температуры конденсатора).

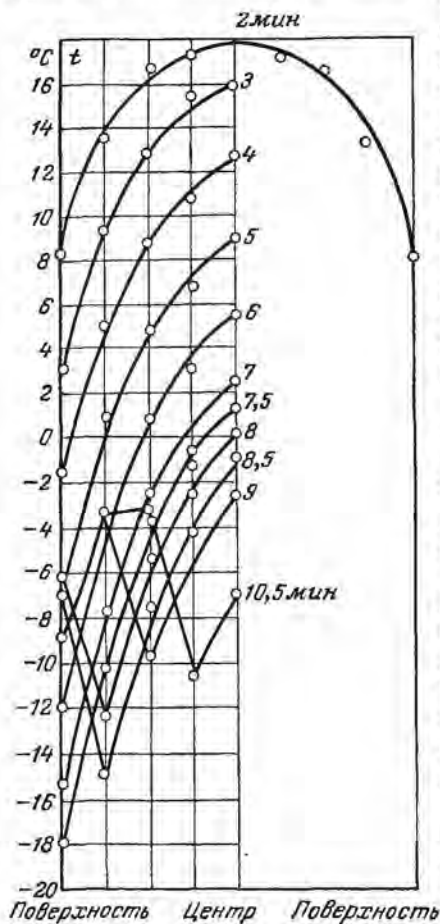
Таким образом, с увеличением интенсивности охлаждения кристаллизация воды в теле начинается раньше, а температура переохлаждения повышается.

Как уже было отмечено выше, поверхность кристаллизации углубляется внутрь материала по линейному закону. При этом

Рис. 9-4. Температурное поле капиллярнопористого тела (влажное суно) в процессе охлаждения в вакууме.

оказалось, что скорость углубления поверхности кристаллизации не зависит от температуры конденсатора [прямые  $\xi = f(\tau)$  для разных  $t_k$  расположены параллельно]. Для целлюлозы  $b = 3,8 \text{ мм/мин}$ , для сукна  $2,7 \text{ мм/мин}$  и для песка  $6,7 \text{ мм/мин}$ . Время  $\tau_0$  начала кристаллизации на поверхности тела уменьшается с понижением температуры конденсатора (табл. 9-2).

Из рис. 9-2 следует, что температура переохлаждения повыша-



Влияние температуры конденсации на температуру  
переохлаждения и начало кристаллизации

Материал и влагосодержание	Температура конденсатора $t_k, ^\circ\text{C}$	Температура переохлаждения, $^\circ\text{C}$		Момент начала кристаллизации $\tau_0$	
		$t_{\text{кл}} (R)$	$t_{\text{кл}} (0)$	в поверхностном слое	в центральном слое
Целлюлоза $\bar{u}_0 = 2,5 \text{ кг/кг}$	$\left\{ \begin{array}{l} -10 \\ -20 \\ -70 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -11,8 \\ -8,0 \\ -4,0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -2,5 \\ -2,6 \\ -1,0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,3 \\ 1,6 \\ 1,4 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3,3 \\ 3,0 \\ 3,0 \end{array} \right.$
Песок $\bar{u}_0 = 0,18 \text{ кг/кг}$	$\left\{ \begin{array}{l} -10 \\ -20 \\ -70 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -14,0 \\ -11,0 \\ -7,4 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -7,5 \\ -6,0 \\ - \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 6,7 \\ 2,3 \\ 1,5 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 7,2 \\ 2,7 \\ - \end{array} \right.$
Сукно $\bar{u}_0 = 2,70 \text{ кг/кг}$	$\left\{ \begin{array}{l} -10 \\ -20 \\ -70 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -18,0 \\ -15,0 \\ -13,8 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -10,5 \\ -11,3 \\ -6,0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 7,5 \\ 5,0 \\ 3,5 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 10,5 \\ 8,0 \\ 5,7 \end{array} \right.$

ется по мере углубления внутрь тела. Эта закономерность наблюдалась во всех опытах. При этом, если построить график «температура переохлаждения — расстояние от поверхности тела», то получаем прямую

$$t_{\text{кл}}(x) = -t_{\text{кл}}(R) + A(x - R), \quad (9-2-3)$$

где  $t_{\text{кл}}(R)$  — температура переохлаждения поверхности тела,  $^\circ\text{C}$ ;  $R$  — характерный размер тела (половина толщины пластины);  $A$  — постоянный коэффициент,  $\text{град/м}$ ;  $(x - R)$  — расстояние от поверхности тела,  $\text{м}$ .

Опыты показали, что коэффициент  $A$  не зависит от температуры конденсатора. Основные характеристики процесса замораживания в вакууме приведены в табл. 9-2.

Анализ экспериментальных данных показывает, что основное влияние на температуру переохлаждения оказывает локальная скорость охлаждения  $\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau}$ , равная производной температуры в данной точке по времени.

Локальная скорость охлаждения уменьшается с повышением температуры конденсации. При одной и той же температуре конденсатора  $\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau}$  уменьшается с увеличением  $x$  для данного времени. Отсюда было сделано предположение, что температура переохлаждения тела в любой точке  $t_{\text{кл}}(x)$  однозначно зависит от локальной скорости охлаждения.

Экспериментальные данные подтверждают этот вывод. График  $\lg [1 - t_{\text{кл}}(x)] = f\left[\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau}\right]$  имеет вид прямой, тангенс угла наклона которой, равный 0,5, не зависит от температуры конденсатора и капиллярнопористых свойств тела.

Следовательно, можно написать:

$$t_{к1}(x) = 1 - K \left[ \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} \right]^{0,5}, \quad (9-2-4)$$

где  $K$  — постоянный коэффициент, зависящий от свойств тела и температуры конденсатора (табл. 9-3).

Таблица 9-3

Коэффициент  $K$  для некоторых материалов при разной температуре конденсации

Материалы	Температура конденсации, °C		
	—70	—20	—10
Целлюлоза . .	0,15	0,30	0,40
Песок . . . . .	0,25	0,45	0,70
Сукно . . . . .	0,60	0,80	0,95

Таблица 9-4

Средние скорости охлаждения ( $d\bar{t}/d\tau$ ) некоторых материалов в вакууме, град/ч

Материал	Температура конденсации, °C		
	—70	—20	—10
Целлюлоза . .	761	683	501
Песок . . . . .	760	400	270
Сукно . . . . .	450	314	216

Таким образом, переохлаждение воды в капиллярнопористых телах при их замораживании в вакууме определяется температурой конденсации и скоростью охлаждения.

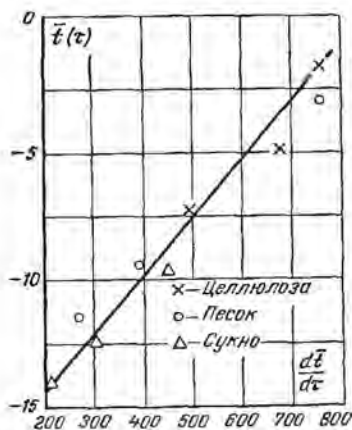


Рис. 9-5. Зависимость температуры переохлаждения от средней скорости охлаждения.

Представляет интерес сравнить среднюю (интегральную) температуру переохлаждения тела  $\bar{t}(\tau)$  со средней скоростью охлаждения  $\frac{d\bar{t}(\tau)}{d\tau}$ .

Средняя (интегральная) температура вычислялась по соотношению (2-5-27), коэффициент  $\psi$  был равен 0,4 ( $\Gamma = 1/3$ ).

Результаты расчета представлены в табл. 9-4 и на рис. 9-5.

Из табл. 9-4 следует, что уменьшение скорости охлаждения с повышением температуры конденсации примерно для всех материалов одинаково. Например, при повышении температуры конденсации от —20 до —10° C скорость охлаждения для

целлюлозы уменьшается в 1,4 раза, для песка — в 1,48 раза и для сукна — в 1,44 раза.

Из рис. 9-5 видно, что температура переохлаждения тела является однозначной функцией средней скорости охлаждения независимо от свойств охлаждаемого тела.

Приближенно эту зависимость можно представить в виде

$$\bar{t}_{к1} = -18,8 + 2,28 \cdot 10^{-3} \left( \frac{d\bar{t}}{d\tau} \right). \quad (9-2-5)$$

Для расчета процесса замораживания необходимо определить коэффициенты теплообмена. С этой целью воспользуемся граничным условием применительно к экспериментам по охлаждению в условиях вакуума

$$\alpha (t_c - t_n) + \lambda (\nabla t)_n = rj, \quad (9-2-6)$$

где  $j$  — интенсивность испарения,  $кг/м^2 \cdot ч$ ;  $r$  — удельная теплота испарения жидкости (период охлаждения) или твердого вещества (период сублимации льда в поверхностном слое),  $ккал/кг$ .

Температурный градиент в поверхностном слое можно представить так: примем линейный закон распределения в зоне кристаллизации, тогда

$$-(\nabla t)_n = \frac{t_n - t_{к1}}{\xi}. \quad (9-2-7)$$

Используя установленные закономерности для  $\xi$  и  $t_{к1}$ , Е. И. Попова [Л. 64] получила следующие значения для коэффициента теплообмена (табл. 9-5):

Таблица 9-5

Коэффициенты теплообмена ( $\alpha$ ) при охлаждении и сублимации в условиях вакуума,  $ккал/м^2 \cdot ч \cdot град$

Материал, влагосодержание	Температура конденсатора $t_k, ^\circ C$	Локальная скорость охлаждения, $град/ч$	$\alpha$ при охлаждении	$\alpha$ при сублимации
Песок, $\bar{u}_0 = 0,18 кг/кг$	—10	325	56	40
	—20	875	97	49
	—70	1 109	102	56
Целлюлоза, $\bar{u}_0 = 2,50 кг/кг$	—10	876	92	40
	—20	1 056	94	47
	—70	1 080	100	57
Сукно, $\bar{u}_0 = 2,70 кг/кг$	—10	320	51	40
	—20	440	59	44
	—70	598	80	57

Из табл. 9-5 следует, что коэффициент теплообмена при охлаждении больше, чем после начала кристаллизации. Коэффициент теплообмена зависит от локальной скорости охлаждения, с увеличением последней коэффициент теплообмена увеличивается.

При сушке сублимацией в вакууме создаются специфические условия обмена теплом и массой между материалом и окружающей средой. Механизм тепло- и массообмена в первую очередь определяется величиной вакуума. В зависимости от степени разрежения различают вязкостный, молекулярно-вязкостный и молекулярный режимы течения парогазовой смеси. Эти режимы определяются соотношением между длиной свободного пробега молекул  $l$  и размерами сосуда  $d$ . Если отношение  $\frac{l}{d} < 4,6 \cdot 10^{-3}$ , то режим будет вязкостным. Молекулярно-вязкостный режим соответствует  $4,6 \cdot 10^{-3} < \frac{l}{d} < 1,5$ . Если отношение  $\frac{l}{d} > 1,5$ , то режим называют молекулярным.

Сушка сублимацией протекает в условиях вязкостного и молекулярно-вязкостного режимов, в которых явление переноса тепла и массы вещества определяются не индивидуальным поведением молекул, а коллективным воздействием огромного множества молекул, для которых могут быть с успехом применены термодинамические соотношения.

Прежде чем перейти к выяснению механизма внешнего тепло- и влагообмена, рассмотрим основные экспериментальные закономерности по кинетике сублимации льда.

Интенсивность сублимации зависит от следующих режимных параметров: а) температуры материала; б) температуры конденсатора; в) температуры и общего давления паровоздушной смеси в сушильной камере.

Наиболее подробным и тщательным экспериментальным исследованием переноса тепла и вещества при сублимации льда является работа М. И. Вербы [Л. 7]. Ниже будут рассмотрены экспериментальные данные этой работы.

На рис. 9-6 дана зависимость интенсивности испарения льда от температуры парогазовой смеси в сублиматоре для разных остаточных давлений от 0,1 до 0,7 мм рт. ст.

Из рис. 9-6 следует, что с увеличением температуры среды при постоянном давлении интенсивность испарения льда возрастает:

$t_c, ^\circ\text{C}$	$j, \text{кг/м}^2 \cdot \text{ч}$
-5	0,1
20	0,32
55	0,85

В процессе сублимации при температуре среды, близкой к комнатной, температура льда равна равновесной температуре фазового превращения для соответствующего давления согласно кривой равновесия. При понижении температуры окружающей среды такое соответствие между давлением и температурой льда сохраняется только до известного предела охлаждения среды. При дальнейшем



понижении температура льда становится меньше равновесной температуры на  $14-16^{\circ}\text{C}$ . Интенсивность испарения при этом также уменьшается. Следовательно, в случае недостаточного подвода

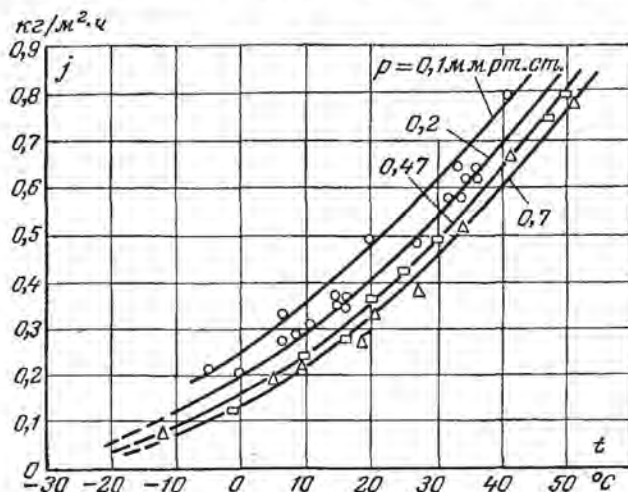


Рис. 9-6. Зависимость интенсивности испарения льда от температуры парогазовой смеси в сублиматоре при разных давлениях. (Давление воздуха  $p_{\text{в}} = 7,5 \div 8,0 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.).

тепла из окружающей среды сублимация льда происходит в значительной степени за счет теплоты самого льда (рис. 9-7).

Из рис. 9-6 следует, что при одинаковой температуре окружающей среды интенсивность испарения растет с уменьшением давления. Однако с уменьшением давления при постоянной температуре среды одновременно уменьшается температура льда, а  $\Delta t = t_{\text{с}} - t_{\text{м}}$  увеличивается. Поэтому, если построить график  $j = f(\Delta t)$ , получим ряд кривых, показывающих, что интенсивность испарения при одной и той же разнице температур возрастает с увеличением давления (рис. 9-8 и 9-9).

На рис. 9-9 показано влияние общего давления на интенсивность испарения при одинаковой разности температур  $\Delta t = 50^{\circ}\text{C}$  (температура конденсатора была равна  $-70^{\circ}\text{C}$ ). Парциальное давление воздуха очень мало ( $p_{\text{в}} = 0,008$  мм рт. ст.); так что общее давление примерно равно парциальному давлению пара. На

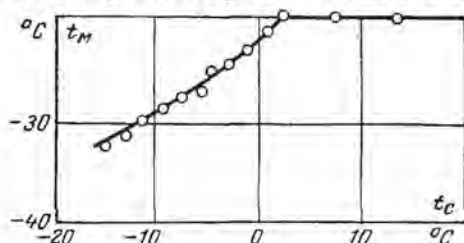


Рис. 9-7. Зависимость температуры льда от температуры парогазовой смеси.

рис. 9-9 показано, что вначале интенсивность испарения увеличивается с повышением давления, а затем, примерно с давления 2 мм рт. ст., мало изменяется. На кривой  $j = f(p)$  при давлении

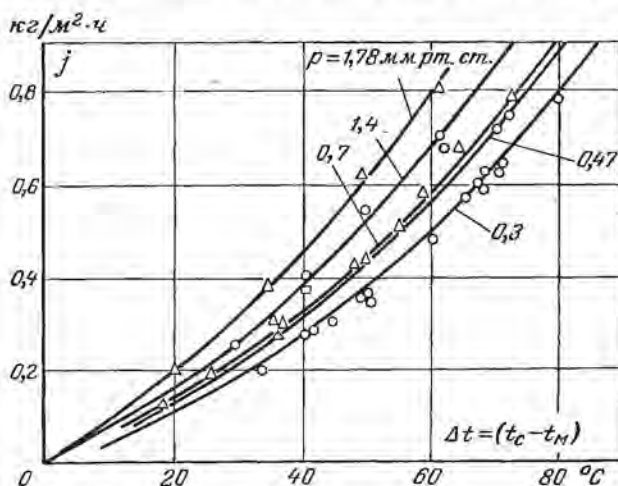


Рис. 9-8. Зависимость интенсивности испарения от разности температур  $\Delta t$ .

около 2,25 мм рт. ст. имеет место максимум интенсивности испарения.

Анализ экспериментальных данных, представленных на кривых рис. 9-6 и 9-9, показывает, что давление пара в сублиматоре близко к давлению насыщенного пара льда.

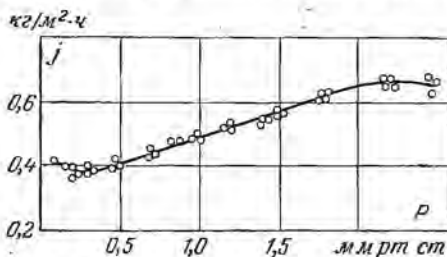


Рис. 9-9. Изменение интенсивности испарения с повышением общего давления.

В сублимационной установке конденсатор создает разность давлений парогазовой смеси, что служит одной из основных причин движения смеси в сушильной камере. При температуре поверхности конденсатора  $t_k = -70^\circ\text{C}$  давление насыщенного пара равно 0,0010 мм рт. ст., т. е. меньше, чем разрежение, ко-

торое создает насос во всасывающем патрубке. Поэтому отвод массы пара из сублиматора в основном зависит от температуры конденсатора. Однако с повышением температуры поверхности конденсатора его производительность уменьшается, и тогда участие вакуум-насоса в откачке паров должно сказаться на интенсивности испарения. Специально проведенные эксперименты по испарению льда при работающем и выключенном насосе показали, что при низких

температурах поверхности конденсатора работающий насос не оказывает влияния на интенсивность испарения.

На рис. 9-10, а показано влияние температуры поверхности конденсатора на интенсивность испарения. Эксперименты были проведены при постоянной температуре среды  $t_c = 18^\circ \text{C}$  и температуре льда  $t_m = -13^\circ \text{C}$  (общее давление парогазовой смеси  $1,49 \text{ мм рт. ст.}$ ). Температура конденсатора изменялась от  $-15$  до  $-70^\circ \text{C}$ .

Из рис. 9-10, а видно, что с увеличением разности  $\Delta t_k$  (понижение температуры конденсатора) интенсивность испарения возрастает вначале быстро, а затем медленно. При низких температурах

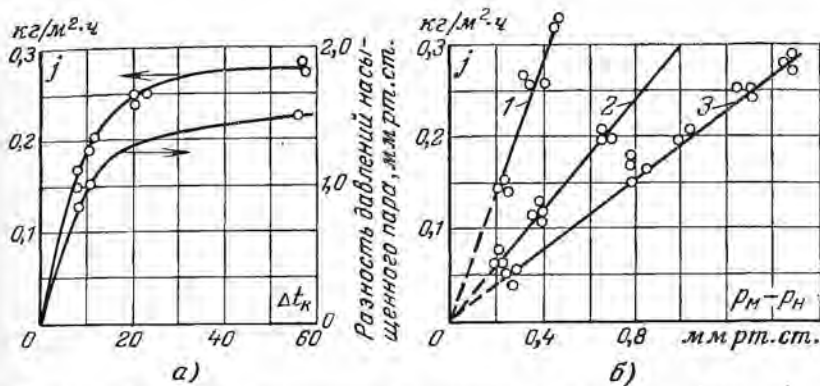


Рис. 9-10. Зависимость интенсивности испарения  $j$  и разности давлений  $\Delta p$

а — от разности температур материала и поверхности конденсатора; б — от разности давлений насыщенного пара поверхности материала и конденсатора; 1 —  $p_m = 0,47 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $\Delta t = t_c - t_m = 43^\circ \text{C}$ ; 2 —  $p_m = 1,0 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $\Delta t = 35,3^\circ \text{C}$ ; 3 —  $p_m = 1,49 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $\Delta t = 31,0^\circ \text{C}$  (парциальное давление воздуха  $p_g = 0,008 \text{ мм рт. ст.}$ ).

значительное понижение температуры конденсатора мало влияет на интенсивность испарения. Поэтому применение низкотемпературных хладагентов нецелесообразно для интенсификации процесса.

Предположим, что массообмен между поверхностью льда и окружающей средой происходит по закону диффузии. Тогда для стационарного потока массы можно написать:

$$j_n = \alpha_{p1} (p_m - p_c), \quad (9-3-1)$$

где  $j_n$  — интенсивность испарения;  $\alpha_{p1}$  — коэффициент массообмена. Формулу (9-3-1) получаем из формулы диффузии Фика, полагая градиент парциального давления пара величиной постоянной, т. е.  $\alpha_{p1} = D_1 / \delta_p$ , где  $D_1$  — коэффициент диффузии пара;  $\delta_p$  — условная толщина пограничного слоя.

При аналогичных допущениях для интенсивности конденсации  $j_k$  можно написать:

$$j_k = \alpha_{p2} (p'_c - p_k), \quad (9-3-2)$$

где  $\alpha_{p2}$  — коэффициент массообмена при конденсации;  $p'_c$  — давление пара в среде конденсатора.

Если поверхность конденсации  $F_k$  значительно больше поверхности сублимации  $F_k \gg F_u$ , а сопротивление коммуникации ничтожно мало, то можно считать давление пара среды сублиматора  $p_c$  равным давлению пара среды конденсатора  $p'_c = p_c$ .

Если поток пара полностью конденсируется, то  $j_u = j_k = j$ , тогда

$$j = \alpha_{p1} (p_m - p_c) = \alpha_{p2} (p_c - p_k), \quad (9-3-3)$$

откуда получим:

$$p_c = \frac{1}{k+1} (p_m + k p_k), \quad (9-3-4)$$

где  $k = \alpha_{p2}/\alpha_{p1}$  — отношение коэффициентов массообмена при конденсации и испарении.

Если  $k = 1$ ,  $\alpha_{p2} = \alpha_{p1}$ , то давление пара среды равно полусумме давлений насыщенного пара при температурах конденсации и испарения. В этом случае интенсивность испарения равна:

$$j = \frac{\alpha_{p1}}{2} (p_m - p_k). \quad (9-3-5)$$

Интенсивность испарения прямо пропорциональна разности давлений насыщенного пара при температурах испарения и конденсации.

Если коэффициенты  $\alpha_{p1}$  и  $\alpha_{p2}$  не равны между собой ( $k \neq 1$ ), то интенсивность испарения составляет:

$$j = \frac{1}{1+k} \alpha_{p1} (p_m - p_k). \quad (9-3-6)$$

Таким образом, пропорциональность между  $j$  и  $(p_m - p_k)$  сохраняется. Эксперименты подтверждают этот вывод.

На том же рис. 9-10, а дана зависимость между разностью парциальных давлений  $\Delta p$  (разница между давлением насыщенного пара при температуре льда и давлением насыщенного пара при температуре поверхности конденсатора) и разностью температур  $\Delta t_k = t_m - t_k$ . Из рис. 9-10, а видно, что кривая  $\Delta p = f(\Delta t_k)$  аналогична кривой  $j = f(\Delta t_k)$ . Отсюда следует, что разность давлений можно принять в качестве движущей силы внешнего массообмена при испарении льда в условиях вакуума.

На рис. 9-10, б приведена зависимость между интенсивностью испарения и разностью давлений пара  $\Delta p$ . Из рис. 9-10, б следует, что интенсивность испарения прямо пропорциональна разности давлений насыщенного пара при температурах льда и конденсатора, т. е.  $\Delta p$  действительно является движущей силой массообмена

$$j = \alpha_p (p_m - p_k) = \alpha_p \Delta p. \quad (9-3-7)$$

Коэффициент пропорциональности  $\alpha_p$  можно назвать коэффициентом массообмена, он зависит от общего давления. С повышением давления коэффициент  $\alpha_p$  уменьшается (рис. 9-10, б). Эта зависи-

мость была проверена специальными опытами, в которых температурный напор  $\Delta t = t_c - t_n$  оставался постоянным и равным  $50^\circ \text{C}$  (изменялась лишь температура конденсатора). В результате была получена прямая пропорциональность между  $j$  и  $\Delta p$ , а именно:

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } p = 0,47 \text{ мм рт. ст.} \quad j = 0,75 \Delta p; \\ \text{при } p = 1,0 \text{ мм рт. ст.} \quad j = 0,49 \Delta p. \end{array} \right\} (9-3-8)$$

Таким образом, при постоянной разности  $\Delta p$  интенсивность испарения  $j$  уменьшается с повышением общего давления. Такая зависимость имела место во всех опытах. Следовательно, коэффициент массообмена зависит от общего давления; с увеличением давления коэффициент  $\alpha_p$  уменьшается.

В большинстве экспериментальных данных парциальное давление воздуха было мало, примерно около  $0,008 \text{ мм рт. ст.}$ . Для выяснения вопроса о влиянии парциального давления сухого воздуха на интенсивность испарения льда были проведены специальные опыты при общем неизменном давлении  $0,7 \text{ мм рт. ст.}$ . Парциальное давление воздуха изменялось от  $5 \cdot 10^{-3}$  до  $5 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$  — в 10 раз. В результате было установлено, что интенсивность испарения является линейной функцией  $p_v$  (с увеличением  $p_v$  интенсивность испарения уменьшается). Общее уменьшение  $j$  с повышением  $p_v$  от  $4 \cdot 10^{-3}$  до  $5 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$  составляет около 5,3%. Для практических расчетов этими изменениями можно пренебречь.

Для объяснения механизма тепло- и влагообмена представляют интерес температурные поля парогазовой смеси вблизи поверхности материала (льда).

На рис. 9-11 приведены кривые распределения температуры смеси вблизи поверхности льда при температуре среды в сублиматоре  $20^\circ \text{C}$ . На рис. 9-11, а приведено распределение влажности парогазовой смеси в направлении нормали к поверхности льда. Влажность смеси вычислялась как отношение концентрации пара к максимальной концентрации в единице объема при данной температуре. Давление пара во всех точках принималось одинаковым (парциальное давление воздуха мало, и им можно пренебречь). При этом условии можно рассчитать влажность смеси по ее температуре в любой точке.

Из рис. 9-11, а следует, что пар в сублиматоре находится в перегретом состоянии, влажность смеси уменьшается по мере удаления от поверхности и на расстоянии 20—30 мм от поверхности материала равна 0,03 — 0,05. Таким образом, ассимилирующая способность среды по отношению к пару очень велика и не она определяет интенсивность испарения.

На рис. 9-11, б показано температурное поле вблизи поверхности льда при разных давлениях. Из рис. 9, б видно, что распределение температуры близко к линейному. При этом прямая  $t = f(x)$  имеет точку излома на расстоянии  $x_k$ , равном 0,7—0,2 мм в зависимости от давления.

С уменьшением давления  $p$  толщина пограничного слоя  $\chi_k$  увеличивается, что находится в согласии с молекулярным механизмом переноса.

На основании экспериментальных данных М. И. Верба установил зависимость между интенсивностью испарения, температурой

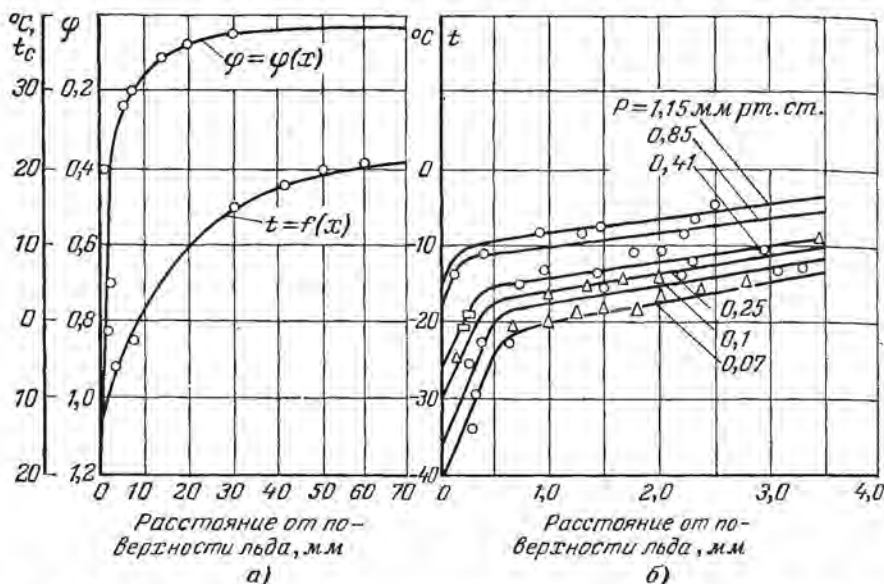


Рис. 9-11. Температурное поле парогазовой смеси вблизи поверхности льда. а — профили влажности  $\varphi$  и температуры  $t$ ; б — распределение температуры в направлении от поверхности льда.

среды, температурой материала  $T_m$  и разностью парциальных давлений пара у поверхности материала  $p_m$  и у поверхности конденсатора  $p_k$  в виде соотношения

$$Re^* = 50,5 \left( \frac{T_c - T_m}{T_0} \right)^2 \left( \frac{p_m - p_k}{p_m} \right) \left( \frac{p_m}{p_0} \right)^{0,32}, \quad (9-3-9)$$

где  $Re^*$  — модифицированный критерий Рейнольдса,

$$Re^* = \frac{j l}{\eta}; \quad (9-3-10)$$

$l$  — характерный размер;  $j$  — интенсивность испарения;  $\eta$  — коэффициент вязкости;  $p_0$  — давление насыщенного пара в тройной точке ( $p_0 = 4,58$  мм рт. ст.). При этом автор предполагал, что теплообмен полностью определяется влагообменом. Влагообмен между поверхностью льда и окружающей средой происходит по схеме А. А. Гухмана. Суть этой схемы состоит в следующем. При испарении льда происходит резкое увеличение объема вещества (при давлении 0,1 мм рт. ст. увеличение объема происходит примерно в  $10^7$  раз).



Этот объем пара, бурно выделяясь с поверхности, энергично вливается в окружающую среду. В пространстве сублиматора возникает интенсивное и сложное движение, которое меньше всего можно представить в виде упорядоченного движения от поверхности испарения к отводящему трубопроводу.

Это движение парогазовой смеси происходит в виде многократной циркуляции.

Кратность циркуляции  $n$  определяется из соотношения

$$rj - q_n = c_p j (t_c - t_n) (n + 1), \quad (9-3-11)$$

где  $c_p$  — удельная изобарная теплоемкость смеси;  $q_n$  — плотность лучистого потока тепла.

Как показывают расчеты, при давлении 0,5 мм рт. ст. при испарении льда  $n = 40$ .

При подводе тепла радиацией М. И. Вербой [Л. 7] был определен коэффициент черноты излучения льда  $\epsilon_{\text{л}}$ . Этот коэффициент был определен в результате исследований излучения льда в зависимости от его температуры.

Экспериментальные данные можно представить в виде следующей эмпирической формулы:

$$\epsilon_{\text{л}} = 0,953 + 13,8 \cdot 10^{-4} t_{\text{л}}, \quad (9-3-12)$$

где  $t_{\text{л}}$  — температура льда ( $t_{\text{л}} < 0$ ), °C.

Формула (9-3-12) показывает, что коэффициент  $\epsilon_{\text{л}}$  является линейной функцией температуры льда. С понижением температуры коэффициент  $\epsilon_{\text{л}}$  уменьшается.

В области исследуемых температур ( $0 \div -30^\circ \text{C}$ ) лед в отношении его излучательной способности может быть отнесен к ряду «черных» тел, так как степень его черноты составляет  $\epsilon_{\text{л}} = 0,90 \div 0,95$ , несколько возрастаая с увеличением температуры.

Анализ процесса испарения при подводе тепла излучением показывает, что этот способ подвода тепла не вызывает принципиальных изменений в механизме процесса сублимации.

Увеличение интенсивности испарения при комбинированном подводе тепла, несомненно, интенсифицирует процесс тепло- и массообмена. Критериальное уравнение для тепло- и массообмена при комбинированном подводе тепла имеет следующий вид:

$$\text{Re}^* = 50,5 \left[ \frac{T_c - T_m}{T_c} \right]^2 \frac{p_m - p_k}{p_m} \left[ \frac{p}{p_0} \right]^{0,35} \left[ \frac{T_n}{T_m} \right]^{2,6}, \quad (9-3-13)$$

где  $T_n$  — температура излучающего экрана, °K.

Из формул (9-3-9) и (9-3-13) следует, что интенсивность испарения льда  $j$  прямо пропорциональна разности парциальных давлений пара ( $p_m - p_k$ )

$$j = \alpha_p (p_m - p_k), \quad (9-3-14)$$

где коэффициент влагообмена ( $\alpha_p$ ) равен:

$$\alpha_p = 50,5 \frac{\eta}{l p_m} \left( \frac{T_c - T_m}{T_0} \right)^2 \left( \frac{p_m}{p_0} \right)^{0,35} \left( \frac{T_n}{T_m} \right)^{2,6}. \quad (9-3-15)$$

Представляют интерес экспериментальные данные по сублимации другого чистого вещества, например нафталина (углеводорода). Такие данные приведены в работе П. А. Новикова [Л. 59].

На рис. 9-12 приведены значения коэффициента теплообмена для тел из нафталина различной геометрической формы как функции давления парогазовой смеси.

Коэффициент теплообмена рассчитывался по формуле

$$\alpha = \frac{rj - c^*(T_m^4 - T_n^4)}{T_c - T_m}, \quad (9-3-16)$$

где  $c^*$  — приведенный коэффициент излучения.

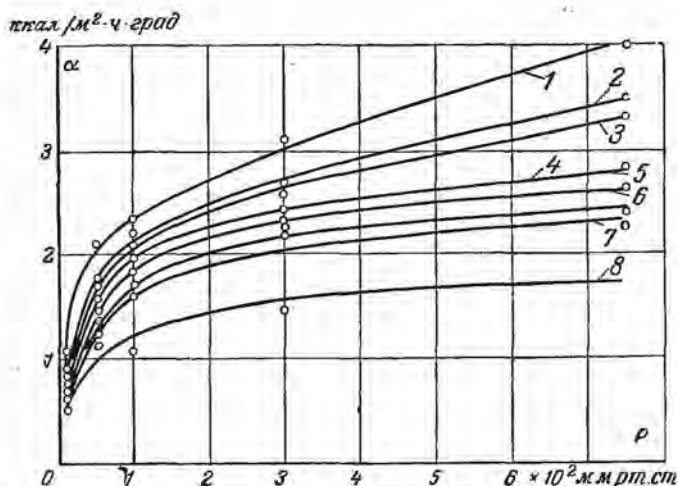


Рис. 9-12. Зависимость коэффициента теплообмена  $\alpha$  от общего давления  $p$  для тел разной формы.

1 — конус; 2 — пластина; 3 — шар; 4 — призма; 5 — цилиндр; 6 — куб; 7 — шайба; 8 — ромб.

Из рис. 9-12 видно, что коэффициент теплообмена с повышением давления увеличивается вначале быстро, а затем медленно. Форма тела значительно влияет на коэффициент теплообмена. Обработка экспериментальных данных, представленных на рис. 9-12, привела к такому соотношению:

$$Nu = AGr^n, \quad (9-3-17)$$

где  $Nu$  — критерий Нуссельта,  $Gr$  — критерий Грасгофа. Постоянные  $A$  и  $n$  приведены в табл. 9-6.

Характерный размер тела  $l$ , входящий в критерии  $Nu$  и  $Gr$ , определяли по формуле  $l = F/l'$ , где  $F$  — поверхность сублимации;  $l'$  — определяющий размер тела.

Анализ экспериментальных данных приводит к такому результату. При общем давлении  $p > 0,8$  мм рт. ст. перенос тепла и пара вблизи поверхности тела происходит молекулярным путем,

Значение постоянных  $A, B, n$ 

Форма тела	$10 < Gr < 10^4$	$10^{-2} < Gr < 10$	$B$
	$n = 0,25$	$n = 0,125$	
	$A$	$A$	
Конус . . . . .	1,66	1,96	0,065
Пластина, горизонтально распо- ложенная . . . . .	1,50	1,96	0,069
Треугольная призма . . . . .	1,35	1,77	0,079
Шар . . . . .	1,38	1,78	0,070
Цилиндр . . . . .	1,32	1,78	0,081
Пластина, вертикально распо- ложенная . . . . .	1,30	1,70	0,083
Куб . . . . .	1,25	1,77	0,085
Шайба . . . . .	1,14	1,59	0,079
Ромб . . . . .	0,85	1,34	0,101

при помощи теплопроводности и диффузии. Форма тела не влияет на скорость сублимации. При давлении  $p < 0,8$  мм рт. ст. механизм переноса пара и тепла изменяется и форма тела существенно влияет на скорость сублимации. Интенсивность испарения определяется по формуле

$$Re^* = B \left( \frac{p_m}{p_c - p_m} \right)^{0,2} \left( \frac{T_m}{T_c - T_m} \right)^{-0,45} \left( \frac{T_m}{T_n} \right)^{0,42} \quad (9-3-18)$$

Постоянная  $B$  приведена в табл. 9-6.

#### 9-4. ВНЕШНИЙ ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ СУШКЕ

С целью исследования механизма внешнего теплообмена при сушке сублимацией П. А. Новиковым [Л. 59] были поставлены специальные эксперименты. В качестве исследуемого материала брали пористую керамику, пропитанную водой, и желатин (коллоидное тело). Для сопоставления с сублимацией однородного вещества брали нафталин. Сублимация замороженной влаги (льда) происходила при малых давлениях воздуха, при небольших разрежениях имел место процесс испарения жидкости из тела. Опыты проводились в условиях как естественной, так и вынужденной конвекции. Это достигалось тем, что исследуемое тело приводилось в движение. Измерялись температура тела, его вес, давление в сублиматоре и другие параметры сушки.

Эксперименты проводились при стационарном режиме, когда температура тела была постоянна. В этом случае плотность потока тепла  $q$  равна произведению удельной теплоты испарения  $r$  на ин-

Коэффициенты тепло- ( $\alpha$ , ккал/м<sup>2</sup> · ч · град) и массообмена ( $\alpha_m$ , кг/м<sup>2</sup> · ч · мм рт. ст.) в зависимости от давления среды и скорости движения тела

Р, ат	v, м/сек	Нафталин		Влажная керамика		Желатин	
		$\alpha$	$\alpha_m$	$\alpha$	$\alpha_m$	$\alpha$	$\alpha_m$
1	2	3	4	5	6	7	8
742	0	3,0	0,11	—	—	20,6	0,018
742	10	23,0	—	—	—	85,5	0,063
742	20	32,0	—	—	—	100,6	0,075
742	30	45,0	—	—	—	115,6	0,085
742	40	54,0	—	—	—	122,6	0,090
742	50	67,0	—	—	—	128,6	0,093
500	0	2,0	0,17	—	—	—	—
500	10	18,8	—	42,6	0,043	—	—
500	20	25,0	—	55,1	0,056	—	—
500	30	31,3	—	62,6	0,063	—	—
500	40	39,7	—	69,6	0,070	—	—
500	50	43,8	—	74,6	0,075	—	—
300	0	1,6	0,28	9,8	0,022	15,5	0,037
300	10	15,1	—	31,2	0,065	40,5	0,083
300	20	21,5	—	38,7	0,074	45,5	0,092
300	30	27,8	—	43,2	0,082	48,5	0,098
300	40	35,0	—	46,2	0,087	50,5	0,100
300	50	40,2	—	49,7	0,093	51,5	0,103
100	0	1,1	0,3	6,6	0,050	15,3	0,046
	10	3,1	1,9	20,8	0,130	30,3	0,078
	20	4,8	2,7	23,8	0,146	34,3	0,088
	30	6,4	3,6	25,8	0,157	38,3	0,096
0,27	10	5,88	54,5	—	—	—	—
0,27	20	6,33	60,5	—	—	—	—
0,27	30	6,50	79,0	—	—	—	—
0,27	40	6,55	83,5	—	—	—	—
0,27	50	6,70	86,0	—	—	—	—
0,18	0	—	—	5,2	0,33	3,8	0,130
0,18	10	—	—	5,5	0,35	4,3	0,140
0,18	20	—	—	6,0	0,36	4,7	0,145
0,18	30	—	—	6,4	0,37	5,3	0,155
0,18	40	—	—	6,6	0,39	5,9	0,163
0,18	50	—	—	7,0	0,40	6,4	0,175
0,11	0	1,46	33,2	—	—	—	—
0,11	10	1,52	35,4	—	—	—	—
0,11	20	1,64	38,7	—	—	—	—
0,11	30	1,72	41,6	—	—	—	—
0,11	40	1,82	44,3	—	—	—	—
0,11	50	1,92	47,1	—	—	—	—
0,09	0	1,38	40,2	—	—	—	—
0,07	0	1,98	59,0	—	—	—	—
	40	7,6	4,4	27,3	0,158	41,3	0,100
	50	9,1	5,3	28,3	0,175	42,3	0,105
40	0	0,7	0,89	—	—	—	—
40	10	5,7	4,0	—	—	—	—
40	20	7,6	5,5	—	—	—	—

Р, ат	v, м/сек	Нафталин		Влажная керамика		Желатин	
		$\alpha$	$\alpha_m$	$\alpha$	$\alpha_m$	$\alpha$	$\alpha_m$
1	2	3	4	5	6	7	8
40	30	9,2	7,1	—	—	—	—
40	40	10,6	8,8	—	—	—	—
40	50	12,0	10,5	—	—	—	—
4	0	4,65	7,8	10,5	0,100	11,7	0,113
4	10	9,45	17,3	12,6	0,115	14,4	0,140
4	20	10,75	22,2	14,9	0,130	18,4	0,163
4	30	11,85	26,0	16,6	0,150	22,0	0,190
4	40	12,65	29,4	19,4	0,165	25,4	0,215
4	50	13,45	53,0	21,4	0,180	28,3	0,236
1	0	5,32	26,0	6,4	0,250	11,2	0,152
1	10	8,52	44,5	6,9	0,280	13,3	0,173
1	20	8,58	58,0	7,5	0,300	14,8	0,188
1	30	8,97	68,0	8,0	0,310	16,8	0,206
1	40	9,34	76,0	8,5	0,330	18,8	0,225
1	50	9,4	79,5	9,0	0,350	21,8	0,245
0,5	0	6,37	31,7	6,6	0,35	—	—
0,5	10	8,37	43,5	6,9	0,36	—	—
0,5	20	8,57	56,0	7,2	0,38	—	—
0,5	30	8,45	62,0	7,5	0,39	—	—
0,5	40	8,30	70,0	7,8	0,40	—	—
0,5	50	8,40	75,0	8,3	0,42	—	—
0,17	0	4,95	36,6	—	—	—	—

интенсивность испарения  $j$  ( $q = rj$ ). Суммарный коэффициент теплообмена  $\alpha_c$  определялся по формуле

$$\alpha_c = \frac{q}{t_c - t_n} = \frac{rj}{t_c - t_n} \quad (9-4-1)$$

Коэффициент лучистого теплообмена  $\alpha_l$  рассчитывался по известным формулам. Специальными опытами определялся коэффициент черноты тел. Коэффициент конвективного теплообмена определялся по формуле  $\alpha = \alpha_c - \alpha_l$ .

Коэффициент массообмена для вязкого режима определялся по формуле

$$\alpha_m = j/(p_n - p_c), \quad (9-4-2)$$

а для молекулярно-вязкостного режима — по формуле

$$\alpha_m = \frac{j - 0,583p_n (M/T)^{0,5}}{p_n - p_c}, \quad (9-4-3)$$

где  $M$  — молекулярная масса.

Результаты опытов представлены в табл. 9-7 и на рис. 9-13, 9-14.

В условиях естественной конвекции интенсивность испарения для всех тел увеличивается с понижением давления, достигая максимума, а затем уменьшается (рис. 9-13). Максимальные интен-

сивности для нафталина  $j_{\text{макс}} = 0,57 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$  имеет место при давлении 0,5 мм рт. ст.; для желатина  $j_{\text{макс}} = 0,5 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$  — при давлении 1 мм рт. ст., а для влажной керамики  $j_{\text{макс}} = 0,46 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$  — при давлении 0,5 мм рт. ст.

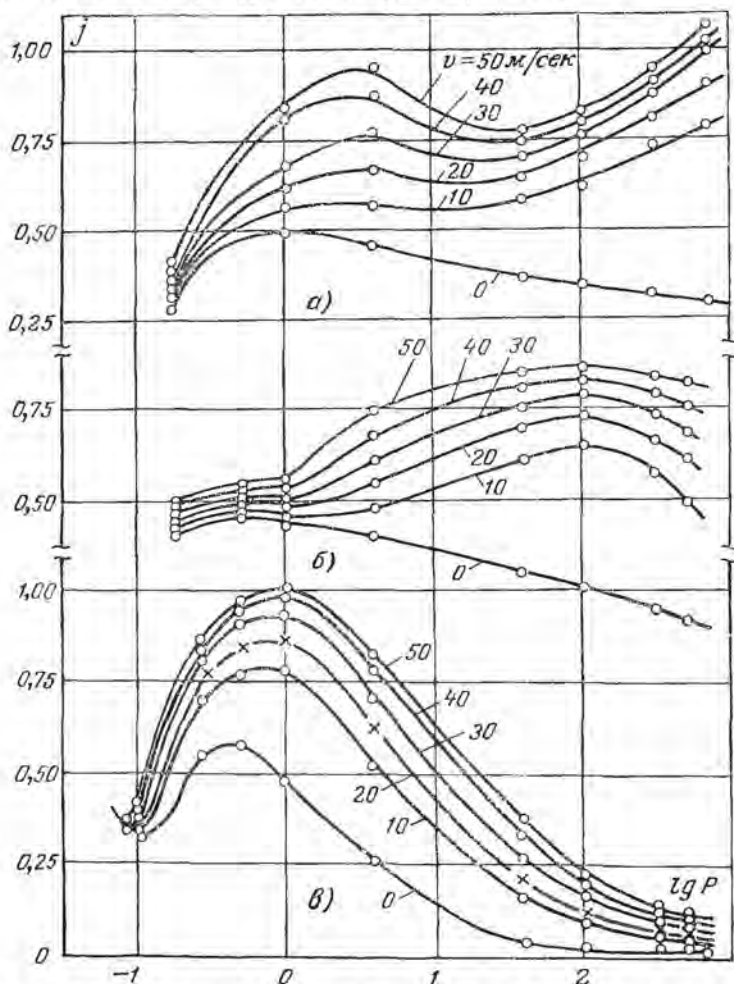


Рис. 9-13. Влияние давления  $p$  (мм рт. ст.) на интенсивность испарения  $j$  ( $\text{кг/м}^2 \cdot \text{ч}$ ).

а — для желатина; б — пористой влажной керамики; в — нафталина для скорости вращения  $v$  от 0 до 50 м/сек.

Для пористой керамики при вращении тела максимальная интенсивность наблюдается при давлении около 100 мм рт. ст., а для желатина — при 4 мм рт. ст. Ход кривых  $j = f(\lg P)$  в области давлений от 500 до 1 мм рт. ст. зависит от структуры тела. Для желатина при уменьшении давления от 500 до 100 мм рт. ст. интенсивность ис-



парения уменьшается, а для влажной пористой керамики увеличивается.

Из табл. 9-7 видно, что коэффициенты теплообмена коллоидного тела (желатина) и типично капиллярнопористого тела (керамики) близки друг к другу только в двух крайних значениях давления ( $740 < p < 0,17$ ), коэффициенты теплообмена для желатина больше, чем для керамики. Для иллюстрации возьмем данные при давлении  $p = 100 \text{ мм рт. ст.}$  и скорости движения тела  $v = 50 \text{ м/сек.}$  При этих условиях интенсивности испарения воды из желатина и керамики примерно одинаковы (для желатина  $j = 0,84 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч.}$ , для керамики  $j = 0,86 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч.}$ ). Однако коэффициент теплообмена для желатина  $\alpha = 42,3 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч. град.}$ , а для керамики  $\alpha = 28,3 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч. град.}$ , т. е. коэффициент теплообмена для желатина больше примерно на 50%. Аналогичное соотношение имеет место и для других давлений. В условиях естественной конвекции при том же давлении ( $P = 100 \text{ мм рт. ст.}$ ) коэффициент теплообмена для желатина  $\alpha = 15 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч. град.}$ , а для керамики  $\alpha = 6,5 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч. град.}$ , т. е. меньше в 2,3 раза.

Интересно отметить, что для коэффициентов массообмена мы имеем обратную картину. При том же давлении  $100 \text{ мм рт. ст.}$  коэффициент массообмена желатина  $\alpha_m = 0,105 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч. мм рт. ст.}$  ( $v = 50 \text{ м/сек.}$ ), а для керамики  $\alpha_m = 0,175 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч. мм рт. ст.}$ , т. е. коэффициент массообмена для желатина меньше в 1,65 раза. Необходимо отметить, что температура поверхности тела из желатина была равна  $9,5^\circ \text{C}$ , а из керамики  $3,2^\circ \text{C}$ .

Поскольку температура среды была одна и та же  $t_c = 20^\circ \text{C}$ , то сопротивление при передаче тепла к керамическому телу больше по сравнению с сопротивлением передачи тепла к телу из желатина. Предположим, что испарение влаги происходит не на поверхности тела, а на некоторой глубине  $\xi$ . Тогда плотности потока тепла  $q$  и массы  $j$  будут равны:

$$q = \alpha' \Delta t; \quad j = \alpha'_m \Delta p, \quad (9-4-4)$$

где  $\alpha'$  и  $\alpha'_m$  — коэффициенты тепло- и массообмена, которые будут соответственно равны:

$$\alpha' = \frac{1}{1/\alpha + \xi/\lambda}; \quad \alpha'_m = \frac{1}{1/\alpha_m + \xi/a_{mp}}; \quad (9-4-5)$$

$\lambda$  — коэффициент теплопроводности поверхностного слоя тела;  $a_{mp}$  — коэффициент диффузии влаги в поверхностном слое тела, отнесенный к разности давлений.

Так как толщина слоя  $\xi$  мала, то распределение температуры и парциального давления пара в нем можно принять линейным.

Коэффициент теплопроводности тела  $\lambda$  увеличивается с повышением влагосодержания. Начальное влагосодержание желатина значительно больше влагосодержания пористой керамики. Поэтому коэффициент теплопроводности керамики меньше коэффи-

циента теплопроводности желатина. Но основное различие в термическом сопротивлении ( $\xi/\lambda$ ) поверхностного слоя тела заключается в разных значениях  $\xi$ . Для капиллярнопористого тела величина  $\xi$  значительно больше, чем для коллоидного тела. Поэтому термическое сопротивление ( $\xi/\lambda$ ) для желатинового поверхностного слоя будет меньше по сравнению с термическим сопротивлением керамического поверхностного слоя. Отсюда следует, что коэффициент теплообмена  $\alpha$  для желатина будет больше по сравнению с коэффициентом теплообмена для пористой керамики. Коэффициент диффузии влаги в коллоидном теле примерно в 100 раз меньше по сравнению с коэффициентом диффузии влаги для капиллярнопористых тел. Например, коэффициент диффузии влаги для желатина при

влажносодержании 400—800% равен  $a_m = 0,03 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{ч}$ , а для капиллярнопористых тел — примерно от  $2 \cdot 10^{-5}$  до  $8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{ч}$ . Поэтому, несмотря на малую толщину пограничного слоя тела из желатина, его сопротивление массопереносу будет больше по сравнению с сопротивлением слоя тела из керамики.

Вследствие этого коэффициент массообмена  $\alpha_m$  для желатина будет меньше по сравнению с коэффициентом массообмена для пористой керамики.

С точки зрения рассмотренной выше схемы переноса тепла и массы коэффициенты тепломассообмена приобретают значение коэф-

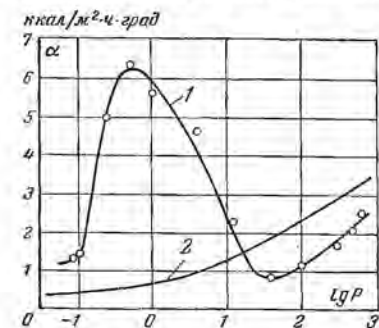


Рис. 9-14. Влияние давления  $P$  (мм рт. ст.) на коэффициент теплообмена  $\alpha$ .

1 — для нафталина в условиях свободной конвекции (по данным П. А. Новакова); 2 — теоретическая кривая по формуле для сухого теплообмена.

фициентов тепломассопередачи. Пограничный слой состоит из слоя паровоздушной смеси, прилегающей к поверхности тела, и слоя самого тела малой толщины  $\xi$ .

Таким образом, внешний тепломассообмен неразрывно связан с внутренним тепломассообменом, поскольку испарение влаги происходит внутри тела.

Остановимся более подробно на теплообмене при испарении (сублимации) нафталина. Из рис. 9-14 видно, что коэффициент  $\alpha$  с понижением давления от 742 до 140 мм рт. ст. ( $\lg P = 2,6$ ) уменьшается от 2,5 до 0,8 ккал/м²·ч·град, затем увеличивается и при давлении 0,5 мм рт. ст. достигает максимума ( $\alpha = 6,3$  ккал/м²·ч·град). При дальнейшем понижении давления коэффициент теплообмена уменьшается, достигая при давлении 0,1 мм рт. ст. величины 1,4 ккал/м²·ч·град. На том же рис. 9-14 показано изменение коэффициента теплообмена, рассчитанного по формуле

$$Nu = 1,18 (Gr Pr)^{0,125} \cdot 10^{-3} < Gr Pr < 5 \cdot 10^2. \quad (9-4-6)$$

Из рис. 9-14 видно, что для случая чистого теплообмена с понижением давления коэффициент  $\alpha_0$  непрерывно уменьшается от 3,4 до 0,3 ккал/м<sup>2</sup> · ч · град.

Отсюда следует, что в интервале давления от 10 до 0,1 мм рт. ст. коэффициент теплообмена  $\alpha$  больше коэффициента теплообмена  $\alpha_0$ . При давлении 0,5 мм рт. ст. отношение  $\alpha/\alpha_0 = 10,6$ . Это объясняется по схеме А. А. Гухмана следующим образом. При испарении из твердого состояния в среду с давлением порядка 10—0,1 мм рт. ст. объем вещества увеличивается в  $10^4$ — $10^6$  раз. Масса пара, занимающая этот огромный объем (по отношению к образцу), отрывается от поверхности и проникает в окружающую среду. Испарение происходит не равномерно со всей поверхности, а в виде струй, вырывающихся из многих дискретно расположенных центров (очагов) испарения. Теория дискретного испарения подтверждается тем, что при сублимации льда в вакууме поверхностный слой льда становится пористым. Эти струи энергично вторгаются в окружающую среду, вызывая в ней сильные возмущения. Возникает очень сложное неупорядоченное движение, связанное с возникновением циркуляционных течений большой кратности, например для нафталина  $n = 34$ .

При сублимации льда давление пара у поверхности тела  $p_n$  больше давления окружающей среды  $p_c$ .

Согласно опытным данным величина  $p_n/p_c$  — порядка 2,5—3,3, т. е. имеет сверхкритическое значение.

В этих условиях истечение пара из центров испарения должно происходить с очень большой скоростью. Масса пара в виде множества струй с большой скоростью вырывается в окружающую среду, эжектируя паровоздушную смесь из межгазового пространства. Скорость переноса тепла конвекцией пропорциональна объемной теплоемкости  $c_v \rho$ . С понижением давления плотность среды уменьшается и в области давлений  $P < 0,5$  мм рт. ст. значение конвективного переноса тепла уменьшается. Кроме того, при малых давлениях у поверхности тела возникает пристеночный слой, толщина которого сравнима с длиной свободного пробега молекул (длина свободного пробега молекулы обратно пропорциональна давлению). В этом пристеночном слое отсутствуют какие-либо возмущения, а передача тепла происходит только молекулярным путем. Все это приводит к тому, что коэффициент теплообмена  $\alpha$  при понижении давления  $P < 0,5$  мм рт. ст. уменьшается. В интервале давлений  $0,1 < P < 0,5$  с понижением давления молекулярно-вязкостный режим тепломассопереноса постепенно заменяется чисто молекулярным обменом. Этот вывод подтверждается данными по изменению коэффициента теплообмена в зависимости от скорости движения тела (табл. 9-7). Если при давлении 1 мм рт. ст. увеличение скорости движения от 0 (неподвижное тело) до 50 м/сек вызывает увеличение коэффициента теплообмена  $\alpha$  в 1,95 раза, то при давлении 0,5 мм рт. ст. это увеличение равно 1,31 раза, а при давлении 0,09 мм рт. ст. коэффициент  $\alpha$  практически не зависит от скорости.

Приведенные выводы подтверждаются анализом изменения температуры поверхности шарика из нафталина от скорости его движения при различных давлениях окружающей среды (рис. 9-15).

При давлении 300 мм рт. ст. температура поверхности тела практически не изменяется от скорости движения. Начиная с давления 100 мм рт. ст. до 0,5 мм рт. ст. увеличение скорости движения тела вызывает понижение его температуры. По мере понижения давления величина изменения температуры возрастает. При дальнейшем понижении давления ( $P < 0,5$  мм рт. ст.) величина изменения  $t_n$  уменьшается, и при давлении 0,11 мм рт. ст.

температура поверхности тела практически не зависит от скорости его движения.

Для объяснения резкого увеличения коэффициента теплообмена в интервале давлений  $0,01 < p < < 10$  мм рт. ст. можно предложить и другую гипотезу. Отдельные участки поверхности тела энергетически неодинаковы для сублимации и аблимации благодаря наличию адсорбированных включений (примесей). С некоторых участков идет интенсивный

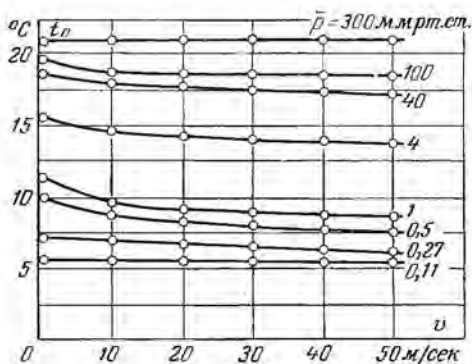


Рис. 9-15. Влияние скорости движения  $v$  на температуру поверхности  $t_n$  нафталина (образец — шарик) при различном давлении  $p$  (от 0,11 до 300 мм рт. ст.).

процесс сублимации, а с других происходит аблимация. В результате такого процесса поверхностный слой тела становится неоднородным. Выступающие в пограничный слой мельчайшие частицы (мелкие кристаллики льда) на участках аблимации отрываются от поверхности тела и выносятся в окружающую среду. Поэтому поток массы  $j$  (интенсивность испарения) содержит не только пар, но и мельчайшие твердые частицы. Так как поток тепла определяется по расходу массы ( $q = rj$ ), то получаем завышенные значения удельного потока тепла, а следовательно, и коэффициента теплообмена. Оторвавшиеся от поверхности тела частицы при своем движении постепенно испаряются (испарение частиц тела в пограничном слое). Наибольший вынос частиц в окружающую среду происходит при давлении около 1 мм рт. ст. Поэтому в этой области наблюдается максимальное значение коэффициента теплообмена.

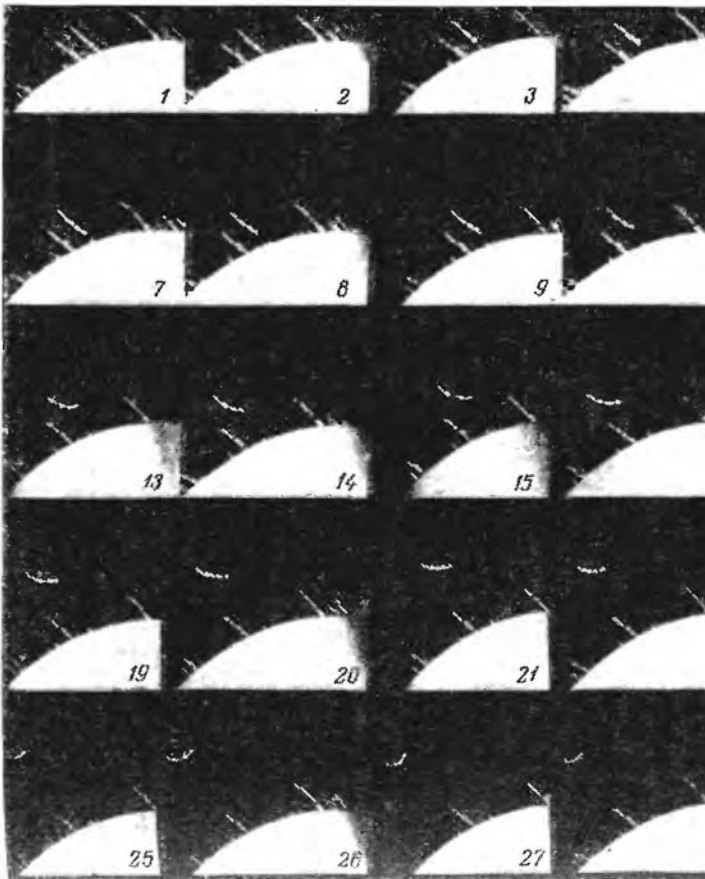
Выносу частиц льда способствует напряжение, возникающее при тепловом скольжении. Испарение льда происходит не только на поверхности, но и в некотором объеме тела (в зоне испарения). В зоне испарения по толщине тела возникает перепад температуры порядка  $1,5^\circ\text{C}$  на 1 мм. Этот перепад температуры создает диффузию

скольжения. В результате пристеночный газ в порах и капиллярах движется по направлению температурного градиента. Одновременно стенки пор и капилляров испытывают действие результирующей силы молекулярного давления (гл. 10). Эти силы способствуют разрушению пористой структуры льда. Значительно большие градиенты температуры возникают на участках абликации, где частицы выступают в поверхностный слой газа, так как при конденсации пара выделяется значительная теплота абликации. Поэтому возникающие силы молекулярного давления направлены не только по нормали к поверхности тела, но и вдоль поверхности. В результате действия всех сил частицы твердого вещества отделяются от поверхности тела и выносятся в поверхностный слой.

Вынос твердых частиц был экспериментально обнаружен при сублимации льда. На рис. 9-16 приведена фотография сублимирующего вещества в виде наростов-стержней, которые затем отрываются и движутся в поверхностном слое влажного газа. В процессе движения эти частицы постепенно испаряются. Кроме того было обнаружено, что частицы (ворсинки) льда колеблются с большой частотой и переменной амплитудой, что подтверждает наличие молекулярного давления при тепловом скольжении (аналог броуновского движения).

По скорости движения частицы льда, масса которой примерно  $2 \cdot 10^{-10}$  кг, можно определить скорость ее испарения. Как показали расчеты, скорость движения такой частицы изменяется от 0,07 м/сек у поверхности тела до 0,36 м/сек на расстоянии примерно 14 мм от поверхности тела. По величине скорости движения частицы можно определить плотность парогазовой среды, в которой она движется. Расчеты показывают следующее: плотность пристенной парогазовой смеси изменяется по направлению нормали от поверхности тела на расстоянии 3 мм примерно в 10 раз. Таким образом вблизи поверхности тела создаются условия перенасыщения.

На основе этих экспериментальных данных стало возможным выдвинуть гипотезу о новом механизме массо- и теплообмена в пристенном слое парогазовой смеси. В результате значительного увеличения объема вещества при сублимации (порядка  $10^6$  раз при  $p = 0,1$  мм рт. ст.) происходит явление, аналогичное взрыву с образованием квазиударной волны (молекулярные волны разряжения). В силу интенсивного разряжения в зоне волны происходит конденсация или точнее абликация пара с образованием частиц льда, связанных с поверхностью тела. Расположение частиц связано с движением молекулярных волн разряжения при наличии источника вещества (сублимация тела). Расчеты движения таких волн на основе статистических методов показали, что наблюдаемая в экспериментах картина резкого изменения плотности поверхностной среды находится в полном соответствии с теорией. Кроме того, из теории образования молекулярных волн разряжения следует, что давление пара на участках сублимации поверхности тела меньше давления





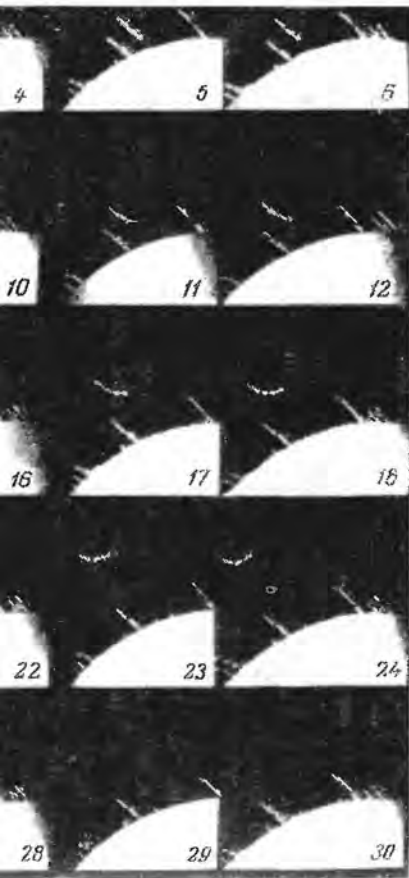


Рис. 9-16. Сублимация льда при комбинированном (радиационно-конвективном) подводе тепла. Температура среды  $+50^{\circ}\text{C}$ , температура льда  $-25^{\circ}\text{C}$ , давление пара  $0,3 \text{ мм рт. ст.}$  Интервалы времени между кадрами  $0,004 \text{ сек.}$

насыщенного пара при данной температуре. При некоторых давлениях оно составляет около 60% давления насыщенного пара при данной температуре.

Одной из причин роста ворсинок льда на поверхности сублимирующего тела может быть вытеснение переохлажденных жидких пленок из микротрещин и капилляров льда в зоне испарения, так как в процессе кристаллизации воды на поверхностях кристаллов имеются переохлажденные жидкие пленки. Таким образом, до сих пор не существует единой теории механизма переноса в процессе сублимации.

## 9-5. ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

Одна из наиболее полных работ по тепло- и массообмену при конденсации пара в условиях вакуума принадлежит И. С. Максимовской [Л. 42]. Ниже приведены основные результаты этой работы.

В табл. 9-8 приведены значения коэффициента теплообмена при постоянном парциальном давлении пара и при разных содержаниях воздуха ( $\varepsilon = 1/d$ ).

Таблица 9-8

Влияние содержания воздуха  $\varepsilon = 1/d$  на коэффициент теплообмена

$P_{\text{п}}, \text{ мм рт. ст.}$	$P_{\text{в}}, \text{ мм рт. ст.}$	$\frac{1}{d}, \text{ кг/кг}$	$\Delta t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$
0,760	0,001	0,0021	7,8	86,2
0,763	0,007	0,0148	9,5	108,8
0,770	0,014	0,0293	5,8	105,5
0,772	0,038	0,0793	9,4	118,7
0,780	0,100	0,2065	8,4	126,0
0,770	0,550	1,150	8,3	206,8
0,810	0,600	1,190	8,5	266,5
0,760	1,160	2,460	6,4	331,0

Из табл. 9-8 видно, что с увеличением  $\varepsilon$ , т. е. с увеличением парциального давления сухого воздуха, коэффициент теплообмена  $\alpha$  увеличивается от 86 до 330  $\text{ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ . Между тем при давлениях, близких к нормальному барометрическому, увеличение  $\varepsilon$  вызывает уменьшение коэффициента  $\alpha$ .

Коэффициент  $\alpha$ , подсчитанный по формуле Нуссельта для горизонтальной трубы диаметром 0,05 м при разности температур по толщине жидкой пленки  $10^\circ\text{C}$ , изменяется от 6 140  $\text{ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$  при давлении пара  $P_{\text{п}} = 0,02 \text{ атм}$  до 8 350  $\text{ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$  при  $P_{\text{п}} = 1 \text{ атм}$ .

На твердых поверхностях возможна не только пленочная конденсация, но и капельная; при этом коэффициент теплообмена увеличивается до 30 000—40 000  $\text{ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ .

Если имеется примесь воздуха в паре, то коэффициенты теплообмена резко уменьшаются. Эксперименты ряда исследователей [Л. 42] показали, что увеличение содержания воздуха в паре вызывает значительное уменьшение коэффициента  $\alpha$ . При этом существенно влияют температурный напор  $\Delta t$  и весовая скорость движения паровоздушной смеси. Например, при  $p_n = 0,089 \text{ атм}$  увеличение содержания воздуха  $\varepsilon$  от 0 до 0,26 вызывает уменьшение коэффициента теплообмена от 8 000 до 2 400  $\text{ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$  ( $\Delta t = 12 \div 25,5^\circ \text{C}$ ;  $v_p = 0,23 \div 0,34 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$ ).

В нашем случае сконденсированный пар превращается в лед при давлении в конденсаторе ниже 5 мм рт. ст. Отсюда следует, что в этих условиях механизм теплообмена совершенно иной по сравнению с теплообменом в условиях давлений, превышающих 15 мм рт. ст. С целью выяснения механизма тепло- и массообмена при конденсации в условиях вакуума экспериментальные данные были подвергнуты дальнейшему анализу. Оказалось, что с увеличением парциального давления пара при постоянном парциальном давлении воздуха коэффициент теплообмена также увеличивается (табл. 9-9). Если построить график «коэффициент теплообмена —

Таблица 9-9

**Зависимость коэффициента теплообмена от влагосодержания воздуха при постоянном парциальном давлении воздуха**

$p_v$ , мм рт. ст.	$p_n$ , мм рт. ст.	$d$ , кг/кг	$\Delta t$ , $^\circ\text{C}$	$\alpha$ , $\text{ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$
0,0055	0,97	109	8,1	136,7
0,0065	1,44	137	8,2	217,0
0,0062	0,97	97	5,1	152,5
0,0062	0,97	97	7,7	150,0
0,0070	0,76	67	9,5	108,8
0,0096	1,97	127	8,2	231,0
0,0082	1,45	110	7,5	191,0
0,0092	1,45	97,7	7,3	174,0
0,0083	1,43	107,0	6,9	187,5
0,0078	0,97	77,0	7,1	149,0
0,0080	0,97	75,0	7,9	142,5
0,0097	0,29	18,5	6,5	32,4
0,0150	1,98	82,0	7,3	245,0
0,0197	0,96	30,2	7,6	154,0
0,0200	1,43	44,4	7,5	202,0
0,0383	0,77	12,5	9,4	118,7
0,046	0,40	18,9	7,9	197,5
0,16	0,83	7,1	7,9	259,5
0,12	1,34	6,92	7,5	230,2
0,14	1,32	5,85	7,6	211,5
0,16	1,29	5,0	7,4	211,0
0,21	1,24	3,66	7,1	213,0
0,27	1,19	2,73	8,4	173,0
0,40	1,05	1,63	8,4	168,0

влагосодержание смеси» при постоянном парциальном давлении воздуха ( $p_v = \text{const}$ ), то получим прямую линию (в первом приближении можно считать коэффициент  $\alpha$  прямо пропорциональным влагосодержанию). При этом тангенс угла наклона прямой увеличивается с повышением  $p_v$ . Отсюда следует, что коэффициент  $\alpha$  увеличивается с повышением  $p_n$  и  $p_v$ , т. е. зависит от общего давления. Для проверки этого предположения были поставлены специальные опыты в условиях постоянного общего давления с изменением соотношения между давлением пара и воздуха в смеси. Такие опыты были проведены при нескольких различных значениях общего давления. Эти опыты убедительно показали, что при постоянном общем давлении коэффициент  $\alpha$  остается неизменным при любом соотношении  $p_n$  и  $p_v$  ( $p_v/p_n$  изменялось от 0,01 до 0,6). Таким образом, коэффициент теплообмена есть однозначная функция общего давления при заданном температурном напоре. На рис. 9-17 дана зависимость коэффициента от общего давления  $p$ . Из рис. 9-17 следует, что с достаточной для практики точностью можно считать коэффициент теплообмена прямо пропорциональным общему давлению.

Обработка экспериментальных данных в области давлений до 2,5 мм рт. ст. по способу наименьших квадратов приводит к следующей эмпирической формуле:

$$\alpha = 138,53p, \quad (9-5-1)$$

где  $p$  — общее давление, мм рт. ст.

Это соотношение имеет большое значение для технологии сушки. При сушке сублимацией температура материала при прочих равных условиях от парциального давления воздуха в системе сублиматор — конденсатор повышается с увеличением  $p_v$ . Так как увеличение  $p_v$  не снижает интенсивности конденсации, то можно производить регулировку режима сушки изменением давления, не вызывая ухудшения теплообмена в конденсаторе.

В рассматриваемых условиях длина свободного пробега молекул была порядка 0,01—0,001 см. Следовательно, отношение длины свободного пробега к диаметру охлаждаемой трубы (5 см) было порядка  $2 \cdot 10^{-3}$ — $2 \cdot 10^{-4}$ . Таким образом, режим течения газовой среды был вязкостным. Отсюда следует, что молекулярный перенос тепла по типу эффузии ничтожно мал, так что им можно пренебречь.

Сделаем оценку влияния направления движения паровоздушной смеси на теплообмен при конденсации пара. Общая скорость пара при входе в конденсатор изменялась в пределах от 40 до 70 м/сек, т. е. в несколько раз превышала максимальную скорость потока, создаваемую насосом (при давлении 1 мм рт. ст. скорость потока паровоздушной смеси, создаваемая насосом ВН-1 в наших условиях, равна 9,3 м/сек).

По мере прохождения смеси вдоль охлаждаемой стенки конденсатора пар конденсируется, превращаясь в лед; общий расход

смеси непрерывно уменьшается, что вызывает при постоянном сечении трубы непрерывное понижение скорости потока. Измерение общего давления на входе и выходе конденсатора показывает, что давление на выходе мало отличается от давления на входе.

Это объясняется тем, что конденсатор с постоянным сечением работает как диффузор, в котором восстановление давления при постоянном расходе происходит за счет увеличения сечения. В нашем случае роль увеличивающегося сечения выполнял пар, конденсирующийся на охлаждаемой стенке.

Если подсчитать критерий Рейнольдса по формуле  $Re = j l / \eta$ , где  $l$  — длина поверхности конденсации, то получим значения порядка 600—700. Этим значениям  $Re$  соответствует значение критерия Нуссельта порядка 4—5, если воспользоваться обычными формулами теплопередачи.

Если же критерий  $Re$  подсчитать по скорости движения паровоздушной смеси, создаваемой насосом, то получим  $Re$  порядка 100—150, т. е. еще меньшее значение критерия Нуссельта. В то же время полученные значения  $Nu$  из экспериментальных данных имеют порядок от 113 до 2 800.

Такие расчеты наглядно показывают, что направленное движение паровоздушной смеси в конденсаторе не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на теплообмен.

При конденсации пара в условиях вакуума объем вещества резко уменьшается, примерно в  $10^7$  раз, что приводит к бурному перемешиванию паровоздушной смеси. Возникает многократная циркуляция одного и того же количества паровоздушной смеси, последовательно соприкасающейся с охлаждаемой стенкой (кратность циркуляции достигает 100—200).

Коэффициент теплообмена является функцией объемной теплоемкости паровоздушной смеси, поскольку эта величина характеризует аккумулялирующую способность смеси как теплоносителя.

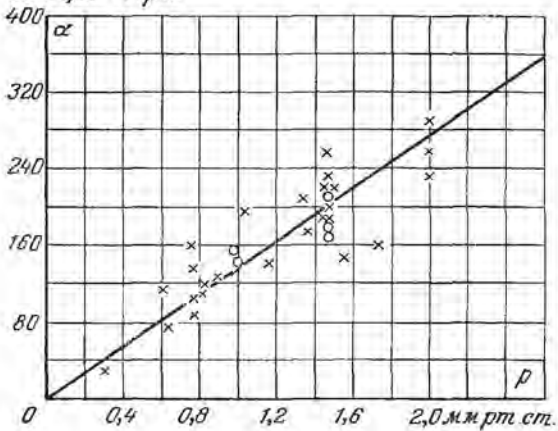
При подсчете значений  $c_{\Sigma\rho}$  для смеси было обнаружено, что при постоянном общем давлении увеличение содержания воздуха приводит к увеличению плотности смеси  $\rho$  (за счет большого молекулярного веса) и к уменьшению удельной теплоемкости  $c_v$ , так как теплоемкость воздуха меньше теплоемкости водяного пара.

Таким образом, произведение  $c_{\Sigma\rho}$  для данного общего давления меняется весьма мало. Если построить график  $c_{\Sigma\rho} = f(\rho)$ , то получим прямую, проходящую через начало координат, следовательно, произведение объемной теплоемкости паровоздушной смеси на ее плотность прямо пропорционально общему давлению в исследуемом интервале давлений.

Поэтому коэффициент теплообмена является линейной функцией объемной теплоемкости паровоздушной смеси (рис. 9-17), что подтверждает вышеописанный механизм теплообмена.

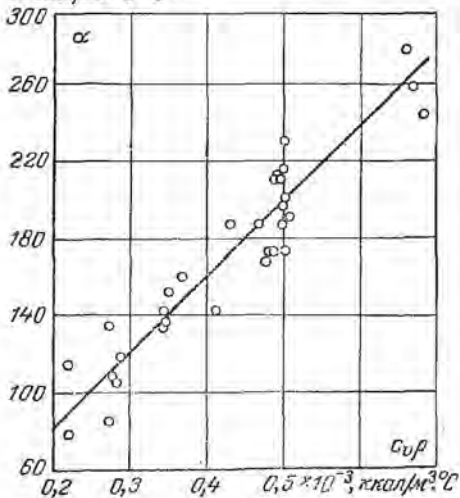
Установим связь между коэффициентом теплообмена, гидродинамикой массообмена (теплообмена) и термодинамическими свойствами паровоздушной смеси, характеризуемыми критерием  $Gu$ .

ккал/м<sup>2</sup>·ч·град



а)

ккал/м<sup>2</sup>·ч·°C



б)

Рис. 9-17. Зависимость коэффициента теплообмена  $\alpha$ .  
а — от общего давления  $P$ ; б — от объемной теплоемкости паровоздушной смеси в конденсаторе.



Гидродинамика массообмена определяется интенсивностью испарения.

Зависимость между коэффициентом теплообмена и интенсивностью конденсации приведена на рис. 9-18, из которой следует, что коэффициент  $\alpha$  прямо пропорционален  $j'$  при постоянном температурном напоре  $\Delta t$ .

В результате обработки экспериментальных данных И. С. Максимова было получено следующее критериальное соотношение:

$$Nu = 8,13 Re^* Gu^{-1,02}, \quad (9-5-2)$$

где критерии  $Re^*$  и  $Gu$  подсчитывались по формулам

$$Re^* = j'l/\eta; \quad Gu = \frac{T_c - T_m}{T_c};$$

$T_c$  и  $T_m$  — температуры соответственно среды и поверхности льда. Эта формула справедлива для  $Re^*$  от 254 до 740 и для значений критерия  $Gu$  от 0,0125 до 0,0366.

Важнейшей особенностью этого соотношения является то, что критерий  $Re^*$  вошел в уравнение в первой степени, т. е. интенсивность теплообмена росла пропорционально первой степени теплового потока. Следовательно, в отличие от теплообме-

на при кипении тепловой поток перестает зависеть от температурного напора. Можно осуществить целый ряд режимов, при которых плотность потока тепла будет значительно изменяться при постоянном температурном напоре.

Экспериментально было установлено, что при конденсации пара получается чистый лед. Слой льда имел неодинаковую толщину по всей длине поверхности конденсации. Наибольшая толщина слоя наблюдалась при входе пара в конденсатор.

Средняя толщина слоя льда в опытах была 4—6 мм. Перепад температуры слоя льда определялся для приведенной (средней) толщины по времени и по длине конденсатора. Результаты опытов показали, что перепад температуры по толщине слоя льда прямо пропорционален плотности потока тепла через охлаждаемую поверхность (рис. 9-19). Наиболее вероятные значения общего давления в промышленных установках по сушке химических и пищевых продуктов составляют 1,0—1,5 мм рт. ст. Этим значениям  $P$  соответствует плотность потока тепла  $q$ , равная 1 000—1 500 ккал/м<sup>2</sup>·ч.

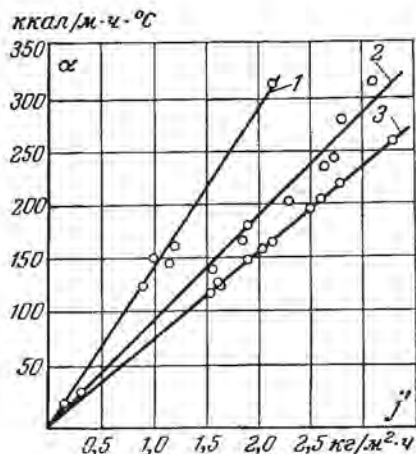


Рис. 9-18. Зависимость коэффициента теплообмена от интенсивности конденсации при различных значениях температурного напора.

1 —  $\Delta t = 4,2 \div 5,2^\circ \text{C}$ ; 2 —  $\Delta t = 6,4 \div 7,4^\circ \text{C}$ ;  
3 —  $\Delta t = 8,1 \div 8,5^\circ \text{C}$ .

Согласно рис. 9-19 при этих значениях  $q$  перепад температуры в слое льда толщиной 5 мм не превышает  $4^\circ\text{C}$ . Отсюда следует, что применение периодически действующих конденсаторов с намораживанием слоя льда средней толщины 5—6 мм при развитой поверхности конденсации является вполне целесообразным.

Для приближенных расчетов конденсатора можно рекомендовать следующее соотношение:

$$q = 1\,025P, \quad (9-5-3)$$

где  $q$  — плотность потока тепла,  $\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ ;  $P$  — общее давление,  $\text{мм рт. ст.}$ .

На рис. 9-20 дана зависимость интенсивности конденсации от общего давления, из которой видно, что максимальная интенсивность равна  $3,4 \text{ кг}/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$  и соответствует давлению 3,5—4,0  $\text{мм рт. ст.}$

В этих исследованиях соотношение парциальных давлений

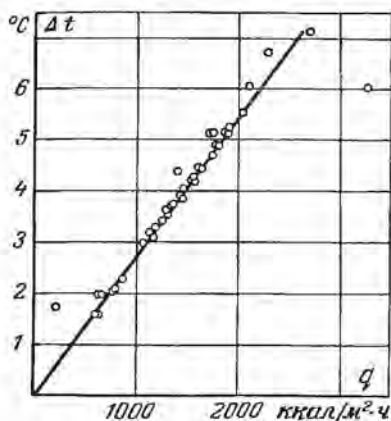


Рис. 9-19. Перепад температуры в слое льда при средней толщине слоя 5 мм в зависимости от плотности теплового потока.

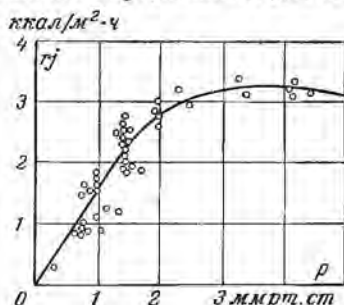


Рис. 9-20. Зависимость интенсивности конденсации от общего давления паровоздушной смеси в конденсаторе.

водяного пара и воздуха при постоянном общем давлении по-прежнему не оказывало заметного влияния на интенсивность конденсации.

Наличие максимума на кривой  $r_j = f(P)$ , очевидно, объясняется тем, что при общем давлении  $P = 2 \text{ мм рт. ст.}$  основное значение имеет плотность паровоздушной среды, переносящей тепло. Действие этого фактора является преобладающим по сравнению с увеличением интенсивности конденсации при понижении давления за счет роста разности удельных объемов твердой и газообразной фаз.

## 9-6. КИНЕТИКА ПРОЦЕССА СУБЛИМАЦИОННОЙ СУШКИ

Кинетика процесса сублимационной сушки влажных материалов определяется механизмом переноса тепла и влаги как внутри материала, так и от его поверхности в окружающую среду. Поскольку

нами были использованы экспериментальные данные М. И. Вербы при рассмотрении тепло и массообмена в случае сублимации льда, представляется целесообразным привести для сравнения данные этого автора по сушке влажных материалов.

Основными материалами были кварцевый песок (капиллярно-пористое тело) и торф (капиллярнопористое коллоидное тело).

Пластины торфа размером  $55 \times 55 \times 10$  мм, так же как и пластины из льда, вертикально подвешивались в сублимационной камере.

Песок в виде пластины размером  $55 \times 55 \times 10$  мм укладывался на марлевую сетку, натянутую на металлическую рамку. Рамка вместе с образцом подвешивалась на весы. Толщина слоя песка и торфа была принята большей, чем толщина ледяной пластинки, для удобства заделки термопар.

Кривые сушки песка и изменения температуры в нем по слоям представлены на рис. 9-21 (те же данные для торфа приведены на рис. 9-22). Материалы сушились без предварительного замораживания.

Опытные данные показали, что для всех влажных материалов кривую сушки можно разбить на три периода: период самозамораживания, период постоянной скорости сушки и период падающей скорости сушки.

При сушке песка давление в камере изменялось

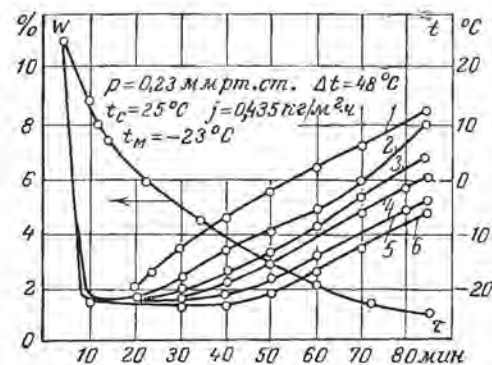
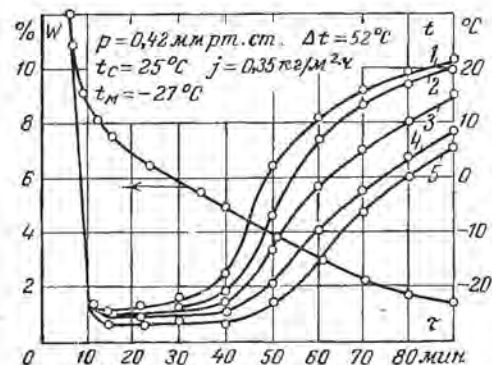


Рис. 9-21. Кривые кинетики сушки кварцевого песка.

(рис. 9-21) от 0,42 до 0,2 мм рт. ст. Температура среды колебалась в пределах  $25^\circ\text{C}$ .

Температура материала изменялась от  $-23$  до  $-30^\circ\text{C}$ . Наибольшая интенсивность сушки  $j = 0,435 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$  была при режиме  $P = 0,23 \text{ мм рт. ст.}$  и температуре материала  $-23^\circ\text{C}$ . Температура конденсации во всех случаях была  $-70^\circ\text{C}$ .

При отмеченном режиме общее время сушки составляло 85 мин.

При сушке торфа (рис. 9-22) давление в камере изменялось от 2,2 до 0,35 мм рт. ст. Температура среды колебалась в пределах

30—40° С. Температура материала изменялась от  $t_m = -11^\circ \text{C}$  до  $t_m = -30^\circ \text{C}$ . Наибольшая интенсивность сушки  $j = 0,59 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$  наблюдалась при режиме  $P = 0,7 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $t_m = 40^\circ \text{C}$ ,  $t_c = -15^\circ \text{C}$ ; общее время сушки составило 280 мин.

Анализ кривых сушки капиллярнопористых материалов (песка) показывает, что в начальный момент вакуумирования системы в пе-

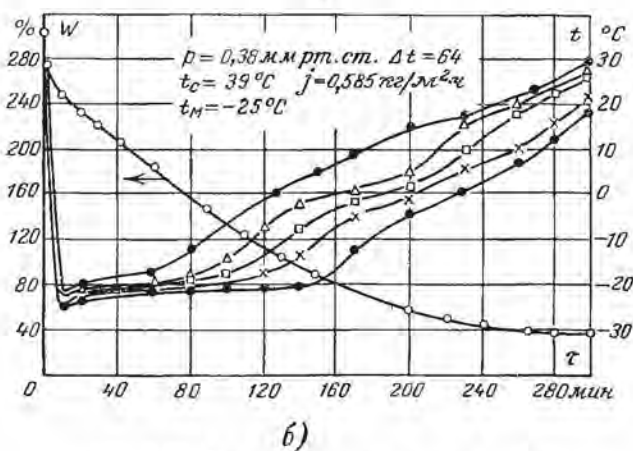
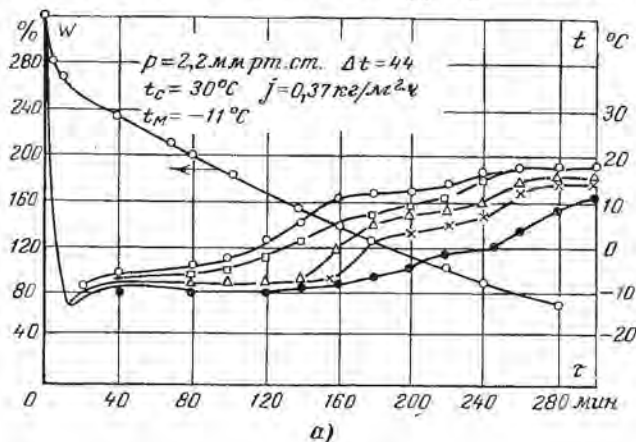


Рис. 9-22. Кривые кинетики сушки торфа.

риоде самозамораживания материала происходит процесс бурного испарения влаги, что, в свою очередь, характеризуется резким понижением температуры материала (рис. 9-21 и 9-22). Период самозамораживания материала в опытах не превышал 10 мин. За это время из образца испарялось от 12 до 20% влаги. Аналогичная картина наблюдается в периоде самозамораживания и при сушке коллоидного капиллярнопористого материала — торфа. В периоде самозамораживания торфа удалялось до 40—50% влаги.

Из экспериментальных данных видно (рис. 9-21 и 9-22), что в периоде постоянной скорости имеет место температурный градиент по толщине материала. Вначале, после окончания самозамораживания, этот градиент невелик. Однако вскоре (через 20—30 мин) температура поверхностного слоя начинает повышаться. Это означает, что поверхностный слой подсох и подводимое тепло используется частично на подогрев материала в этом слое. Через некоторое время наблюдается такой же отрыв следующей по глубине температурной кривой от других кривых и т. д. На основании этого можно предположить, что в процессе сушки в замороженном слое происходит углубление зоны испарения.

Механизм переноса вещества при сушке влажных материалов в замороженном состоянии несколько отличается от механизма переноса пара при сублимации льда. Существенной особенностью в первом случае является наличие температурного градиента в сушимо материале.

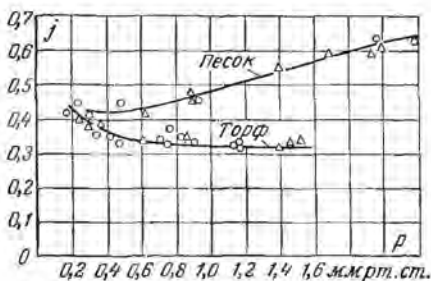


Рис. 9-23. Зависимость интенсивности сушки от давления в сушильной камере (период постоянной скорости)

На рис. 9-23 приведены величины интенсивности испарения в период постоянной скорости сушки для песка и торфа. Кривая для торфа построена по данным опытов, в которых при постоянной температуре среды  $t_c = 20^\circ \text{C}$  и постоянной температуре конденсации  $t_k = -70^\circ \text{C}$  изменялось общее давление в сушильной камере. Подвод тепла осуществлялся

конвективным путем.

Если сравнить эту кривую (рис. 9-23) с кривой 4 на рис. 9-34, то можно видеть одинаковый характер изменения интенсивности испарения льда и интенсивности сушки капиллярнопористого тела (кварцевого песка).

Характер изменения зависимости интенсивности испарения для торфа отличается от характера аналогичной кривой для песка (верхняя кривая, рис. 9-23).

В результате обработки экспериментальных данных при конвективном подводе тепла М. И. Вербой [Л. 7] были получены следующие критериальные уравнения для периода падающей скорости сушки для песка:

$$\text{Re}^* = 50,5 \left[ \frac{T_c - T_m}{A_m} \right]^2 \frac{p_m - p_k}{p_m} \left[ \frac{P}{P_0} \right]^{0,32} \text{Le}^2 \quad (9-6-1)$$

и для торфа:

$$\text{Re}^* = 50 \left[ \frac{T_c - T_m}{T_c} \right]^2 \frac{p_m - p_k}{p_m} \left[ \frac{P}{P_0} \right]^{0,32} \text{Le}^{0,9}, \quad (9-6-2)$$

где  $\text{Le}$  — критерий Лебедева ( $\text{Le} = W/W_k$ ).

Введение критерия Лебедева отображает изменение интенсивности испарения в период падающей скорости сушки.

Из формул (9-6-1) и (9-6-2) следует, что интенсивность сушки влажных материалов сублимацией близка к интенсивности испарения льда при одинаковых условиях. Отсюда следует, что механизм внешнего тепло- и массообмена в обоих случаях был один и тот же. Однако другие исследования не подтверждают это заключение. По данным К. Б. Гисиной и Р. И. Шофер [Л. 10], интенсивность сублимации льда из влажных материалов выше, чем интенсивность сублимации чистого льда (рис. 9-24). Чем меньше средний радиус капилляров, тем больше интенсивность сублимации. Интенсивность сублимации коллоидного тела (желатина) — наименьшая.

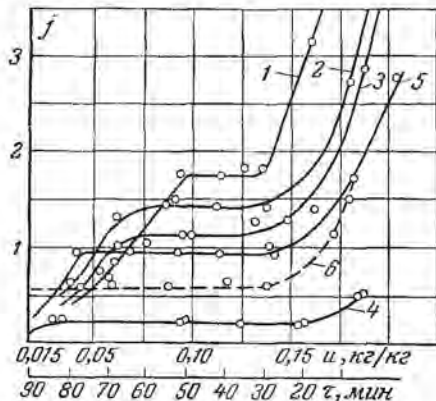


Рис. 9-24. Интенсивность сублимации различных материалов.

Кварцевый песок с радиусом капилляров  $r$ :  
1 — до 0,0175 мм; 2 — 0,0350 мм; 3 — 0,164 мм;  
4 — желатин; 5 — 0,250 мм; 6 — лед.

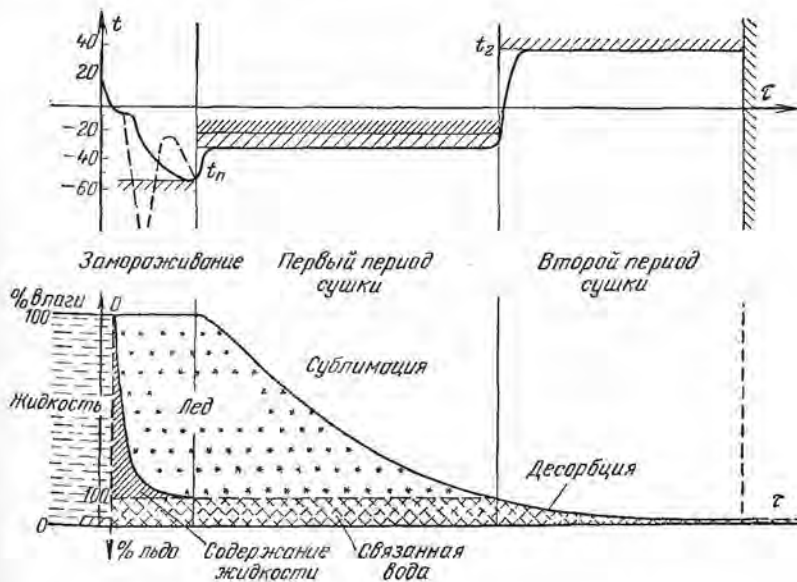


Рис. 9-25. Кривые кинетики процесса молекулярной сушки.



В конце этого раздела приведем примерную схему кинетики процесса молекулярной сушки (рис. 9-25). В период замораживания температура материала уменьшается, переходя из области положительных температур в область отрицательных температур. Это изменение может происходить скачкообразно (рис. 9-3). Содержанье воды уменьшается за счет испарения и перехода ее в лед. Часть связанной воды находится в переохлажденном виде и не замерзает. В первом периоде сушки температура тела примерно постоянна, а влагосодержание непрерывно убывает (период сублимации). После того как испаряется весь лед, температура материала быстро возрастает, приближаясь к температуре окружающей среды (рис. 9-25), а влагосодержание непрерывно падает (второй период сушки). В этом периоде происходит десорбция связанной влаги. Эта схема является приближенной и справедливой для бесконечно медленной сушки, когда перепады температуры в теле ничтожно малы.

### 9-7. МЕХАНИЗМ СУБЛИМАЦИОННОЙ СУШКИ

Обычно считают, что при сушке сублимацией испарение происходит на некоторой поверхности, которая постепенно углубляется внутрь тела. Влагосодержание замороженного тела остается постоянным и равным начальному влагосодержанию тела, так как перенос переохлажденной жидкости внутри тела очень мал. Такая схема механизма сушки является грубым приближением. Она дает возможность сделать ориентировочную оценку.

Предположим, что поверхность испарения углубляется внутрь тела по закону

$$\xi = b\tau^n, \quad (9-7-1)$$

где  $\xi$  — расстояние поверхности испарения от поверхности тела;  $b$  и  $n$  — постоянные.

Скорость углубления поверхности испарения будет равна:

$$\frac{d\xi}{d\tau} = bnt^{n-1}. \quad (9-7-2)$$

В период постоянной скорости сушки  $n = 1$ , т. е. скорость углубления поверхности испарения постоянна,

$$\frac{d\xi}{d\tau} = b = \text{const.}$$

Следовательно, коэффициент  $b$  численно равен скорости углубления поверхности испарения в период постоянной скорости сушки.

Уравнение кривой сушки в периоде сублимации будет иметь вид:

$$\frac{W}{W_0} = 1 - \frac{b\tau^n}{R_v}, \quad (9-7-3)$$

где  $W_0$  — начальное влагосодержание;  $R_v$  — отношение объема тела к его поверхности.

Скорость сушки будет равна:

$$-\frac{1}{W_0} \frac{dW}{d\tau} = \left(\frac{b}{R_v}\right)^{\frac{1}{n}} (W_0 - W)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (9-7-4)$$

В период постоянной скорости сушки ( $n = 1$ ) интенсивность испарения равна:

$$j = W_0 \rho_0 b, \quad (9-7-5)$$

где  $\rho_0$  — плотность абсолютно сухого тела.

Предполагается, что сушка происходит в виде сублимации льда, находящегося в теле. При испарении связанной влаги соотношения (9-7-1)—(9-7-5) становятся неприменимыми. Как показали эксперименты, такая упрощенная схема не соответствует действительности. Оказывается, наряду с углублением зоны испарения во всем объеме тела имеет место испарение. Так, на рис. 9-26 приведены

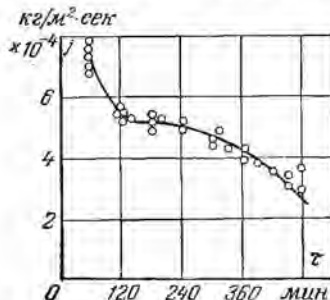
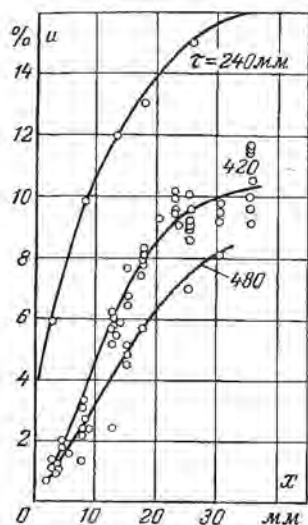
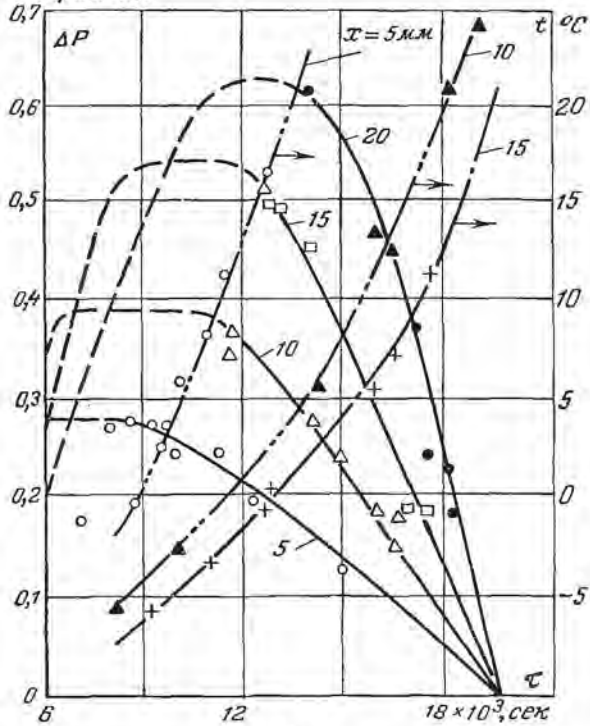


Рис. 9-26. Кривые распределения влагосодержания в кварцевом песке ( $P = 0,2$ ) и интенсивность испарения в процессе сублимационной сушки в различное время.

кривые распределения влагосодержания в кварцевом песке при сублимации по данным К. Б. Гисиной. Из рис. 9-26 видно, что влагосодержание непрерывно изменяется во всем объеме песка, в том числе и в центральных слоях. Поскольку перенос жидкости почти не имеет места (связанной воды в песке ничтожно мало), изменение количества влаги происходит за счет испарения во всем объеме. Наиболее интенсивно испарение происходит в поверхностных слоях, в центральных слоях испарение меньше. Следовательно, критерий фазового превращения является функцией координат. Приведенная рядом на рис. 9-26 кривая изменения интенсивности испарения от времени  $j = f(\tau)$  показывает, что и в период постоянной скорости сушки испарение происходит во всем объеме.

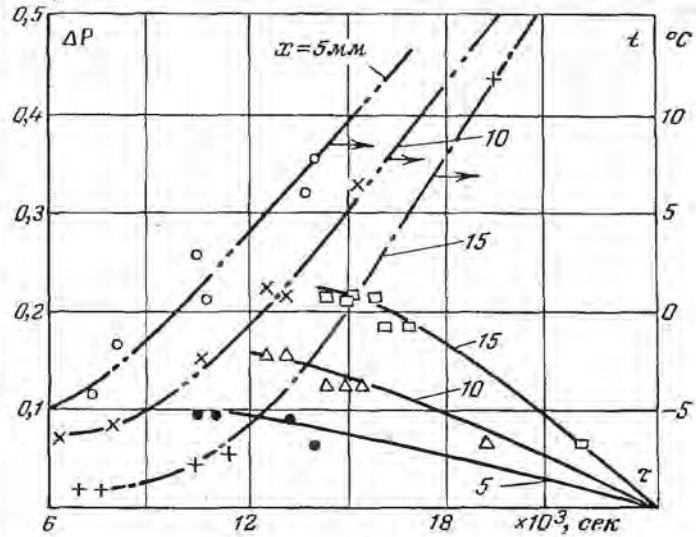
Парциальное давление воздуха  $p_v$  мало по сравнению с парциальным давлением пара  $p_n$  ( $p_v \ll p_n$ ). Поэтому в первом при-

мм рт.ст.



а)

мм рт.ст.



б)

Рис. 9-27. Зависимость разности давления  $\Delta P$  и температуры от времени.

а — пористость  $P = 0.36$ ; б —  $P = 0.42$ .

ближений можно считать общее давление парогазовой смеси близким к давлению пара ( $P \approx p_n$ ). К этому заключению можно прийти и на основании расчета давления насыщенного пара  $p_n$  в зависимости от температуры. Если по температурным кривым материала определить соответствующие давления насыщенного пара (по таблицам), то получим значения давления пара  $p_n$ , совпадающие с точностью до 7% с экспериментальными значениями  $p_n$ .

Поскольку система «песок—лед» представляет собой достаточно большое гидравлическое сопротивление для переноса пара из тела в окружающую среду, естественно, внутри песка должен возникнуть градиент общего давления. Эксперименты подтверждают этот вы-

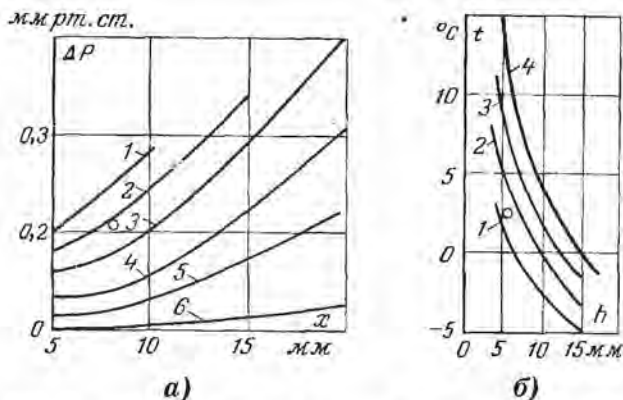


Рис. 9-28. Кривые распределения давления (мм рт. ст.) и температуры по толщине песка различной пористости.

а — при  $P = 0,36$ : 1 —  $\tau = 11,4 \cdot 10^3$  сек; 2 —  $\tau = 13,2 \cdot 10^3$  сек;  
3 —  $\tau = 15 \cdot 10^3$  сек; 4 —  $\tau = 16,8 \cdot 10^3$  сек; 5 —  $\tau = 18 \cdot 10^3$  сек;  
6 —  $\tau = 10,2 \cdot 10^3$  сек; б — при  $P = 0,36$ : 1 —  $\tau = 9,8 \cdot 10^3$  сек;  
2 —  $\tau = 10,8 \cdot 10^3$  сек; 3 —  $\tau = 12 \cdot 10^3$  сек; 4 —  $\tau = 13,2 \cdot 10^3$  сек.

вод. Так, на рис. 9-27 приведены кривые  $\Delta P = f(\tau)$  и  $t = f(\tau)$  для слоя кварцевого песка ( $l = 85$  мм), который сушился в вакууме ( $P = 1$  мм рт. ст.) при температуре среды  $t_c = 45^\circ \text{C}$  и температуре генератора инфракрасного излучения  $t_g = 50^\circ \text{C}$ . Начальное влажосодержание песка 25%. Из рис. 9-27 видно, что по толщине слоя песка существует значительный температурный градиент, поверхностные слои имеют более высокую температуру (температурный градиент порядка  $1,5^\circ \text{C}$  на 1 мм). Кроме того, внутри песка имеет место перепад общего давления  $\Delta P = P_c - P_m$ , где  $P_c$  и  $P_m$  — соответственно давление смеси в сублиматоре и внутри материала. С увеличением времени перепад давления  $\Delta P$  постепенно уменьшается и к концу сушки становится равным нулю. Возникновение перепада давления обусловлено испарением влаги внутри тела и значительным сопротивлением капиллярнопористого тела переносу пара.

На рис. 9-28 приведены кривые распределения перепада давления  $\Delta P(x)$  и температуры  $t(x)$  по толщине слоя песка. Видно, что

с увеличением расстояния от поверхности тела возрастает перепад давления  $\Delta P$ , а температура уменьшается. С течением времени перепад давлений уменьшается за счет уменьшения скорости сушки.

Как было указано выше, перепад давления возникает в результате испарения влаги внутри тела. Поэтому чем больше пористость тела, тем меньше его сопротивление для движения пара, тем меньше перепад давления. Этот вывод подтверждается опытами (рис. 9-29). Хотя испарение влаги происходит во всем объеме тела, однако наибольшее ее количество испаряется в зоне испарения. Это подтверждается кривыми изменения температуры в разных точках тела с течением времени (рис. 9-30). В момент прохождения зоны испарения через координаты  $x = \xi$

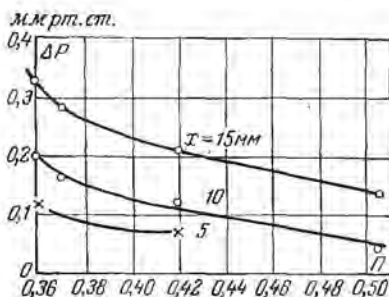


Рис. 9-29. Изменение разности давлений  $\Delta P$  от пористости материала.

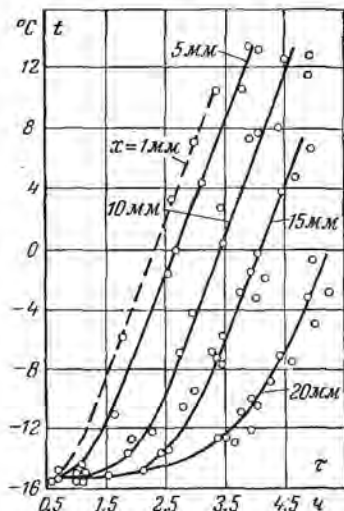


Рис. 9-30. Зависимость температуры  $t$  кварцевого песка ( $d_s = 0,07$  мм) от времени  $\tau$  в различных точках при сушке сублимацией ( $P = 133,3$  н/м²,  $t_n = 55^\circ$  C).

температура тела резко возрастает и в дальнейшем увеличивается примерно по линейному закону.

Таким образом, при сублимационной сушке механизм переноса влаги аналогичен механизму переноса влаги при интенсивной сушке, т. е. решающим фактором в переносе парообразной влаги является градиент общего давления. Таким образом, поток влаги внутри тела будет равен:

$$j = -a_m \rho_0 (\nabla u + \delta \nabla T) - K_p \nabla P. \quad (9-7-6)$$

В области сублимации влаги можно воспользоваться приближенным соотношением

$$j = -K_p \nabla P = -a_p c_v \Pi \nabla P, \quad (9-7-7)$$

где  $a_p$  — коэффициент конвективной диффузии влаги;  $\Pi$  — пористость;  $c_v$  — пароемкость капиллярнопористого тела.

При испарении связанной влаги градиент общего давления стремится к нулю, и тогда необходимо пользоваться более общим соотношением (9-7-6).

Подводя некоторый итог, можно прийти к заключению, что при высокоинтенсивных процессах сушки внутри материала возникает градиент общего давления, который является основной движущей силой влагопереноса.

## 9-8. ТЕХНОЛОГИЯ СУБЛИМАЦИОННОЙ СУШКИ

Основным технологическим требованием является получение продукта наилучшего качества, т. е. высушенный продукт должен сохранять первоначальные цвет, запах, вкус, форму.

При сушке обычными методами качество сухого продукта может ухудшаться под влиянием физико-химических и биологических изменений:

1. Вследствие высокой температуры у материалов животного и растительного происхождения может происходить растрескивание, продукт покрывается коркой и плохо воспринимает влагу.

2. Из-за большой скорости сушки и при наличии в материале значительного градиента температуры может получиться корка, которая дает неравномерную усадку, коробление.

3. При высокой температуре фрукты подвержены карамелизации, меняют вкус, цвет.

4. Под воздействием воздуха некоторые продукты окисляются, во избежание этого необходимо применять нейтральный газ или вакуум.

5. В длительных процессах при температурах от 40° С и выше разрушаются витамины, между тем медленная сушка при низких температурах способствует развитию гнили и бактерий.

Поэтому при сушке обычными методами для улучшения качества продукта и ускорения процесса материалы перед сушкой проходят ряд предварительных обработок: обваривание или бланшировку в кипящей воде для сохранения естественного цвета и придания большей прочности при хранении; окуливание сернистым газом, который убивает микроорганизмы и предохраняет плоды от почернения при сушке и хранении.

В настоящее время процесс сушки сублимацией изучен недостаточно, поэтому основные технологические параметры (длительность сушки, температура материала) определяются на основании лабораторных исследований.

Эти исследования представляют в виде кривых кинетики сушки (изменение влагосодержания и температуры материала, а также давления в камере с течением времени).

Рассмотрим сушку некоторых пищевых продуктов.

**Апельсиновый сок.** Для опытов брался сок свежих полноценных апельсинов с содержанием сухих веществ 10—11%.



Опыты с самозамораживанием не дали положительных результатов, так как продукт замораживался в виде пенообразной массы, верхний слой которой быстро, не успев полностью отдать влагу, прогревался от окружающей среды и превращался в вязкую массу, препятствовавшую дальнейшему испарению. Ввиду этого все опыты проводились с предварительным замораживанием.

Сушка апельсинового сока при толщине слоя 5 мм продолжалась в течение 3,5—4 ч. Например, в первые 45 мин влагосодержание материала снижалось от 7,90 до 2,3 кг/кг (рис. 9-31). Вначале влагосодержание уменьшалось с течением времени по закону кривой, а потом по линейному закону. Температура продукта поддерживалась на уровне  $-27^{\circ}\text{C}$ . Скорость сушки в периоде постоянной скорости равнялась 1,76%/мин. Затем в течение следующих 55 мин

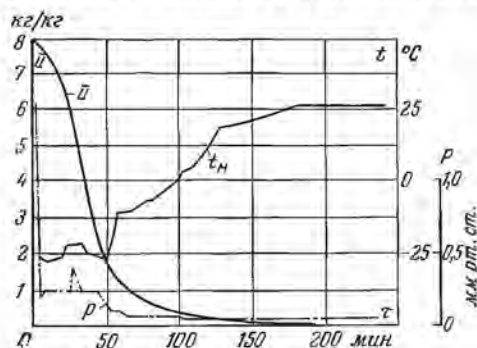


Рис. 9-31. Кривые кинетики сушки апельсинового сока.

0,4 кг/кг, т. е. за этот период удалялось приблизительно 95% всей влаги. Остальная влага (от 0,4 до 0,04 кг/кг) удалялась при положительной температуре в течение следующих 2 ч. Остаточное давление в системе в период постоянной скорости равнялось 0,25 мм рт. ст., а затем понижалось до 0,05 мм рт. ст.

Апельсиновый сок, высушенный сублимацией, превращался в пористый, очень гигроскопичный продукт, который при добавлении воды по вкусовым качествам и пищевой ценности не отличался от натурального сока.

**Сок черной смородины.** Сок черной смородины содержит большое количество пектиновых веществ, которые затрудняют процесс сушки. Для разрушения пектиновых веществ сок черной смородины замораживали и затем размораживали, после чего он поступал на сушку. Продолжительность сушки сока с содержанием сухих веществ 15% при толщине слоя 4—6 мм колебалась от 3 до 5 ч.

Температура продукта в период сублимации поддерживалась на уровне  $-21 \div -23^{\circ}\text{C}$ , а в конце сушки не превышала  $+30^{\circ}\text{C}$ . Остаточное давление в системе равнялось 0,05—0,07 мм рт. ст.

При таком режиме сушки получался пористый легко растворимый порошок, но в процессе хранения этот порошок превращался в вязкую, плотную массу, плохо растворяющуюся в воде.

По технологическим соображениям нашли целесообразным сушить сок черной смородины с глюкозой в соотношении 1 : 3. При том же режиме продолжительность процесса сокращалась до 2—2,5 ч. Сухой продукт в течение длительного времени вполне удовлетворительно сохранял свои свойства.

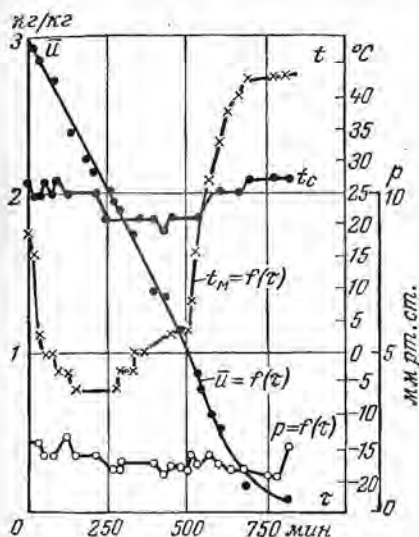


Рис. 9-32. Кривые кинетики сушки мяса (фарша), полученные на опытно-промышленной установке.

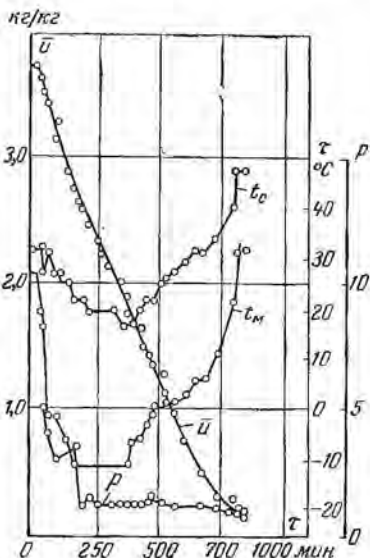


Рис. 9-33. Кривые кинетики сушки рыбы (кусковая рыба), полученные на опытно-промышленной установке.

**Томатный сок.** Томатный сок относится к группе соков, не требующих низкой температуры и высокого вакуума.

При температуре  $-10^{\circ}\text{C}$  и давлении 0,5 мм рт. ст. томатный сок высыхает в течение 3—4 ч (толщина слоя 5 мм). Высушенный продукт — пористый порошок, малогигроскопичен, хорошо растворяется в воде. При растворении полностью восстанавливает свои свойства.

**Сушка мяса и рыбы.** Сушка мяса и рыбы проводилась на опытно-промышленной установке ростовского завода «Смычка». Эти исследования представляют особый интерес, поскольку они характеризуют работу промышленной установки.

На рис. 9-32 приведены кривые кинетики сушки для мясного фарша. Температура парогазовой смеси в сублиматоре была равна 20—25° С. Остаточное давление 1—2 мм рт. ст. (рис. 9-32). Период самозамораживания продолжался примерно 50 мин, за это время влагосодержание материала уменьшилось от 3 до 2,8 кг/кг. Период

сублимации продолжался до 350 мин, в конце этого периода влагосодержание материала было равно 1,6 кг/кг. Затем следовала сушка материала при положительной температуре до влагосодержания 0,06 кг/кг. К концу процесса сушки температура материала была равна 43° С. Общая длительность сушки составила 13 ч.

Аналогичные соотношения были получены для кусковой рыбы (рис. 9-33). Длительность сушки при удалении влаги от 3,75 до 0,15 кг/кг равна 14 ч. Среднее давление парогазовой смеси в сублиматоре 1 мм рт. ст. Минимальная температура материала — 10° С.

В обоих случаях был получен материал хорошего качества: рыба и мясо, быстро впитывая воду, приобретали свойства свежих продуктов. Основные технологические данные по сушке некоторых пищевых продуктов приведены в сводной табл. 9-10.

Основные технологические данные

Материал	$\bar{w}_0$ , кг/кг	$\bar{w}_k$ , кг/кг	Общая длительность, мин	Длительность самозамораживания, мин
Мясо (фарш) . . . . .	3,02	0,08	810	80
Мясо (фарш) . . . . .	2,54	0,06	830	40
Рыба (кусковая) . . . . .	3,73	0,18	860	70
Рыба (фарш) . . . . .	3,40	0,07	1 000	110
Рыба (фарш) . . . . .	3,44	0,12	785	50
Апельсиновый сок . . . . .	7,90	0,04	215	Предварительное замораживание
Апельсиновый сок с глюкозой 1:4 . . . . .	1,25	0,04	480	То же
Лимонный сок . . . . .	8,20	0,04	145	» »
Лимонный сок . . . . .	7,90	0,04	230	» »
Сок черной смородины . . . . .	5,60	0,04	305	» »
Сок черной смородины . . . . .	5,32	0,04	200	» »
Сок черной смородины с глюкозой 1:3 . . . . .	3,50	0,05	140	» »
Диффузионный сок шиповника . . . . .	10,10	0,04	90	» »
Томатный сок . . . . .	6,50	0,16	276	» »
Яблоки . . . . .	5,40	—	344	16
Яблоки . . . . .	5,20	—	330	10
Малина . . . . .	5,20	—	400	Предварительное замораживание
Малина . . . . .	5,32	—	444	То же
Малиновый сок . . . . .	6,20	—	175	» »
Закваски, применяемые в молочной промышленности . . . . .	—	—	—	» »
	6,28	—	265	» »
	6,05	—	205	» »
	4,82	—	177	» »
	6,00	—	226	» »
	6,13	—	120	» »
Закваски, применяемые в маргариновой промышленности . . . . .	6,22	—	228	» »

## 9-9. МЕТОДИКА ВЫБОРА ОПТИМАЛЬНОГО РЕЖИМА СУШКИ

Оптимальный режим сушки должен давать минимальную продолжительность сушки и наилучшие технологические свойства высушенного материала.

Продолжительность сушки зависит от режимных параметров. Поскольку интенсивность сушки в периоде постоянной скорости примерно равна интенсивности испарения, то в первую очередь рассмотрим методику выбора оптимальных режимных параметров при сублимации льда.

На основе экспериментальных исследований по испарению льда М. И. Верба [Л. 7] получил сводный график влияния режимных параметров на интенсивность испарения (рис. 9-34).

Таблица 9-10

по сушке пищевых продуктов

Длительность сублимации, мин	$t_m, ^\circ\text{C}$	$t_c$ (период сублимации), $^\circ\text{C}$	$t_k, ^\circ\text{C}$	Остаточное давление, мм рт. ст.	Толщина слоя, мм	Примечания
345	-6	$21 \div 25$	-25	1,5	—	Производственные опыты
370	-12	13,5	-25	2	—	
415	-11	20	-25	1,5	—	
720	-11	19	-25	3	—	
390	$-7 \div -12$	18,5	-25	1,5	—	
99	-27	—	-78	0,25—0,05	5	Лабораторные опыты
91	-25	—	-78	0,3—0,4	5	
86	-25	—	-78	0,05	5	
138	-27	—	-78	0,2—0,1	5	
81	-23	—	-78	0,05—0,06	5	
57	-21,5	—	-78	0,1—0,05	5	
76	-22	—	-78	0,1—0,05	5	
64	-27	—	-78	0,4	5	
182	$-16 \div -10$	—	-78	0,1	5	
230	-11	—	-78	0,05	5	
204	-11	—	-78	0,01	5	
290	-4	—	-78	0,1	5	
264	-9	—	-78	0,05	5	
101	-17	—	-78	0,4	5	
196	-13	—	-78	0,075	—	
145	-15	—	-78	0,2	—	
125	-17	—	-78	0,1	—	
179	-17	—	-78	0,42	—	
136	-17	—	-78	0,05	—	
192	-15	—	-78	0,075	—	

Кривая 2, полученная на основании экспериментальных данных при температуре конденсатора  $t_k = -70^\circ \text{C}$ , изображает максимальные интенсивности испарения в области давлений 0,1—3,0 мм рт.ст. при постоянном температурном напоре  $\Delta t = t_c - t_m = 50^\circ \text{C}$ . Область, расположенная под этой кривой, отражает интенсивность испарения либо при более высоких температурах конденсации, либо при меньших значениях  $\Delta t$ .

Если, повышая температуру конденсации, необходимо сохранить неизменной интенсивность испарения, то для этого достаточно увеличить  $\Delta t$  (т. е. повысить температуру среды в сушильной камере).

Кривая 4 построена на основании данных экспериментов при постоянной температуре окружающей среды в сублиматоре  $t_c = 20^\circ \text{C}$  и  $t_k = -70^\circ \text{C}$ .

В этом случае разность температур  $\Delta t$  не была постоянной. Она увеличивалась с уменьшением давления. Сравнивая кривые 2 и 4, можно прийти к заключению, что влияние температурного напора и давления в камере оказывает больший эффект на интенсивность испарения,

чем увеличение  $\Delta p = p_m - p_k$  с ростом давления. Кривая 1 построена для случая, когда температура окружающей среды поддерживалась равной  $50^\circ \text{C}$ .

Уменьшение давления в сублимационной камере приводит к интенсификации сушильного процесса, но это имеет смысл лишь при достаточно низких температурах конденсации. Применение низкотемпературных хладагентов в производственных условиях неэкономично.

Аммиачные установки, получившие наибольшее применение в холодильной технике, имеют сравнительно высокие температуры хладагента — порядка  $-20 \div -30^\circ \text{C}$ . Чтобы создать при этом разность давлений  $(p_m - p_k)$ , обеспечивающую высокие интенсивности испарения при  $t_c = \text{const}$ , необходимо повышать давление в сублимационной камере. График на рис. 9-35 приведен для иллюстрации этого положения. Кривые на этом графике показывают, что чем выше температура льда (т. е. чем выше давление в сублиматоре), тем больше разность давлений  $\Delta p = p_m - p_k$  при одинаковой температуре конденсации и тем выше, следовательно, интенсивность испарения при прочих равных условиях.

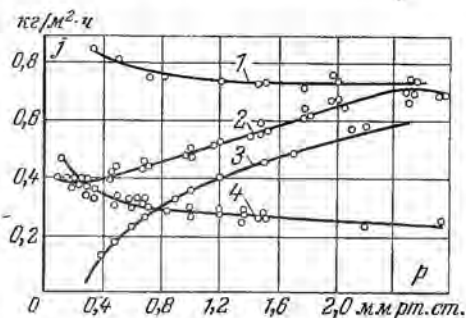


Рис. 9-34. Зависимость интенсивности испарения от давления в сублиматоре при разных режимных параметрах и при парциальном давлении воздуха 0,08 мм рт.ст.

1 —  $t_c = 50^\circ \text{C}$ ;  $t_k = -70^\circ \text{C}$ ; 2 —  $\Delta t = 50^\circ \text{C}$ ;  $t_k = -70^\circ \text{C}$ ; 3 —  $\Delta t = 50^\circ \text{C}$ ;  $t_k = -30^\circ \text{C}$ ; 4 —  $t_c = 20^\circ \text{C}$ ;  $t_k = -70^\circ \text{C}$ .

На рис. 9-34 кривая 3 изображает изменение интенсивности испарения в зависимости от давления в сушильной камере при  $\Delta t = 50^\circ \text{C}$  и при температуре конденсации  $t_k = -30^\circ \text{C}$ . В области малых давлений скорость испарения при этой температуре конденсации ничтожна.

Таким образом, при температурах конденсации порядка  $-20 \div -30^\circ \text{C}$  наиболее эффективной является область сравнительно высоких давлений (1,5—2 мм рт. ст.).

Температурам конденсации, равным  $-20 \div -30^\circ \text{C}$ , соответствуют давления насыщения 0,7—0,28 мм рт. ст.

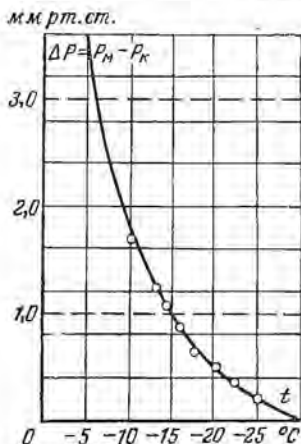


Рис. 9-35. Зависимость ( $p_m$  —  $p_k$ ) от температуры материала при постоянной температуре конденсатора  $t_k = -30^\circ \text{C}$  ( $p_k = 0,28$  мм рт. ст.).

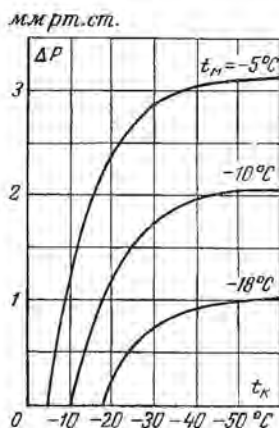


Рис. 9-36. Зависимость разности давлений насыщенного пара у поверхности материала и конденсатора от температуры поверхности конденсатора при разных температурах материала.

К аналогичным выводам можно прийти на основании графиков Флосдорфа (рис. 9-36).

При температуре материала  $-10^\circ \text{C}$  понижать температуру конденсации ниже  $-30^\circ \text{C}$  нецелесообразно, так как величина  $\Delta p$ , характеризующая интенсивность испарения, мало изменяется при уменьшении температуры.

Вторым и важным фактором, определяющим оптимальный режим сушки, являются технологические исследования.

В качестве примера остановимся подробно на методике выбора оптимального режима сушки яблок и макарон.

Имеющиеся в литературе данные о длительности сушки яблок обычными методами весьма разнообразны и зависят от конструкции сушилки и перечисленных выше факторов.



Так, при сушке яблок в атмосферных камерных и коридорных сушилках до влагосодержания  $\bar{u}_2 = 0,10 \div 0,15 \text{ кг/кг}$  длительность сушки составляет от 6 до 10 ч, а до  $\bar{u}_2 = 0,05 \div 0,10 \text{ кг/кг}$  — 18 ч. Длительность сушки в сублимационной камере при подводе тепла к материалу при помощи двустороннего темного облучения лежит в пределах от 2 до 9 ч в зависимости от температуры сублимации.

Выше было показано, что чем ниже температура материала, т. е. чем меньше давление в сушильной камере при одинаковой разности  $\Delta t = t_c - t_m$ , тем больше длительность сушки и наоборот, а именно:

$t_m, ^\circ\text{C}$	$\tau, \text{ч}$
—25	9
—15	5
—10	3,5

В процессе исследований было установлено, что на длительность сушки влияет сорт яблок, структура и количество содержащего в них сахара, которые оказывают влияние на характер связи влаги с материалом. С увеличением содержания сахара в яблоке увеличивается длительность сушки.

Яблоки, высушенные сублимацией, сохраняют естественный цвет сырого продукта, а при оводнении в значительной степени восстанавливают первоначальные свойства. Яблоки же, высушенные обычной сушкой и используемые в сухом виде, имеют темно-желтый и коричневый цвет, при оводнении медленно поглощают влагу. Сухое яблоко после сублимации имеет пористую структуру и получается как бы прозрачным.

Для определения, в какой мере сухой продукт сохраняет питательные и вкусовые качества сырого яблока, была исследована влага, испаренная из яблок при сушке сублимацией. Оказалось, что она не имеет ни запаха, ни вкуса, присущего яблоку. Таким образом, все ароматические вещества остаются в сухом продукте и яблоко сохраняет свой естественный вкус.

Как показали исследования, качество высушенного продукта не было одинаковым при разных температурах сублимации. При более низких температурах ( $t_m = -25^\circ\text{C}$ ) качество материала получалось лучше, а при более высоких температурах ( $t_m = -5^\circ\text{C}$ ) качество ухудшалось.

Кроме того, был исследован вопрос о влиянии предварительного замораживания на качество сухого продукта. Опыты показали, что предварительное замораживание не ускоряет процесса, а качество сухого продукта ухудшается и по всей толщине образца появляются трещины.

Однако вопрос о предварительном замораживании должен решаться в каждом случае отдельно в зависимости от свойств сушеного материала. Например, при сушке соков предварительное замораживание необходимо, так как при этом раствор, подвергающийся сушке, разливается по стенкам сосуда и замерзает на них

тонким слоем, что увеличивает поверхность сублимации и ускоряет процесс сушки.

Коэффициент линейной усадки при сушке сублимацией, как и следовало ожидать, изменяется в зависимости от температуры сублимации. В табл. 9-11 приведены значения коэффициента линейной усадки по диаметру  $\beta_D$  и толщине  $\beta_T$  яблок для разных температур.

Таблица 9-11

Коэффициент усадки яблок при сушке сублимацией

$t$ материала, °C	$\beta_D$	$\beta_T$
—25	0,0044	0,0256
—15	0,0053	0,0313
—10	0,0153	0,0448
—5	0,0169	0,0646

Из табл. 9-11 видно, что чем ниже температура материала, тем меньше коэффициент усадки.

Наибольшее изменение происходит при повышении температуры от —25 до —15° С. Отсюда следует, что

не имеет смысла сушить продукт при температуре ниже —25° С, так как это не дает улучшения его качества.

Из сравнения коэффициентов усадки материалов, высушенных обычными методами, видно, что, например, для глины коэффициент усадки при обычной сушке в 164 раза, для кожи в 13 раз и для хлеба в 7 раз больше, чем коэффициент усадки яблок при сушке сублимацией.

Такое уменьшение коэффициента усадки при сушке сублимацией объясняется тем, что при этом методе сушки влага из материала удаляется в виде пара, минуя жидкую фазу, так как происходит испарение льда из материала, при этом поры материала не сжимаются и структура его почти не изменяется. Небольшая усадка происходит при удалении адсорбционно связанной влаги, которая находится в переохлажденном состоянии.

Температура поверхности конденсатора при сушке фруктов должна быть примерно на 10—15° С ниже температуры материала, чтобы обеспечить достаточную разность давлений.

Обычная аммиачная холодильная установка может дать минимальную температуру конденсатора около —30° С. Таким образом, температура материала должна колебаться в пределах от —10 до —15° С.

Следовательно, наиболее оптимальной температурой при сушке яблок методом сублимации является —13° С. При этом режиме сухой продукт получается хорошего качества, дает минимальную усадку при длительности процесса 4 ч.

При выборе оптимального режима сушки макарон необходимо учитывать специфическую структуру пшеничного теста. В пшеничном тесте имеется адсорбированный воздух, который, расширяясь в глубоком вакууме, вызывает разрыхленность продукта.

Как показали эксперименты, наиболее опасным периодом при сушке макарон является период самозамораживания. Резкое охла-

ждение материала вызывает перераспределение влаги, обусловленное термической деструкцией, сопровождается появлением микротрещин и короблением. Так как резкое охлаждение материала происходит при быстром уменьшении давления вплоть до высокого вакуума, то оно и является причиной разрыхленности высушенного продукта.

Поэтому первый период сушки должен протекать при постоянно понижающемся давлении.

Коэффициент усадки макарон мало зависит от температуры материала, а следовательно, и глубины вакуума.

В табл. 9-12 приведены значения коэффициента линейной усадки макаронного теста по длине  $\beta_L$  и толщине (или диаметру)  $\beta_D$  при разных давлениях в сушильной камере.

Таблица 9-12

Коэффициент линейной усадки макаронного теста

$\beta_L$	$\beta_D$	Остаточное давление, мм рт. ст.	Примечание
0,35	—	0,01	Пластина размером 97,5 × 29 × 3,8 мм Трубка диаметром 7 мм
0,35	0,08	0,01	
0,32	0,10	2,0	
0,35	0,10	2,0	

Примечание.  $\beta_L$  — коэффициент линейной усадки по длине;  
 $\beta_D$  — коэффициент линейной усадки по толщине или диаметру.

Из табл. 9-12 видно, что коэффициент усадки мало изменяется с величиной вакуума.

В результате сопоставления всех факторов, влияющих на качество материала, был установлен следующий режим сушки.

Длительность периода снижения давления от 760 до 1 мм рт. ст.  $\tau_0 = 1$  ч.

Первый период сушки:  $P = 1$  мм рт. ст.,  $\Delta u = 0,07$  кг/кг,  $\tau_1 = 1$  ч.

Второй период сушки:  $P = 1$  мм рт. ст.  $\Delta u = 0,12$  кг/кг,  $\tau_2 = 3$  ч,  $t_m = -8^\circ \text{C}$ .

Третий период сушки:  $P = 1$  мм рт. ст.,  $\Delta u = 0,06$  кг/кг,  $\tau_3 = 5$  ч,  $t_{m.k} = +16^\circ \text{C}$ .

Здесь  $P$  — давление в сушильной камере;  $\Delta u$  — количество удаляемой влаги, кг/кг;  $\tau$  — длительность сушки, ч;  $t_m$  — температура материала,  $^\circ \text{C}$ ;  $t_{m.k}$  — температура материала в конце процесса сушки,  $^\circ \text{C}$ .

Таким образом, при уменьшении влагосодержания от 0,40 до 0,15 кг/кг общая продолжительность сушки составила 10 ч. Весь процесс сушки состоит из обычной сушки при глубоком вакууме (первый и последний периоды сушки) и сушки сублимацией (второй период с температурой сублимации —  $8^\circ \text{C}$ ).

С точки зрения качества получаемого продукта этот метод сушки наиболее совершенный, позволяет влиять на свойства макарон. Поэтому применение сублимационной сушки для макарон может иметь место в тех случаях, где требуется быстрая намокаемость и малое время для их варки.

Дальнейшей задачей сушильной техники в этой области является разработка рациональной конструкции сушильных аппаратов.

## ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

# МАССОТЕПЛОПЕРЕНОС В КАПИЛЛЯРНОПОРИСТЫХ КОЛЛОИДНЫХ ТЕЛАХ

### 10-1. ПЕРЕНОС ПАРООБРАЗНОЙ ВЛАГИ В ЭЛЕМЕНТАРНЫХ КАПИЛЛЯРАХ

Влажные материалы представляют собой пористые коллоидные тела, влага в которых соединена со скелетом тела разными по своей физической природе силами. Механизм переноса влаги определяется формой связи влаги с влажным телом, особенностями его структуры и термодинамическими условиями взаимодействия тела с окружающей средой. Стенки скелета пористого тела впитывают воду, в результате чего тело при увлажнении набухает, а при сушке дает усадку.

Выше было отмечено, что если в пористом теле средний радиус капилляра меньше  $10^{-5}$  см ( $r < 10^{-5}$  см), то пористое тело считается капиллярнопористым телом. Капиллярнопористые тела можно разделить на два вида: капиллярнопористые тела монокапиллярной структуры [функция распределения пор  $f(r) = 0$ ] и капиллярнопористые тела поликапиллярной структуры (функция распределения пор не равна нулю).

Механизм переноса влаги в капиллярнопористых телах очень сложен, поэтому вначале рассмотрим простейший случай — перенос влаги в элементарных капиллярах.

Если радиус капилляров больше  $10^{-5}$  см ( $r > 10^{-5}$  см), то закономерности переноса будут определяться законами диффузии (молярный перенос).

### Молярный перенос в макрокапиллярах

Если вдоль длины капиллярной цилиндрической трубки имеет место градиент общего давления  $dP/dx$ , то будет иметь место гидродинамическое движение газа ламинарного или турбулентного характера в зависимости от числа Рейнольдса.

В случае ламинарного движения плотность потока массы газа определяется законом Пуазейля \*

$$j = \frac{1}{\pi r^2} \frac{dm}{d\tau} = \frac{r^2 \rho}{8\eta} \frac{dP}{dx} \quad (10-1-1)$$

\* Здесь плотность потока газа определяется как произведение средней линейной скорости газа в трубке  $\bar{v}$  на плотность газа  $\rho$  ( $j = \rho \bar{v}$ ). Вообще говоря, скорость ламинарного движения газа в цилиндрической трубке максимальна по оси трубки и равна нулю на стенке. Распределение скорости движения по радиусу трубки описывается законом параболы.

Таким образом, плотность течения  $j$  прямо пропорциональна квадрату радиуса капилляра и обратно пропорциональна вязкости газа  $\eta$ . Для стационарного течения ( $j = \text{const}$ ) будем иметь:

$$j = \frac{1}{\pi r^2} \frac{m}{\tau} = \frac{r^2 p (P_1 - P_2)}{8 \eta L} = \text{const}, \quad (10-1-2)$$

где  $P_1 - P_2$  — перепад давления на концах капилляра длиной  $L$ . Соотношение (10-1-1) можно написать так:

$$j = -k \frac{dP}{dx}, \quad (10-1-3)$$

где  $k$  — коэффициент молярного переноса, равный для ламинарного течения в цилиндрической трубке:

$$k_{\text{лам}} = \frac{r^2 p}{8 \eta} = \frac{r^2}{8 \nu}, \quad (10-1-4)$$

где  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости ( $\nu = \eta/\rho$ ).

В случае турбулентного движения газа в цилиндрической трубке зависимость между плотностью потока массы и градиентом общего давления описывается той же формулой (10-1-3), но коэффициент молярного переноса  $k$  будет равен [Л. 19]:

$$k_{\text{тур}} = k_{\text{лам}} \frac{202}{\sqrt[4]{\text{Re}^3}} = k_{\text{лам}} \cdot 202 \text{ Re}^{-3/4}. \quad (10-1-5)$$

Следовательно, коэффициент молярного переноса при турбулентном течении будет меньше коэффициента молярного переноса при ламинарном течении ( $\frac{k_{\text{тур}}}{k_{\text{лам}}} < 1$ ).

Например, при  $\text{Re} = \text{Re}_{\text{кр}} = 2\,300$  отношение  $k_{\text{тур}}/k_{\text{лам}} = 0,6$ , а при  $\text{Re} = 10^5$   $k_{\text{тур}}/k_{\text{лам}} = 0,04$ .

Формула (10-1-5) справедлива для случая, когда стенки трубки гладкие, для шероховатых стенок цилиндрической трубки отношение  $k_{\text{тур}}/k_{\text{лам}}$  будет иметь вид [Л. 24]:

$$\frac{k_{\text{тур}}}{k_{\text{лам}}} = k_{\text{тур.глад}} \frac{0,3164}{\xi_{\infty} \sqrt[4]{\text{Re}}}, \quad (10-1-6)$$

где  $\xi_{\infty}$  — предельное значение коэффициента сопротивления, когда он не зависит от числа  $\text{Re}$ .

Надо отметить, что видимое движение в капиллярах как ламинарного, так и турбулентного характера происходит только при наличии градиента общего давления, который в свою очередь возникает при больших градиентах температуры внутри тела. Если в капиллярах движется влажный воздух (паровоздушная смесь), то интенсивность потока влаги  $j$  равна произведению плотности пара  $\rho_1$  на скорость движения газовой смеси (влажного воздуха)  $v$ :

$$j_1 = \rho_1 v = -\rho_{10} k \frac{dP}{dx}, \quad (10-1-7)$$

где  $\rho_{10}$  — относительная концентрация пара ( $\rho_{10} = \rho_1/\rho$ ).

Следовательно, плотность потока парообразной влаги определяется градиентом общего давления. Если движение происходит только в виде пара, то  $\rho_{10} = 1$ , а следовательно,  $j_1 = j$ .

### Молекулярный перенос в макрокапиллярах

В процессе сушки влажного тела в его капиллярах находится влажный воздух, который можно в первом приближении считать за бинарную смесь водяного пара ( $M_1 = 18$ ) и сухого воздуха ( $M_2 = 29$ ). При наличии разности кон-

центрации пара ( $\Delta p_1 \neq 0$ ) будет иметь место взаимная диффузия пара и воздуха.

Для изотермической диффузии плотность потока пара равна:

$$j_1 = -L_{11} \nabla (\mu_1 - \mu_2)_{p, T} = -\frac{L_{11}}{p_{20}} \left( \frac{\partial \mu_1}{\partial p_{10}} \right)_{p, T} \nabla p_{10}, \quad (10-1-8)$$

где  $L_{11}$  — кинетический коэффициент Онзагера [Л. 45],  $\mu$  — химический потенциал,  $p_{20}$  — относительная концентрация воздуха ( $p_{20} = p_2/p$ ).

Движущей силой диффузии является разность химических потенциалов пара и воздуха ( $\mu_1 - \mu_2$ ), которая для изотермических условий может быть заменена разностью или градиентом относительной концентрации пара ( $\nabla p_{10}$ ).

Молекулярная масса влажного воздуха  $M$  определяется соотношением (10-1-9):

$$M = M_1 p_{10} + M_2 p_{20} = (M_1 - M_2) p_{10} + M_2, \quad (10-1-9)$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — масса пара и воздуха ( $M_1 = 18$ ,  $M_2 = 29$ ).

Если величина  $p_{10}$  мала по сравнению с  $p_{20}$  ( $p_{10} + p_{20} = 1$ ), тогда  $M$  можно считать постоянной величиной  $M = \text{const}$  ( $p_{20} \ll 1$ ). В этом случае вместо градиента относительной концентрации можно взять градиент парциального давления пара ( $\nabla p_1$ ). Тогда формулу (10-1-7) можно написать так:

$$j = -D_{12} p \frac{M_1}{M} \nabla p_{10} = -D_{12} \frac{M_1}{RT} \nabla p_1, \quad (10-1-10)$$

где  $p_{10}$  — относительное парциальное давление пара ( $p_1/p$ ),  $P$  — общее давление парогазовой смеси, определяемое уравнением Клапейрона  $P = pRT/M$ ,  $D_{12}$  — коэффициент взаимной диффузии пара в воздухе, при этом имеет место равенство  $D_{12} = D_{21}$ , т. е. коэффициент диффузии пара в воздухе равен коэффициенту диффузии воздуха в паре.

В случае неизотермических условий перенос пара в парогазовой смеси будет происходить и под действием градиента температуры (термодиффузия пара). Тогда плотность потока пара в случае неизотермической диффузии будет равна

$$j_1 = -D_{12} p \nabla p_{10} - D_{12} p p_{10} p_{20} \nabla T = -D_{12} p \left( \nabla p_{10} + \frac{K_T}{T} \nabla T \right), \quad (10-1-11)$$

где  $K_T$  — термодиффузионное отношение, равное:

$$K_T = \frac{D_{12}}{D_{12}^T} p_{10} p_{20} T,$$

$D_{12}^T$  — коэффициент термодиффузии бинарной смеси. Первый член формулы (10-1-11) определяет величину концентрационной диффузии, а второй член — величину термодиффузии.

С тем же допущением относительно постоянства  $M$  ( $M = \text{const}$ ) формулу (10-1-11) можно переписать так:

$$j_1 = -D_{12} \frac{M_1}{RT} \left( \nabla p_1 + \frac{D_{12}^T}{D_{12}} p_{10} p_{20} \nabla T \right). \quad (10-1-12)$$

Если в бинарной смеси существует разность давлений ( $\nabla P \neq 0$ ), то имеет место бародиффузия — молекулярный перенос компонента воздуха с более высокой молекулярной массой в область повышенного давления. Поток массы при бародиффузии равен:

$$j = -D_{12} p p_{10} p_{20} \left( \frac{M_2 - M_1}{MP} \right) \nabla P. \quad (10-1-13)$$

Если молекулярные массы компонентов смеси одинаковы ( $M_2 = M_1 = M$ ), то бародиффузионный поток равен нулю.

В капиллярах влажного тела концентрация пара изменяется за счет испарения воды с менисков, со стенок капилляров, которые имеют адсорбированный слой воды.



При испарении воды с мениска одиночного капилляра (рис. 10-1) имеет место не только взаимная диффузия пара и воздуха в капилляре, но и конвективный поток парогазовой смеси, называемый стефановским потоком. Это объясним следующим: предположим давление влажного воздуха (бинарная смесь пара и воздуха) постоянно

$$\left. \begin{aligned} P &= p_1 + p_2 = \text{const}; \\ \rho &= \rho_1 + \rho_2 = \text{var.} \end{aligned} \right\} \quad (10-1-14)$$

Пар диффундирует от поверхности мениска в воздух под влиянием градиента относительной концентрации  $d\rho_{10}/dx$ . Одновременно воздух диффундирует к поверхности мениска в обратном направлении под влиянием градиента относительной концентрации воздуха  $d\rho_{20}/dx$ , так как  $d\rho_{10}/dx = d\rho_2/dx$  ( $\nabla \rho_{10} + \nabla \rho_{20} = 1$ ). Если пар свободно диффундирует в окружающий воздух, то для последнего поверхность мениска жидкости является непроницаемой преградой, в резуль-

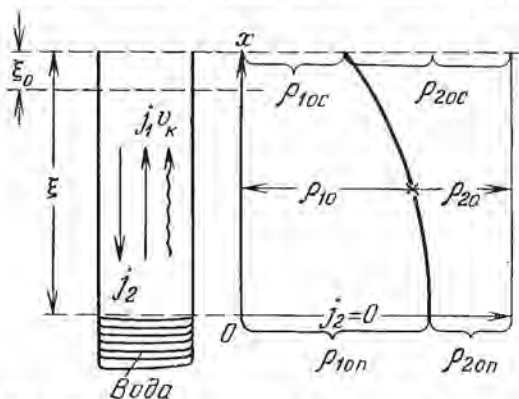


Рис. 10-1. Распределение концентраций пара и воздуха по высоте сосуда в процессе испарения жидкости.

тате количество сухого воздуха у поверхности увеличивается. Поскольку давление влажного воздуха постоянно, то для выполнения этого условия необходимо движение всей смеси в виде молярного (конвективного) переноса с некоторой скоростью  $v_k$ . Этим конвективным движением отводятся от поверхности жидкости одновременно пар и воздух. Суммарный поток пара равен сумме диффузионного и конвективного потоков пара\*:

$$j_1 = -D_{12}\rho \frac{d\rho_{10}}{dx} + \rho_1 v_k. \quad (10-1-15)$$

Суммарный поток воздуха у поверхности мениска жидкости равен нулю:

$$j_2 = -\rho D_{21} \frac{d\rho_{20}}{dx} + \rho_2 v_k = 0. \quad (10-1-16)$$

Из формулы (10-1-16) находим скорость  $v_k$ :

$$v_k = \frac{D_{12}}{\rho_{20}} \frac{d\rho_{20}}{dx} = -\frac{D_{12}}{(1 - \rho_{10})} \frac{d\rho_{10}}{dx}, \quad (10-1-17)$$

так как  $d\rho_{10}/dx = -d\rho_{20}/dx$ ;  $D_{21} = D_{12}$ .

\* Выражение для диффузионного потока принимается в виде соотношения (10-1-8), так как в пограничном слое плотность влажного воздуха изменяется вследствие изменения температуры.

Подставляя соотношение (10-1-17) в формулу (10-1-15), получаем:

$$j_1 = \frac{-\rho D_{12} d\rho_{10}}{(1-\rho_{10}) dx} \quad (10-1-18)$$

Таким образом, конвективный перенос пара учитывается множителем  $\frac{1}{1-\rho_{10}}$ . Если диффузионный перенос пара принять за единицу, то доля конвективного переноса составляет  $\frac{\rho_{10}}{1-\rho_{10}}$ .

Можно от относительных концентраций перейти к парциальным давлениям, используя формулу

$$\rho_{10} = p_{10} \frac{M_1}{M} \quad (10-1-19)$$

и соотношение,

$$\frac{1}{M} = \rho_{10} \left( \frac{1}{M_1} - \frac{1}{M_2} \right) + \frac{1}{M_2} \quad (10-1-20)$$

Тогда получим:

$$j_1 = -\frac{D_{12} M_1}{RT} \frac{1}{(1-\rho_{10})} \frac{dp_1}{dx} \quad (10-1-21)$$

Если формулу (10-1-21) проинтегрировать по  $x$  в пределах от 0 до  $\xi$ , где  $\xi$  — расстояние от поверхности жидкости до края трубки, и принять парциальное давление у поверхности жидкости равным  $p_{1n}$ , а вне капилляра —  $p_{1c}$ , то получим:

$$j_1 = -\frac{D_{12} M_1 P}{\xi RT} \ln \frac{1-p_{10c}}{1-p_{10n}} \quad (10-1-22)$$

Эта формула известна как формула Стефана.

Справедливость формулы Стефана неоднократно проверялась экспериментами по испарению различных жидкостей из стеклянных капилляров. Опыты В. К. Лебедевой [Л. 29] показали, что в формулу (10-1-22) необходимо внести поправку.

Так, на рис. 10-2 приведена зависимость между величиной  $1/j$  и  $\xi$ , из которой видно, что  $1/j$  является линейной функцией  $\xi$ . Однако прямая не проходит через начало координат, как это следует из формулы (10-1-22).

Аналогичные результаты получены при испарении из капилляров других жидкостей. Следовательно, вместо величины  $\xi$  в формулу (10-1-22) надо поставить величину  $(\xi - \xi_0)$ , где  $\xi_0$  — постоянная, равная величине отрезка отсекаемой прямой  $\frac{1}{j} = f(\xi)$  по оси абсцисс (рис. 10-2).

Таким образом, интенсивность испарения  $j$ , рассчитанная по формуле (10-1-22) оказывается меньше, чем полученная на опыте ( $j_{\text{теор}} < j_{\text{эксп}}$ ). Как показали опыты, величина  $\xi_0$  увеличивается с повышением температуры воздуха  $t_c$ , с увеличением скорости движения его  $v$ , а также с увеличением радиуса капилляра  $r$ . Из табл. 10-1 видно, что с увеличением радиуса капилляра расхождение между  $j_{\text{эксп}}$  и  $j_{\text{теор}}$  становится большим. Для капилляров, радиус которых  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  см, отношение  $j_{\text{эксп}}/j_{\text{теор}}$  близко к единице. Некоторые исследователи [Л. 58] расхождения между  $j_{\text{эксп}}$  и  $j_{\text{теор}}$  пытаются объяснить влиянием пленочного движения жидкости по стенкам капилляров. Однако, расчеты этих же исследователей показывают, что заметное влияние пленочного движения жидкости на интенсивность испарения из капилляра имеет место только в тонких капиллярах (при  $\Phi < 0,9$ ;  $r < 10^{-3}$  см). Опытные же данные (см. табл. 10-1) показывают обратное,

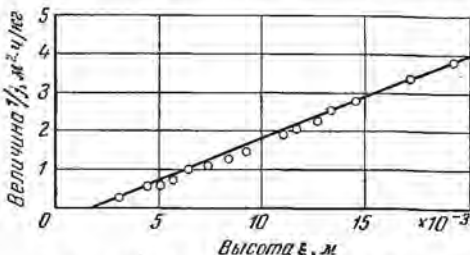


Рис. 10-2. Зависимость  $1/j$  от  $\xi$ .

расхождение между  $\dot{J}_{\text{эксп}}$  и  $\dot{J}_{\text{теор}}$  имеет место только для широких капилляров ( $r > 10^{-3}$  см). Очевидно разница между  $\dot{J}_{\text{эксп}}$  и  $\dot{J}_{\text{теор}}$  объясняется не пленочным движением жидкости по стенкам капилляра, а изменением механизма переноса.

Таблица 10-1

Влияние радиуса капилляра на интенсивность испарения  
жидкости из элементарного капилляра  
(по данным В. К. Лебедевой и И. И. Федякина)

$r, \text{ см}$	$t_c, ^\circ\text{C}$	$\varphi, \%$	$\dot{J}_{\text{эксп}}$
			$\dot{J}_{\text{теор}}$
$5 \cdot 10^{-2}$	23	68	1,66
$2,5 \cdot 10^{-2}$	25	67	1,68
$6 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-4}$	21,5	40	1,18
$4,5 \cdot 10^{-3}$	23	63	1,03

При испарении жидкости из капилляра тепло, необходимое для испарения, подводится в основном через стенки капилляра. Поэтому температура стенки капилляра не равна температуре мениска жидкости. С увеличением температуры воздуха  $t_c$  и скорости его движения  $v$  эта температурная разница увеличивается, что вызывает большее несовпадение между  $\dot{J}_{\text{эксп}}$  и  $\dot{J}_{\text{теор}}$ , так как расчет  $\dot{J}_{\text{теор}}$  приводится для изотермических условий.

Кроме того, надо иметь в виду, что в процессе сушки влажного тела условия Стефана не всегда имеют место. Очень часто наряду с испарением влаги с поверхности мениска части капилляров происходит проникновение воздуха по другим капиллярам, связанным с данной системой капилляров. Кроме того, за счет диффузии воздуха по микрокапиллярам (см. ниже) внутри тела создается перепад общего давления, что вызывает молярный перенос по макрокапиллярам. Следовательно, условие  $P = \text{const}$  нарушается и формула Стефана теряет смысл.

Поэтому в дальнейшем конвективный перенос пара в макрокапиллярах будет учитываться иным расчетным методом, а не при помощи поправочного коэффициента Стефана. Здесь необходимо отметить, что надо различать разную природу диффузионного и молярного переноса, несмотря на то, что формально они описываются соотношением вида

$$j = -k \nabla P, \quad (10-1-23)$$

где  $k$  — коэффициент переноса. В случае диффузионного переноса  $P$  является парциальным давлением соответствующего компонента смеси, а коэффициент диффузионного переноса равен

$$k_{\text{dif}} = D_{12} \frac{M_1}{RT} \quad (i = 1, 2). \quad (10-1-24)$$

Принципиальная разница состоит в том, что молярный перенос характеризуется конечной линейной скоростью движения газа или смеси пара и газа  $v_i$ , равной отношению плотности потока  $j$  к плотности газа или смеси пара и газа ( $v = j/\rho$ ). Эту скорость движения газа (смеси) можно наблюдать визуально (например, при движении жидкости по капилляру достаточно окрасить ее). При капиллярном впитывании сухим телом можно непосредственно наблюдать за движением жидкости. Поэтому молярное или гидродинамическое движение газа или жидкости называют видимым движением. Совсем другая физическая природа диффузионного движения. Хотя формально можно ввести линейную скорость диффузионного переноса по тому же соотношению, например, для паробразной влаги  $\dot{J}_{\text{dif}}/\rho_i = v_{\text{dif}}$ , однако  $v_{\text{dif}}$  — это не скорость движения пара в том смысле, как мы понимаем скорость видимого движения.

Процесс диффузии является процессом молекулярного перемешивания вещества при помощи молекулярного (хаотического) движения. Молекулы, взаимно соударяясь друг с другом, проходят как в направлении диффузии, так и в обратном направлении. Если через  $n$  обозначить направление нормали к изоконцентрационной поверхности (поверхности одинаковой концентрации:  $\rho_{10} = \text{const}$ ), то в направлении  $n$  проходит больше молекул, чем возвращается в обратном направлении. Эта разница в количестве молекул, прошедших через единицу площади изоконцентрационной поверхности в единицу времени, определяет плотность диффузионного потока  $j_{dif}$ .

В аналитической теории диффузии, как и в теории теплопроводности, скорость переноса массы или тепла принимается равной бесконечности. Это означает, что если в каком-то месте пространства, занятого газовой смесью, изменилась концентрация одного из ее компонентов, то это изменение мгновенно распространялось на все пространство. Величина же изменения концентрации определяется законом диффузии Фика. Поэтому в диффузионных процессах переноса линейная скорость диффузии  $v_{dif}$  ( $v_{dif} = j_{dif}/\rho$ ) имеет чисто условное значение, характеризующее интенсивность переноса. Можно в этом случае ввести понятие линейной скорости движения изоконцентрационной поверхности ( $\rho_{10} = \text{const}$ ), которая будет величиной конечной и равной

$$v_{\rho_{10}} = \frac{dn}{d\tau}. \quad (10-1-25)$$

Кроме того, необходимо учитывать, что диффузия парообразной влаги определяется не только концентрационной диффузией, но и термической диффузией. Если в газовых смесях величиной термодиффузии можно пренебречь по сравнению с величиной концентрационной диффузии, то в капиллярнопористых телах этого сделать нельзя. Молекулярная термодиффузия в капиллярнопористых телах значительно усиливается диффузией скольжения парообразной влаги (см. ниже). Поэтому, с нашей точки зрения, описание молярного и молекулярного переноса парообразной влаги в капиллярнопористых телах при помощи одной формулы (10-1-23), как это предлагает О. Кришер [Л. 24], является неправильным.

## Тепловое скольжение

Если величина  $l/r$ , равная отношению длины свободного пробега молекулы  $l$  к радиусу капилляра  $r$ , не очень мала по сравнению с единицей, то в обычные формулы переноса тепла и вещества необходимо ввести соответствующие поправки. Поправочные члены в основном уравнении кондуктивного переноса тепла (закон Фурье) крайне малы. Некоторые изменения происходят в граничных условиях. В процессах теплообмена между газом и стенкой твердого тела чаще всего принимается равенство температур стенки и пристеночного газа. Это равенство имеет место тогда, когда среднюю длину свободного пробега молекулы можно считать величиной достаточно малой по сравнению с размерами сосуда. Если длина свободного пробега молекулы сравнима с размерами тела (разреженные газы или перенос в микрокапиллярах), то имеет место скачок температуры между стенкой капилляра и пристеночным газом. Истинный скачок температуры определить трудно. Можно ввести понятие условного скачка температуры ( $\delta t$ ), который определяется следующим образом. Вблизи стенки на расстояниях  $n$ , по нормали к ней, большей, чем  $l$ , распределение температуры можно принять линейным (рис. 10-3, а). Если продолжить прямую до пересечения со стенкой капилляра, то получим условный скачок температуры

$$\delta t = -\xi_t \frac{dt}{dx}, \quad (10-1-26)$$

где  $\xi_t$  — коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом температурного скачка. Как видно из рис. 10-3, а, этот коэффициент численно равен отрезку, отсекаемому продолжением прямой на оси абсцисс. Распределение температуры при наличии температурного скачка такое же, какое оно было бы и при отсутствии скачка, если только радиус капилляра увеличить на расстояние  $\xi_t$ .

Если температура повышается в направлении от стенки к газу, то температура пристеночного газа выше температуры стенки. Коэффициент  $\xi_t$  имеет размерность длины, причем его величина порядка средней длины свободного пробега молекулы ( $\xi_t \approx l$ ). Поэтому для капиллярной трубки, радиус которой больше  $l$  (макрокапилляры), имеет место небольшой скачок температуры, а распределение последней у стенки не следует закону прямой. Чтобы воспользоваться обычными граничными условиями теплообмена между газом и стенкой капилляра (линейный закон распределения температуры вблизи стенок капилляра), надо увеличить радиус капилляра на величину  $\xi_t$ , т. е. вместо  $r$  взять величину  $(r + \xi_t)$ . Очевидно, эта поправка становится ощутимой, если  $r$  не слишком велико по сравнению с  $\xi_t$ .

Совершенно аналогичное явление происходит на границе между твердой стенкой капилляра и движущимся газом. Вместо того, чтобы полностью «прили-

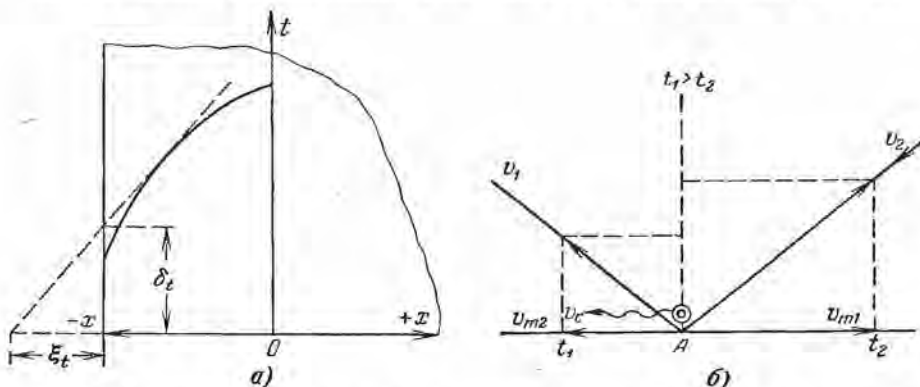


Рис. 10-3. Тепловое скольжение газа вблизи неравномерно нагретой поверхности твердого тела.

*а* — профиль температуры; *б* — схема отражения молекул от стенки.

пать» к стенке капилляра, газ вблизи стенки сохраняет некоторую конечную, хотя и малую, скорость. Скорость скольжения  $v_c$  равна:

$$v_c = -\xi_v \frac{dv}{dx}, \quad (10-1-27)$$

где  $v_c$  — скорость газа в направлении длины капилляра вблизи его стенки,  $\xi_v$  — коэффициент скольжения, который может быть определен аналогично  $\xi_t$ .

Скорость скольжения  $v_c$  является скоростью, экстраполированной в предположении постоянства градиента  $dv/dx$  в слое газа вблизи стенки. К величине  $v_c$  относятся те же замечания, которые были сделаны по поводу температурного скачка. Величина  $\xi_v$  имеет тот же порядок, что и  $\xi_t$  ( $\xi_v \approx \xi_t \approx l$ ). Поэтому в качестве поправки на линейный закон распределения скорости необходимо вместо  $r$  взять величину  $(r + \xi_v)$ . Скачок температуры и скорость вязкого скольжения — величины первого порядка относительно  $l/r$ .

В макрокапиллярах при наличии градиента температуры по длине капилляра имеет место макроскопическое движение пристеночного слоя газа в направлении температурного градиента, т. е. от холодного конца к горячему. Если концы капилляра закрыты или сообщаются через другие капилляры, то возникает циркуляция газа в такой замкнутой системе.

Явление движения пристеночного газа вдоль неравномерно нагретой стенки в направлении, противоположном потоку тепла, называется тепловым скольжением. Сущность теплового скольжения газа состоит в следующем. Пусть мы имеем неравномерно нагретую стенку твердого тела ( $t_1 > t_2$ ). Соударяющиеся со стенкой молекулы газа передают ей некоторый импульс, который можно разложить на нормальную и тангенциальную составляющие импульса. Тангенциальный импульс

(импульс в направлении стенки) будет тем больше, чем больше первоначальный импульс молекулы, соударяющейся со стенкой. Передаваемый импульс равен изменению количества движения молекулы. Поэтому молекулы, приходящие из более нагретых мест газа, обладают в среднем большим импульсом, чем молекулы, приходящие из менее нагретых мест (на рис. 10-3, б, падающие справа налево). От неравномерно нагретого покоящегося газа к стенке будет передаваться некоторый средний результирующий тангенциальный импульс слева направо. По третьему закону Ньютона от стенки тела к пристеночному газу будет передаваться тангенциальный импульс, равный по величине, но противоположно направленный. Следовательно, слой газа вблизи стенки приходит в молекулярное макроскопическое движение по направлению от холодных мест к горячим. При рассмотрении теплового скольжения мы пренебрегали эффектами температурного скачка и вязкого скольжения, рассмотренными выше, так как они приведут здесь к величинам высших порядков малости. Скорость теплового скольжения  $v_c$  в первом приближении прямо пропорциональна температурному градиенту вдоль стенки тела

$$v_c = K_c \frac{dt}{dx}, \quad (10-1-28)$$

где  $K_c$  — коэффициент теплового скольжения.

Приближенный вывод дает следующее выражение для коэффициента теплового скольжения:

$$K_c = \frac{3}{2} \frac{IR}{M\bar{v}_m} = \frac{3}{2} \frac{D}{T}, \quad (10-1-29)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии газа,  $\bar{v}_m$  — средняя скорость движения молекул.

Коэффициент диффузии прямо пропорционален квадрату абсолютной температуры и обратно пропорционален давлению. Поэтому в разреженных газах теплового скольжение становится весьма заметным. Хотя при обычных давлениях скорость теплового скольжения мала, она существенным образом влияет на диффузионный перенос пара в макрокапиллярах, так как скорость диффузионного переноса вещества сравнима со скоростью теплового скольжения.

Например, при градиенте температуры 10 град/см скорость теплового скольжения равна:

$$v_c = K_c \frac{dt}{dx} = \frac{3 \cdot 8,31 \cdot 10^7 \cdot 0,7 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 29 \cdot 48 \cdot 10^3} 10 = 0,62 \cdot 10^{-2} \text{ см/сек}, \quad (10-1-30)$$

где средняя длина свободного пробега молекулы воздуха при температуре 40° С принята равной  $0,7 \cdot 10^{-6}$  см, а средняя скорость  $\bar{v}_m = 48 \cdot 10^3$  см/сек.

Плотность потока воздуха будет величиной:

$$j_2 = \rho_2 v_c = 1,13 \cdot 10^{-3} \cdot 0,62 \cdot 10^{-2} = 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек} = 0,25 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}, \quad (10-1-31)$$

где  $\rho_2$  (плотность воздуха) равна  $1,13 \cdot 10^{-3}$  г/см³.

Такие интенсивности переноса вещества имеют место при сушке влажных тел.

Поэтому при значительных температурных градиентах теплового скольжение влажного воздуха в макрокапиллярах необходимо учитывать в общем переносе тепла и вещества.

Рассмотрим это явление более подробно применительно к движению газа в макрокапиллярах ( $r > 10^{-6}$  см).

Пусть мы имеем два сосуда, содержащих газ при различных температурах  $t_1 > t_2$  и соединенных между собой капиллярной трубкой. По длине трубки существует температурный перепад.

Вследствие теплового скольжения пристеночный газ движется (справа налево, рис. 10-4) в направлении против потока тепла, в результате чего появляется разность давлений. Эта разность давлений вызывает движение газа вдоль оси трубки (слева направо). Так как твердые стенки капиллярной трубки обладают большой теплоемкостью, то скорость движения молекул и количество молекул в единице объема можно считать постоянными в данном сечении трубки. Поэтому скорость теплового скольжения у стенок трубки вдоль оси  $y$  (радиальная координата) будет



одинакова. Скорость же движения газа вдоль оси трубки, определяемая перепадом давления, вследствие наличия ламинарного течения будет различна в разных слоях, т. е. будет функцией радиальной координаты  $y$ .

Скорость движения газа  $v$  внутри трубки в стационарном состоянии равна:

$$v = -\frac{1}{4\eta} \frac{dP}{dx} (r^2 - y^2) + K_c \frac{dt}{dx}. \quad (10-1-32)$$

Количество газа, протекающего через сечение капиллярной трубки в единицу времени  $(dm/d\tau)$ , равно:

$$\frac{dm}{d\tau} = -\frac{\pi r^4 \rho}{8\eta} \frac{dP}{dx} + \pi r^2 \rho K_c \frac{dt}{dx}. \quad (10-1-33)$$

В стационарном состоянии обмен газа между сосудами прекратится и в трубке будет происходить стационарная циркуляция, схематически изображенная на рис. 10-4.

Тогда перепад давления на концах трубки будет равен:

$$P_1 - P_2 = \frac{8\eta}{r^2} K_c (t_1 - t_2). \quad (10-1-34)$$

Так как коэффициенты  $K_c$  и  $\eta$  — величины малые, то для обычных некапиллярных трубок перепад давления тоже очень мал. Поэтому в сообщающихся сосудах давления практически одинаковы ( $P_1 = P_2$ ) независимо от перепада температуры. В капиллярных трубках, наоборот, этот перепад давления становится заметным, и скорость теплового скольжения будет оказывать влияние на перенос вещества.

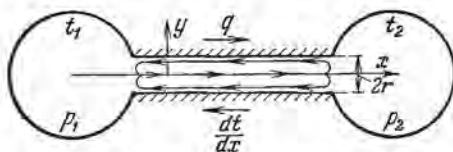


Рис. 10-4. Схема циркуляции газа в капиллярной трубке при наличии градиента температуры.

Как показывают расчеты по формуле (10-1-34), перепад давления на единицу длины капиллярной трубки радиусом  $r = 10^{-4}$  см будет

0,6—1,0 мм рт. ст. в зависимости от температуры.

При этом необходимо отметить, что все приведенные выше соотношения справедливы для молекулярно-вязкостного режима течения (соударения молекул между собой являются решающими), т. е. когда имеет место молярное движение газа в целом.

Распределение скоростей по сечению трубки имеет вид:

$$v = K_c \left( \frac{2y^2}{r^2} - 1 \right) \frac{dt}{dx}. \quad (10-1-35)$$

Вдоль стенок трубки ( $y = r, v > 0$ ) газ течет в направлении градиента температуры, т. е. против потока тепла, а вблизи оси трубки ( $y = 0, v < 0$ ) — в направлении потока тепла. На расстоянии  $0,7r$  ( $y_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}r$ ) от оси трубки скорость равна

нулю, т. е. поверхность нулевой скорости расположена ближе к стенке трубки. Если имеем бинарную смесь, то в результате термодиффузии легкий газ будет стремиться диффундировать против потока тепла, а тяжелый газ — по направлению потока тепла. Эта относительная термодиффузия будет усилена циркуляцией смеси газа в капиллярной трубке. В результате левый сосуд обогащается легким газом, а правый — тяжелым газом.

Если взять две капиллярные трубки разного радиуса и соединить их концами, то при наличии температурного градиента по длине трубок возникает циркуляция по схеме, изображенной на рис. 10-5.

В более широкой трубке газ течет в направлении потока тепла, а в более узкой трубке — против потока тепла (в направлении температурного градиента).

Количество циркулирующего газа в единицу времени ( $dm/d\tau$ ) равно:

$$\frac{dm}{d\tau} = K_{cp} \pi (r_1^2 - r_2^2) \frac{r_1^2 r_2^2}{L_1 r_2^2 + L_2 r_1^2} (t_1 - t_2). \quad (10-1-36)$$

Циркуляция влажного воздуха в такой капиллярной системе усиливает термодиффузионное разделение водяного пара (легкий газ  $M_n = 18$ ) и воздуха (тяжелый газ  $M_v = 29$ ). Более нагретые концы капилляров обогащаются водяным паром, а менее нагретые концы — воздухом.

Циркуляция газа в замкнутом капилляре или в сообщающихся капиллярах значительно усиливает молекулярную термодиффузию, аналогично процессу увеличения разделения газовых смесей в термодиффузионных колоннах. Остановимся на этом подробнее.

Термодиффузионная колонна представляет собой две коаксиально расположенные цилиндрические поверхности, одна из которых нагревается, а вторая охлаждается (рис. 10-6).

Расстояние между поверхностями должно быть незначительным. Вследствие действия поля тяжести (колонна расположена вертикально или наклонно) проходит циркуляция газа в щелевых зазорах, как показано на рис. 10-6.

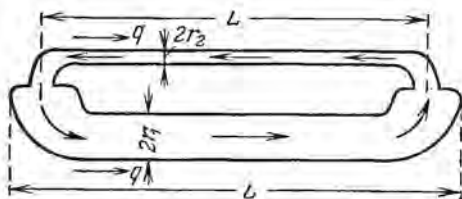


Рис. 10-5. Схема циркуляции газа в сообщающихся капиллярных трубках, вызванная тепловым скольжением.

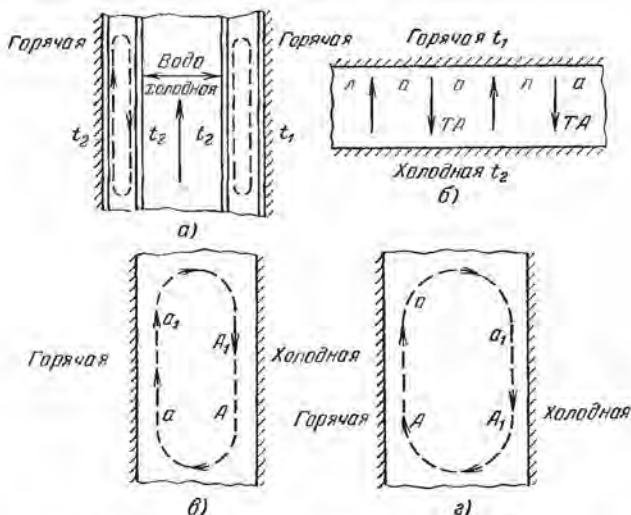


Рис. 10-6. Схема циркуляции газовой смеси в делительной термодиффузионной колонне.

Если смесь двух газов заключена между двумя горизонтальными стенками: верхней — горячей и нижней — холодной, то вследствие термодиффузии молекулы тяжелого газа стремятся вниз, а молекулы легкого газа — вверх (рис. 10-6, б). Следовательно, газ у горячей стенки обогащается легким компонентом, а у холодной — тяжелым компонентом.

Достигнутое при этом частичное разделение смеси, мерой которого может служить разность относительных концентраций тяжелого газа у холодной и горячей стенки, невелико.

С целью усиления разделения создаются конвекционные токи, для чего горячие и холодные стенки располагаются в вертикальное положение (рис. 10-6, а и 10-6, б).

Тогда газ будет течь в направлении, указанном стрелками, т. е. подниматься вдоль горячей стенки и стекать вдоль холодной стенки.

Весь процесс можно разбить на несколько стадий, рассматривая отдельно действие термодиффузии и конвекции.

1. Термодиффузия вызывает обогащение легким газом слоя около горячей стенки и тяжелым газом — слоя около холодной стенки.

Таким образом, произвольно выбранные объемы  $a$ ,  $a_1$  при отсутствии конвекционного тока (рис. 10-6, б) одинаково обогащены легким газом, а объемы  $A$ ,  $A_1$  — тяжелым газом.

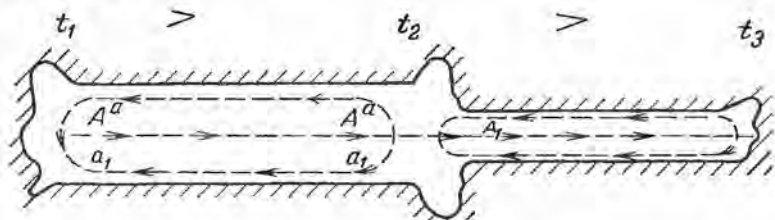


Рис. 10-7. Схема циркуляции бинарной смеси газов в капиллярах пористого тела.

2. Конвекционный ток переносит газ так, что через некоторое время объемы  $a$ ,  $a_1$  займут положение, указанное на рис. 10-6, г.

3. Вследствие того, что объем  $a_1$  находится у холодной, а объем  $a$  у горячей стенки, то термодиффузия вызовет перенос легкого компонента от объема  $a_1$  к объему  $a$ , т. е. повторно обогатится легким компонентом.

Таким образом, поднимающийся вдоль горячей стенки объем непрерывно обогащается легким компонентом смеси, а скользящий вниз объем  $A_1$  обогащается тяжелой составляющей компонентом смеси. В результате имеем перенос легкой составляющей компоненты к горячей стенке и вдоль нее вверх, а тяжелой составляющей — к холодной стенке и вдоль нее вниз.

При большей длине стенок различия в относительной концентрации сверху и внизу становятся значительно больше, чем при отсутствии конвекционного тока.

Циркуляция газа в термодиффузионной колонне между горячими и холодными стенками усиливает во много раз термодиффузию. Этот вид переноса можно условно назвать конвективной термодиффузией. Аналогично циркуляцию газа в замкнутом капилляре или сообщающихся капиллярах, вызванную тепловым скольжением, будем называть диффузией скольжения. Она усиливает относительную термодиффузию количественно (рис. 10-7). Этим эффектом мы объясняем значительное увеличение коэффициента разделения в термодиффузионных колоннах с насадками.

В капиллярнопористом теле имеются поры значительного размера (порядка  $10^{-2}$ — $10^{-1}$  см), которые определяют перенос тепла и вещества в теле. Поэтому кратко остановимся на схеме циркуляции газа в таких макропорах.

### Циркуляция газа в пористых телах

В процессах нагрева и охлаждения в замкнутых макропорах возникает циркуляция заключенного в них газа, обусловленная естественной конвекцией.

Циркуляция газа в таких небольших ограниченных пространствах очень сложна и до сих пор не изучена. В простейших случаях в качестве первого приближения можно представить следующие схемы:

1) если температура газа меньше температуры стенки поры, то у стенки газ движется вверх, а в центре — вниз (рис. 10-8, а);

2) если температура газа выше температуры стенки поры, то газ в центре движется вверх, а у стенки — вниз (рис. 10-8, б). Скорость циркуляции зависит от температурного перепада и от радиуса поры. С увеличением радиуса поры скорость циркуляции возрастает и конвективный теплообмен между газом и стенками пор становится ощутимым. В качестве упрощенной схемы для расчета теплообмена в таком пористом теле вводится понятие условного коэффициента теплопроводности, который характеризует суммарный перенос тепла теплопроводностью и конвекцией.

Что же касается массообмена, то перенос массы будет определяться не только диффузией, но и конвективными циркуляционными потоками, которые можно назвать конвективной диффузией.

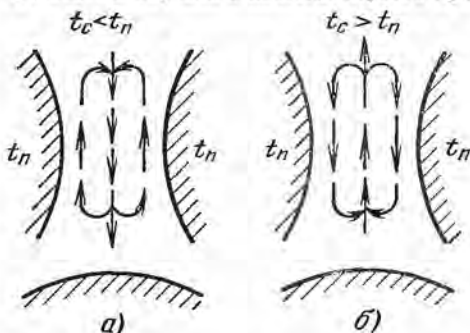


Рис. 10-8. Простейшая схема циркуляции газа в макропорах, обусловленная естественной конвекцией.

## Молекулярный перенос в микрокапиллярах

Капиллярнопористые тела имеют поры различных размеров, поэтому перенос вещества и тепла в таких телах необходимо рассматривать с учетом величины радиуса капилляров. Молекулярный механизм переноса тепла и вещества в капиллярах тела зависит от отношения средней длины свободного пробега молекул ( $l$ ) к радиусу ( $r$ ) капилляра. Если величина  $\frac{l}{r} \ll 1$  (средняя длина свободного пробега молекулы значительно меньше радиуса капилляра), то перенос вещества

в газообразном состоянии внутри капилляра можно рассматривать макроскопическим образом, как это делается в газодинамике. Такое рассмотрение становится, однако, неприменимым, если средняя длина свободного пробега сравнима по величине с радиусом капилляра. При нормальном барометрическом давлении 760 мм рт. ст. и при температуре 15°С средняя длина свободного пробега молекулы воздуха равна  $l = 0,64 \cdot 10^{-6}$  см, а молекулы водяного пара  $0,42 \cdot 10^{-6}$  см. С повышением температуры средняя длина свободного пробега увеличивается прямо пропорционально абсолютной температуре.

Если радиус капилляров меньше  $10^{-6}$  см ( $r < 10^{-6}$  см), то закономерности переноса будут обусловлены молекулярным режимом. В этом случае ламинарное течение Пуазейля и закон диффузии Фика выполняться не будут. При наличии перепада давления молекулы газа в таких капиллярах движутся не отдельными слоями, а независимо друг от друга, постоянно сталкиваясь со стенками капилляра. При этом принимается, что происходит полная аккомодация газа, т. е. молекулы, отражаемые от каждого элемента поверхности капилляра, имеют такое же распределение скоростей, какое имели бы молекулы в пучке, входящем в капилляр из полости, содержащей газ при температуре, равной температуре тела. Другими словами, при полной аккомодации рассеиваемый от поверхности капилляра газ приходит в тепловое равновесие с телом. Молекулы газа будут проходить через капилляр независимо одна от другой, образуя «молекулярный пучок», в ко-

тором каждая молекула движется с той скоростью, какую она имела при входе в капилляр. Такое движение молекул газа называется кнудсоновским течением или эфффузией. Число молекул, выходящих из капилляра в единицу времени, равно числу соударений, которые имели бы место с поверхностью стенки, равной площади отверстия капилляра. Обычный статистический расчет приводит к соотношению

$$j = \frac{1}{\pi r^2} \frac{dm}{dt} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{M}{4\pi RT}} r \frac{P_1 - P_2}{L}, \quad (10-1-37)$$

где  $j$  — плотность потока вещества, т. е. количества газа, протекающего в единицу времени через единицу площади сечения капилляра,  $P_1 - P_2$  — перепад давления на концах капилляра длиной  $L$ ,  $R$  — универсальная газовая постоянная.

Таким образом, скорость течения  $dm/dt$  прямо пропорциональна кубу радиуса капилляров, градиенту давления и обратно пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры газа.

Представляет интерес сравнить скорости течения газа при обычно молярном движении с рассматриваемым здесь случаем движения. Если газ мало сжимаемый (скорости течения газа незначительны), то плотность потока газа определяется по известному соотношению Пуазейля (10-1-2).

Сравнивая формулы (10-1-37) и (10-1-2), мы видим, что при молекулярном течении зависимость от радиуса становится менее значительной. Несмотря на это, скорость молекулярного течения значительно больше. Например, при градиенте давления  $10 \text{ мм рт. ст./см}$  и температуре  $15^\circ \text{С}$  интенсивность молекулярного течения воздуха через микрокапилляр радиуса  $r = 10^{-6} \text{ см}$  будет равна  $0,49 \times 10^{-6} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Если бы течение было молярным, то при этих условиях интенсивность течения была бы равна  $j = 0,12 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ , т. е. в 40 раз меньше.

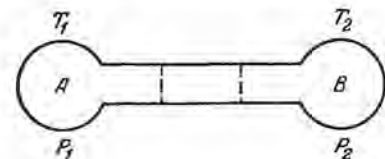


Рис. 10-9. Равновесие газа в сосудах, соединенных капиллярной трубкой при наличии разности температур.

$$T_1 > T_2; P_1 > P_2.$$

Таким образом, в микрокапилляре не может образоваться аэродинамический поток ни ламинарного, ни турбулентного характера. Под влиянием разности давлений газ не может перемещаться целыми объемами, а будет перемещаться только под влиянием теплового движения молекул.

Если в капилляре имеется смесь газов (например, воздуха и пара), и движение молекул обоих газов будет по-прежнему происходить независимо друг от друга, то диффузионный перенос, обусловленный разностью парциальных давлений, будет отсутствовать. Соотношение (10-1-37) остается в силе, но вместо  $P_1 - P_2$  надо брать разность парциальных давлений.

Иные закономерности имеют место в микрокапиллярных системах при наличии разности температур. Известно, что если соединить два сосуда трубкой ( $r \gg l$ ), то в сосудах устанавливается равновесие независимо от разности температур газа в этих сосудах. Рассмотрим этот случай подробно (рис. 10-9).

Столбик газа, отмеченный на рисунке пунктирными линиями, в результате большого числа столкновений молекул будет находиться в равновесии, ибо средний импульс в единицу времени, приходящийся на единицу площади сечения трубки, со стороны сосуда А будет уравниваться встречным импульсом со стороны сосуда В. Совершенно иначе процесс будет происходить в микрокапиллярной трубке ( $r \ll l$ ). В этом случае молекулы сталкиваются преимущественно со стенками капилляров и, следовательно, будут иметь место два встречных потока молекул, движущихся навстречу друг другу. Поэтому в установившемся состоянии число уходящих из каждого сосуда молекул будет равно числу молекул, попадающих в этот сосуд через отверстие капилляра. Условием механического равновесия будет не равенство импульсов, как было раньше, а равенство числа молекул потока. Число попадающих в отверстие молекул зависит от числа ударов

молекул, приходящихся на единицу площади. Число ударов молекул пропорционально их числу частиц в единице объема и средней скорости теплового движения, т. е. произведению  $\rho\sqrt{T}$ , где  $\rho$  — плотность газа. Таким образом, в состоянии равновесия имеет место равенство

$$\rho_1 \sqrt{T_1} = \rho_2 \sqrt{T_2}. \quad (10-1-38)$$

Так как давление газа пропорционально произведению плотности на абсолютную температуру ( $P = \frac{1}{M} \rho RT$ ), то из равенства (10-1-38) получаем:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{\rho_1 T_1}{\rho_2 T_2} = \frac{\sqrt{T_1}}{\sqrt{T_2}}, \quad (10-1-39)$$

т. е. в сосудах, сообщающихся через микрокапиллярную трубку, давления не равны, а пропорциональны корням квадратным из абсолютных температур этих сосудов. Соотношение (10-1-39) можно получить непосредственно из (10-1-37). Действительно, если число молекул во встречных потоках газа внутри капилляра одинаково, то плотности потоков равны ( $j_1 = j_2$ ), а следовательно, должны быть равны и отношения

$$\frac{P_1}{\sqrt{T_1}} = \frac{P_2}{\sqrt{T_2}}. \quad (10-1-40)$$

Таким образом, если при разности температур в капиллярнопористом теле будут иметься одинаковые давления, то газ будет перетекать к местам с более высокой температурой.

В заключение приведем формулу для переноса газа внутри капиллярной трубки ( $r \ll l$ ) при наличии перепада давления и температуры вдоль трубки. Если при столкновении молекул со стенками капилляра имеет место полная accommodation, то плотность потока газа  $j$  равна:

$$j = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left( \frac{P_2}{\sqrt{T_2}} - \frac{P_1}{\sqrt{T_1}} \right) \frac{r}{L}. \quad (10-1-41)$$

В дифференциальной форме для капилляра любой формы можно написать:

$$j = 1,064 \sqrt{\frac{M}{R}} \frac{d}{dx} \left( \frac{P}{\sqrt{T}} \right). \quad (10-1-42)$$

Когда давление газа поддерживается постоянным ( $P_1 = P_2 = P$ ), то плотность потока газа, вызванного перепадом температуры  $\Delta t = T_1 - T_2$ , будет в первом приближении прямо пропорциональна температурному градиенту  $\Delta t/L$ :

$$j = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left( \frac{rP}{T_2 \sqrt{T_1} + T_1 \sqrt{T_2}} \right) \frac{\Delta t}{L}, \quad (10-1-43)$$

где величина  $\frac{1}{T_2 \sqrt{T_1} + T_1 \sqrt{T_2}}$  изменяется значительно меньше, чем  $\Delta t$ .

Формулу (10-1-41) можно применить и к системе микрокапилляров (капиллярнопористое тело). Однако в этом случае вместо радиуса капилляра  $r$  мы должны пользоваться величиной  $r_s$ , пропорциональной среднему радиусу и зависящей от дифференциальной кривой распределения пор. Эту постоянную  $r_s$ , характерную для данного капиллярнопористого тела, можно назвать коэффициентом молекулярного течения газа.

Перенос тепла между стенками капилляра можно приближенно определить по обычным формулам теплопроводности с единственным исправлением: вместо средней длины свободного пробега молекулы в выражении для коэффициента



теплопроводности надо взять диаметр капилляра ( $l = 2r$ ). Таким образом, коэффициент теплопроводности  $\lambda$  для газа, находящегося в микрокапилляре, равен:

$$\lambda = \frac{1}{3} v_m 2r \rho c_v = 2rc_v \sqrt{\frac{M}{3RT}} P, \quad (10-1-44)$$

где  $c_v$  — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме,  $v_m$  — скорость движения молекул.

Коэффициент теплопроводности газа в таком капилляре пропорционален давлению в противоположность теплопроводности газа в обычных условиях.

В наших условиях коэффициент  $\lambda$  не является, следовательно, физической постоянной данного газа, а зависит от размера капилляра.

Формулу (10-1-41) для изотермических условий можно написать так:

$$J_{\text{эф}} = b_{\text{эф}} \frac{dP}{dx} = 1,064 \sqrt{\frac{M}{RT}} r \frac{dP}{dx}. \quad (10-1-45)$$

Сравнивая эту формулу с формулой (10-1-23), видим, что отношение эффузионного потока массы к диффузионному равно  $1,064 \sqrt{\frac{RT}{M_1}} / D_1$  (так как

$p_1 \ll p$ , то величину  $\frac{1}{1-p_{10}}$  принимаем равной единице). Например, при одинаковых значениях градиентов парциального давления, температуре и давлении пара в воздухе коэффициент диффузии пара при температуре  $20^\circ \text{C}$  равен  $D = 0,25 \text{ см}^2/\text{сек}$ . В то же время величина  $1,064 r \sqrt{\frac{RT}{M_1}}$  равна примерно  $4 \cdot 10^4 r$ . Если радиус капилляра принять равным  $r = 10^{-6} \text{ см}$ , то отношение  $4 \cdot 10^4 r / 0,25$  будет равно 1,5, т. е. скорость эффузионного переноса будет больше в 1,5 раза. Если  $r = 10^{-5} \text{ см}$ , то скорость эффузионного переноса будет в 6 раз меньше по сравнению с диффузионным переносом. В этом случае перенос пара будет зависеть в основном от диффузионного движения по микрокапиллярам.

## 10-2. ПЕРЕНОС ЖИДКООБРАЗНОЙ ВЛАГИ В ЭЛЕМЕНТАРНЫХ КАПИЛЛЯРАХ

### Изотермическое капиллярное впитывание

Движению смачивающей жидкости в цилиндрических капиллярах посвящено много работ [Л. 65, 66]. Было предложено ряд дифференциальных уравнений, в которых учитывались инерционные члены движения капиллярной жидкости, изменение вязкости и меры смачивания в процессе движения. Однако для анализа переноса жидкости в капиллярнопористом теле достаточно воспользоваться упрощенным уравнением движения, которое можно написать так:

$$\bar{v} = \frac{dx}{dt} = \frac{r^2 \rho_{\text{ж}}}{8\eta} \left( \frac{2\sigma}{r_m \rho_{\text{ж}} x} - g \sin \theta \right), \quad (10-2-1)$$

где  $\bar{v}$  — средняя линейная скорость движения жидкости,  $r_m$  — радиус кривизны мениска,  $x$  — длина столбика жидкости в капилляре,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\theta$  — угол наклона капилляра к горизонту (для вертикального капилляра  $\theta = 90^\circ$ ,  $\sin \theta = 1$ ). Линейная зависимость между  $dx/dt$  и  $x^{-1}$  для разных жидкостей и капилляров разного диаметра подтверждена многими исследованиями [Л. 8, 47].

Обозначим капиллярный потенциал цилиндрического капилляра через  $\Psi_r$  ( $\Psi_r = \frac{2\sigma}{r_m \rho_{\text{ж}}}$ ), а потенциал поля тяжести через  $\Psi_g$  ( $\Psi_g = gl \sin \theta = hg$ , где  $h$  — высота столбика жидкости в капилляре).

Тогда формулу (10-2-1) можно переписать так:

$$\bar{v} = \frac{dx}{d\tau} = \frac{r^2 \rho_{ж}}{8\eta x} (\Psi_r - \Psi_g). \quad (10-2-2)$$

Если разность  $(\Psi_r - \Psi_g)$  обозначить через  $\Psi$ , то получим:

$$\bar{v} = \frac{dx}{d\tau} = \frac{r^2 \rho_{ж}}{8\eta} \frac{\Psi}{x}, \quad (10-2-3)$$

где  $\Psi$  — избыточный капиллярный потенциал ( $\Psi = \Psi_r - \Psi_g$ ).

Таким образом, линейная скорость движения жидкости в элементарном капилляре прямо пропорциональна градиенту избыточного капиллярного потен-

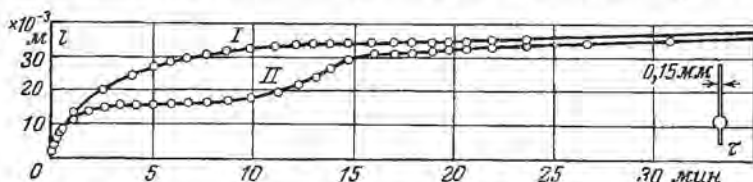


Рис. 10-10. Кривые кинетики капиллярного впитывания жидкости элементарным капилляром (I) и капилляром с расширением (II).

циала, квадрату радиуса капилляра и обратно пропорциональна коэффициенту вязкости  $\eta$ .

Если капилляр не имеет правильной цилиндрической формы, то кривая кинетики впитывания жидкости видоизменяется. Такая видоизмененная кривая приведена на рис. 10-10. Кривая I соответствует элементарному капилляру, а кривая II — капилляру с расширением. Из рис. 10-10 видно, что первые 50 сек жидкость впитывается обоими капиллярами одинаково быстро. Затем при вступлении жидкости в расширение скорость ее движения во втором капилляре вначале резко падает, а потом увеличивается. Пройдя расширение, жидкость во втором капилляре почти достигает уровня жидкости первого капилляра и в дальнейшем впитывание происходит с одинаковой скоростью. Аналогичные результаты получаются с капиллярами, имеющими несколько расширений. Эти экспериментальные закономерности представляют несомненный интерес, так как они указывают на то, что при капиллярном впитывании жидкости ее движение происходит как бы единым фронтом. При движении жидкости происходит изменение капиллярного потенциала в местах расширения и сужения капилляров, что обусловлено изменением кривизны мениска ( $r_m$ ).

Для сравнения движения жидкости в отдельном капилляре и в пористом теле были проведены опыты с модельными пористыми телами следующего рода: 1) стопка капилляров разных диаметров, 2) керамические цилиндрики, слабо обожженные в муфеле, 3) фильтровальная бумага.

Количество впитываемой жидкости определялось объемным и весовым методами. Сущность объемного метода состоит в том, что стопка капилляров, заделанная в пробковую пластину (рис. 10-11), при помощи рычага BC приводилась внеш-

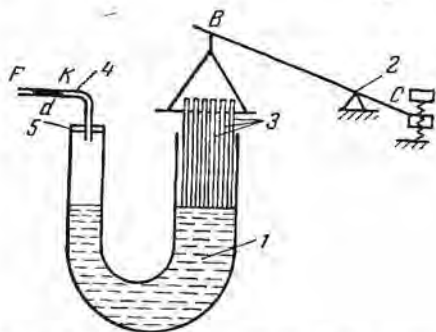


Рис. 10-11. Схема установки по исследованию кинетики капиллярного впитывания объемным методом.

1 — сообщающийся сосуд с жидкостью; 2 — пружинные весы; 3 — стопка капилляров; 4 — манометр; 5 — резиновая пробка.

ними концами капилляров в соприкосновение с водой, налитой в U-образный сосуд. При впитывании жидкости капиллярами капля  $d$  в тонкой трубочке  $FK$ , расположенной горизонтально, перемещалась слева направо. Величина перемещения  $H$  капельки в манометре пропорциональна количеству впитываемой жидкости. Вместо столы капилляров к рычагу  $BC$  можно было

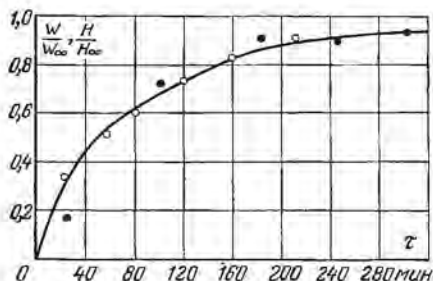
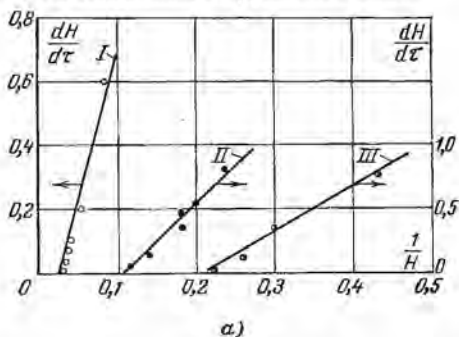


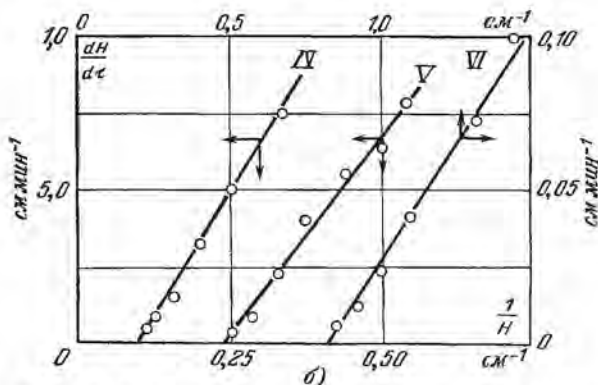
Рис. 10-12. Сравнение весового и объемного методов исследования кинетики впитывания модельными пористыми телами.

○ — весовой метод; ● — объемный метод.

подвесить керамический цилиндр или полоски фильтровальной бумаги. Одновременно количество впитываемой жидкости можно было определить путем взвешивания образца на специальных пружинных весах.



а)



б)

Рис. 10-13. Зависимость скорости впитывания  $dH/d\tau$  от  $1/H$  для различных моделей пористых тел.

а: I — фильтровальная бумага; II — столы капилляров; III — столы капилляров со вздутиями; б: IV — мелкозернистый песок; V — крупнозернистый песок; VI — смесь глины и песка.

Весовым методом определялось [Л. 29] влагосодержание цилиндрика в раз-  
личное время. На рис. 10-12 дано сравнение объемного и весового методов, причем  
 $H_{\infty}$  и  $W_{\infty}$  — соответственно максимальное смещение капилляры  $d$  в манометре и  
максимальное влагосодержание тела. Из рис. 10-12 видно, что в пределах точности  
экспериментов объемный метод дает удовлетворительные результаты. Кривые  
кинетики впитывания жидкости асимптотически приближаются к прямой, соот-  
ветствующей

$$\frac{W}{W_{\infty}} = \frac{H}{H_{\infty}} = 1. \quad (10-2-4)$$

На рис. 10-13 дана зависимость между скоростью поглощения, пропорциональ-  
ной величине  $dH/d\tau$ , и величиной  $1/H$  для различных модельных пористых тел.  
Эта зависимость, как показывает рис. 10-13, близка к линейной.

Таким образом, скорость капиллярного впитывания жидкости пористым  
телом является линейной функцией  $x^{-1}$  (величина  $1/H$  прямо пропорциональна  
 $1/x$ ). При этом отрезок, отсекаемый на оси абсцисс (рис. 10-13), определит вели-  
чину потенциала поля тяжести. Например, для одиночного капилляра отрезок,  
отсекаемый на оси абсцисс, согласно формуле (10-2-2) будет равен:

$$\left(\frac{1}{x}\right)_0 = \frac{g \sin \Theta}{\Psi_r} = \frac{r \rho_{ж} g \sin \Theta}{2\sigma \cos \Theta}, \quad (10-2-5)$$

где  $\cos \Theta$  — мера смачивания,  $r$  — радиус капилляра.

Следовательно, чем больше радиус капилляра, тем больше отрезок, отсекае-  
мый на оси абсцисс. Поэтому на рис. 10-13 наименьший отрезок  $(1/H)_0$  соответствует  
фильтровальной бумаге ( $\sim 0,03$ ), а наибольший — стопе капилляров со вздутиями  
[( $1/H)_0 = 0,21$ ]. По величине отрезка  $(1/H)_0$  можно определить средний радиус  
капилляра для модельного пористого тела, если известна мера смачивания, или  
определить меру смачивания для одиночного капилляра.

Тангенс угла наклона прямой  $\frac{dH}{d\tau} = f\left(\frac{1}{H}\right)$  для одиночного капилляра равен:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2\sigma \cos \Theta r}{8\eta_{ж}}. \quad (10-2-6)$$

Из формул (10-2-5) и (10-2-6) получаем следующие соотношения:

$$\eta_{ж} = \frac{r^2 \rho_{ж} g \sin \Theta}{8 \operatorname{tg} \psi \left(\frac{1}{x}\right)_0}; \quad (10-2-7)$$

$$\cos \Theta = 8\eta_{ж} \operatorname{tg} \psi / 2r\sigma. \quad (10-2-8)$$

По формуле (10-2-7) С. В. Танаевой [Л. 80] были определены коэффициенты  
вязкости  $\eta$  и мера смачивания из экспериментальных данных. Результаты пред-  
ставлены в табл. 10-2.

Из табл. 10-2 видно, что коэффициент вязкости, определенный по формуле  
(10-2-7), совпадает с данными других исследований для воды. Следовательно,  
эксперименты и расчетные методы являются вполне удовлетворительными.

В капиллярах может иметь место пленочное движение жидкости. Известно,  
что в тонких слоях жидкости ( $H < 10^{-6}$  см) наблюдается расклинивающее давле-  
ние  $\mathcal{P}$ , которое является функцией толщины пленки  $H$ . Если расклинивающее  
давление обусловлено проявлением сил молекулярного взаимодействия жидкости  
со стенкой твердого тела, то зависимость между  $\mathcal{P}$  и  $H$  может быть представлена  
в виде

$$\mathcal{P} = \frac{A}{H^3}, \quad (10-2-9)$$

где  $A$  — постоянная, равная  $5 \cdot 10^{-14}$  эрг.

При наличии ионов электростатических сил зависимость между  $\mathcal{P}$  и  $H$  имела  
более сложный вид [Л. 58].

**Основные характеристики капиллярного движения жидкости.  
Коэффициент вязкости некоторых жидкостей**

Жидкость	$\rho \cdot 10^{-3},$ кг/м <sup>3</sup>	$\eta_{\text{макс}} \cdot 10^2,$ м	$T, ^\circ\text{K}$	$r \cdot 10^4, \text{ м}$	$\eta_{\text{расч.}} \cdot 10^3,$ кг/м · сек	$\eta_{\text{табл.}} \cdot 10^3,$ кг/м · сек
Глицерин	1,3	7,07	293	1,75	1,23	1,39
	1,3	4,5	293	1,70	1,26	1,39
	1,3	8,3	293	0,96	1,31	1,39
	1,3	2,4	293	1,81	1,26	1,39
	1,3	15,1	303	0,8	0,52	0,57
	1,3	11,1	303	0,9	0,49	0,57
	0,956	1,85	293	4,2	1,31	1,22
Масло касторовое	0,956	2,1	298	3,3	0,94	—
	0,956	1,95	303	4,0	0,38	0,34
	0,88	4,5	293	1,5	1,2	1,28

Таблица 10-2a

**Меры смачивания для воды**

$r \cdot 10^4, \text{ м}$	$h \cdot 10^3, \text{ м}$	$\cos \theta$	$r \cdot 10^4, \text{ м}$	$h \cdot 10^3, \text{ м}$	$\cos \theta$
3,1	3,0	0,65	3,2	3,5	0,79
3,1	4,0	0,86	3,2	4,0	0,91
3,1	4,5	0,96	3,4	2,0	0,60
3,1	4,6	0,98	3,4	3,5	0,73
3,2	3,0	0,70	3,4	3,5	0,90
3,2	3,3	0,76			

Если толщина пленки жидкости на стенке капилляра по его высоте  $x$  различна, то будет иметь место движение жидкости под влиянием градиента расклинивающего давления

$$j_{\text{пл}} = K_{\text{пл}} \nabla \mathcal{P}, \quad (10-2-10)$$

где  $K_{\text{пл}}$  — коэффициент пленочного движения жидкости, равный:

$$K_{\text{пл}} = \frac{2\pi r H^3}{3\eta V_m}, \quad (10-2-11)$$

где  $V_m$  — молярный объем пленки.

Для одномерной задачи вместо соотношения (10-2-10) можно написать:

$$j_{\text{пл}} = -\frac{B}{\eta H} \frac{\partial H}{\partial x}, \quad (10-2-12)$$

где постоянная  $B$  равна:

$$B = \frac{\pi}{6} (N_3 N_2 A_{3,2} - N_2^2 A_{2,2}), \quad (10-2-13)$$

$N$  — число молекул в единице объема,  $A$  — постоянная в формуле для энергии взаимодействия двух молекул, индексы 3, 2 относятся к твердой фазе и жидкости. Следовательно, плотность потока пленочного движения жидкости  $j_{\text{пл}}$  прямо пропорциональна градиенту толщины пленки  $\partial H / \partial x$ . Можно отметить, что тол-

щина пленки жидкости будет прямо пропорциональна содержанию пленочной жидкости в единице массы тела  $u_{\text{пл}}$ . Поэтому  $\dot{I}_{\text{пл}}$  будет прямо пропорциональна градиенту влагосодержания пленочной жидкости.

## Неизотермическое капиллярное движение жидкости

При нагревании капиллярнопористого тела, содержащего влагу, движение жидкости происходит по направлению потока тепла. Это движение вызывается изменением капиллярного потенциала от температуры, так как коэффициент поверхностного натяжения с повышением температуры уменьшается.

В элементарном капилляре движение жидкости по направлению потока тепла можно наблюдать непосредственно на экране. При нагревании одного конца капилляра столбик жидкости перемещается к холодному концу (рис. 10-14, а). Перепад капиллярного потенциала для этого простейшего случая движения равен:

$$\Delta\Psi = \frac{2}{\rho_{\text{ж}}} \left( \frac{\sigma_1}{r'_1} - \frac{\sigma_2}{r'_2} \right) = - \frac{2\Delta\sigma}{\rho_{\text{ж}} r'} = \frac{2\varepsilon}{\rho_{\text{ж}} r'} \Delta t, \quad (10-2-14)$$

где  $\varepsilon = d\sigma/dt$  — температурный коэффициент поверхностного натяжения жидкости, а  $r' = r'_1 = r'_2$  — радиусы кривизны мениска жидкости, которые для упрощения задачи считаем все одинаковыми.

Таким образом, перепад капиллярного потенциала прямо пропорционален перепаду температуры, а скорость движения жидкости равна:

$$\bar{v} = - \frac{r \cos \Theta}{4\eta} \frac{d\sigma}{dt} \frac{\Delta t}{l}, \quad (10-2-15)$$

т. е. прямо пропорциональна температурному градиенту и радиусу капилляра.

К этому же виду термокапиллярного потока относится пленочное движение жидкости вдоль поверхности твердого тела (по стенке капилляра) при наличии температурного градиента. Скорость пленочного движения жидкости  $v_{\text{пл}}$  равна:

$$v_{\text{пл}} = - \frac{H^2 \varepsilon}{2\rho_{\text{ж}} \eta_{\text{ж}}} \frac{\Delta t}{l}, \quad (10-2-16)$$

т. е. линейная скорость  $v_{\text{пл}}$  прямо пропорциональна квадрату толщины пленки ( $H^2$ ) и температурному коэффициенту поверхностного натяжения  $\varepsilon$ .

При наличии перепада температуры в капилляре, полностью заполненном жидкостью, может иметь место движение пристеночной жидкости. Это явление совершенно аналогично явлению теплового скольжения газа в макрокапиллярах. Движение пристеночной жидкости обусловлено различными термодинамическими свойствами жидкости в очень тонком слое  $H$  по сравнению с жидкостью в объеме и, в частности, различием ее теплосодержаний (энтальпий), т. е. оно обусловлено взаимодействием молекул жидкости с молекулами твердого тела.

Скорость такого движения пристеночного слоя пропорциональна температурному градиенту и не зависит от радиуса капилляра:

$$v = \frac{\kappa}{T} \frac{\Delta t}{l}, \quad (10-2-17)$$

где  $\kappa$  — постоянная, зависящая от свойств жидкости и толщины пристеночного слоя.

Соотношение (10-2-17) было впервые получено Б. В. Дерягиным и Г. П. Сидоренковым [Л. 12] и названо ими термоосмотическим эффектом. Это явление авто-

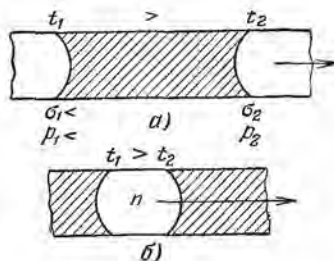


Рис. 10-14. Движение смачивающей жидкости при наличии температурного градиента, вызванное перепадом капиллярного потенциала (а) и расширением защемленного воздуха (б).



рами было экспериментально подтверждено в опытах с пористыми пластинками (средний радиус пор около  $10^{-4}$  см) при перепадах температуры от 10 до 40° С. В этих условиях постоянная для воды примерно равна  $5 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/сек, а скорость движения жидкости —  $0,7 \cdot 10^{-6}$  см/сек. Так как скорость пристеночного движения жидкости, текущей против потока тепла, не зависит от радиуса капилляра, а скорость движения жидкости, обусловленная перепадом капиллярного потенциала, пропорциональна радиусу, то тепловое скольжение жидкости будет заметным только для микрокапилляров.

В опытах Б. В. Дерягина и М. К. Мельниковой [Л. 13] наблюдались оба эти эффекта. Скорость движения пристеночной жидкости в капилляре радиусом  $3-5 \cdot 10^{-4}$  см оказалась в 2500 раз меньше скорости движения жидкости, вызванной разностью капиллярного потенциала, в капиллярах радиусом  $3-5 \cdot 10^{-2}$  см (температурный градиент был равен 5 град/см). Следовательно, опытные данные подтверждают заключение о незначительности теплового скольжения (термоосмотического эффекта) для макрокапилляров в общем балансе переноса жидкости. В закрытых капиллярах при наличии температурного градиента может иметь место циркуляция жидкости по той же схеме, как и в случае теплового скольжения газа. Вблизи стенок жидкость движется в сторону горячего конца, а в центральных частях — в обратную сторону.

### 10-3. ПЕРЕНОС ВЛАГИ ВО ВЛАЖНЫХ ТЕЛАХ

#### Физическая характеристика системы

В качестве изучаемой системы берется капиллярнопористое тело, скелет которого является лиофильным веществом, т. е. стенки капилляров и пор сорбируют газы, пары и жидкости, при этом может иметь место диффузно-осмотическая связь сорбируемого вещества со скелетом тела.

Такая система существенно отличается от модельных дисперсных сред, рассматриваемых классической теорией фильтрации.

Связываемое скелетом капиллярнопористого тела вещество может быть в виде жидкости, пара, инертного газа, твердого вещества, переохлажденной жидкости в зависимости от условий тепло- и массообмена. В зависимости от вида связи вещества с телом температура замерзания жидкости изменяется в широких пределах. Поэтому в капиллярнопористых телах при температуре ниже 0° С всегда имеется некоторое количество переохлажденной жидкости (воды).

Необходимо также отметить, что в большинстве случаев поры и капилляры тела заполнены жидкостью или льдом, а частично и парогазовой смесью. Для упрощения анализа нашей системы в качестве жидкости принимается вода без каких-либо растворимых веществ. Наличие растворимых веществ в жидкости изменяет процесс массопереноса и вызывает ряд дополнительных эффектов.

Будем отмечать паробразную влагу (пар) индексом 1, жидкость — 2, влагу в твердом состоянии (лед) — 3, инертный газ (сухой воздух) — 4 и скелет — 0.

Объемная концентрация связанного вещества  $\omega$  (сухой воздух, пар, жидкость, лед) равна отношению массы связанного вещества  $m$  к объему тела  $V$ :

$$\omega = \frac{m}{V} = \frac{1}{V} \sum_i m_i = \sum_i \omega_i, \quad (10-3-1)$$

где  $m_i$  — масса связанного вещества в состоянии  $i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ );  $\omega_i$  — объемная концентрация  $i$ -го связанного вещества, равная:

$$\omega_i = \frac{m_i}{V}. \quad (10-3-2)$$

Масса всего связанного вещества  $m$  равна сумме масс сухого воздуха, пара, жидкости и льда, т. е.

$$m = \sum_i m_i.$$

Обычно объем тела  $V$  изменяется в зависимости от концентрации  $\omega$  по линейному закону. Поэтому вместо объемной концентрации  $\omega$  вводится относительная концентрация или влагосодержание тела  $u$ :

$$u = \frac{m}{m_0} = \sum_i u_i = \frac{\omega}{\rho}, \quad (10-3-3)$$

где  $\rho$  — объемная концентрация скелета тела или плотность тела, определяемая соотношением  $\rho = m_0/V$ ;  $u_i$  — относительная концентрация  $i$ -го связанного вещества:

$$u_i = \frac{m_i}{m_0}. \quad (10-3-4)$$

Если объем тела мало зависит от влагосодержания, т. е. если усадкой пренебречь ( $V = V_0 = \text{const}$ ), то объемная концентрация скелета тела будет равна плотности абсолютно сухого тела:

$$\rho_0 = \frac{m_0}{V_0} = \frac{m_0}{V} = \text{const}, \quad (10-3-5)$$

где  $V_0$  — объем тела в абсолютно сухом состоянии.

Следовательно, между относительной концентрацией  $u_i$  и объемной концентрацией  $\omega_i$  будет прямая пропорциональность:

$$\omega_i = u_i \rho_0, \quad \omega = u \rho_0. \quad (10-3-6)$$

Если стенки скелета тела малогидрофильны, а изменением плотности жидкости мономолекулярного адсорбированного слоя пренебречь, то количество влаги физико-механической связи (капиллярная влага, лед, пар и воздух) можно определить по соотношению:

$$\omega'_i = P_v b_i \rho_i = \rho_0 u'_i. \quad (10-3-7)$$

В случае монокапиллярнопористого тела пористость  $P_v$  пропорциональна  $r^3$ , для поликапиллярнопористого

$$P_v = \int_{r_0}^{r_{\text{макс}}} f_v(r) dr, \quad (10-3-8)$$

где  $f_v(r)$  — дифференциальная кривая распределения пор,  $r_0$  и  $r_{\text{макс}}$  — предельные значения изменения радиусов пор тела. Для величины насыщенности пор  $b_i$  имеет место соотношение

$$\sum_i b_i = 1. \quad (10-3-9)$$

Необходимо отметить, что соотношение (10-3-7) не будет справедливым для физико-химически связанной влаги, т. е.  $\omega'_i \neq \omega_i$  и  $u'_i \neq u_i$ . Однако формально можно принять за основу расчета концентрации влаги в любой форме связи формулу (10-3-7), но тогда величина  $b_i$  не будет определять степени насыщенности связанным веществом (влажой) пор тела и соотношение (10-3-9) утрачивает свою силу. Только для типичных капиллярнопористых тел с малой гигроскопической влажностью можно принять равенства  $\omega'_i = \omega_i$ ,  $u'_i = u_i$ , сохранив при этом соотношение (10-3-9).

При молярном (гидродинамическом) движении влаги (жидкости, газа, пара) по порам тела в процессах фильтрации плотность потока  $i$ -го вещества  $\dot{J}_{i \text{ mol}}$  ( $\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{сек}$ ) будет равна:

$$\dot{J}_{i \text{ mol}} = P_s \rho_i b_i v_i, \quad (10-3-10)$$

где  $v_i$  — средняя линейная скорость молярного движения  $i$ -го вещества ( $\text{м}/\text{сек}$ ),  $P_s$  — поверхностная пористость тела, равная отношению площади всех пор (дырок) к площади сечения тела в направлении, перпендикулярном направлению вектора  $\dot{J}_{i \text{ mol}}$ .

Эта величина для поликапиллярнопористого тела равна:

$$P_s = \int_{r_0}^{r_{\max}} f_s(r) dr, \quad (10-3-11)$$

где  $f_s(r)$  — дифференциальная кривая распределения поверхностной пористости тела по радиусу пор. Для однородных тел поверхностная пористость тела (просвет тела)  $P_s$  приближенно равна объемной пористости тела.

Строго говоря, величина  $b_i$  в соотношении (10-3-10) отлична от величины  $b_i$  в формуле (10-3-7), однако при условии  $P_v = P_s = P$  будет характеризовать степень заполнения пор  $i$ -м связанным веществом.

Следовательно, можно написать:

$$j_{imol} = P_i b_i v_i. \quad (10-3-12)$$

Соотношением (10-3-12) можно воспользоваться для определения плотности потока капиллярной влаги в монокапиллярнопористом теле. В этом случае  $v_2 = v_{2\text{ cap}}$ , где  $v_{2\text{ cap}}$  — линейная скорость движения жидкости в монокапиллярнопористом теле под действием капиллярных сил.

Кроме того, важно отметить следующее обстоятельство. При обычных условиях, когда давление влажного воздуха в порах тела мало отличается от барометрического, масса воздуха и пара в порах тела ничтожно мала по сравнению с массой жидкости или массой льда. Конечно, при этом предполагается, что тело находится в равновесии с окружающим влажным воздухом, т. е. его влагосодержание отлично от нуля. По расчетам Б. А. Поснова [Л. 67], при нормальных условиях для тел с максимальной пористостью (керамика, древесина и т. д.) масса влажного воздуха в порах тела составляет около  $10^{-5} \%$  от массы жидкости, соответствующей равновесному влагосодержанию тела. Поэтому общее влагосодержание тела  $u$  можно считать равным влагосодержанию жидкости  $u_2$  и льда  $u_3$ .

$$u = \sum_i u_i = u_2 + u_3. \quad (10-3-13)$$

Соотношением (10-3-13) мы воспользуемся при расчете источников связанного вещества, обусловленных фазовыми переходами.

## Уравнения переноса

В первую очередь необходимо остановиться на вопросе о влиянии пористой структуры тела на уравнения переноса. Большинство законов переноса описываются соотношением вида (10-1-23) — плотность потока массы пропорциональна градиенту соответствующего потенциала переноса. Для пористого тела это соотношение можно написать так:

$$j = -k_e \nabla P = \frac{k}{\mu} \nabla P = -k_m \nabla P, \quad (10-3-14)$$

где  $e$  — коэффициент, характеризующий сопротивление переносу пористого тела. Величина, обратная  $e$ , О. Кришпером называется коэффициентом сопротивления  $\mu \left( e = \frac{1}{\mu} \right)$  [Л. 24].

Если поверхностная пористость тела равна объемной пористости ( $P_v = P_s = P$ ), то величина  $e = \frac{1}{\mu} = P$ . Однако пористость  $P$  влажных тел зависит от влагосодержания, поэтому величина  $e$  или  $1/\mu$  также будет зависеть от влагосодержания. Например, при изменении влагосодержания древесины от 10 до 20%  $e$  возрастает в 10 раз [Л. 47], а при изменении влагосодержания картофеля от 6 до 16% величина  $\mu$  увеличивается в 250 раз [Л. 47]. Кроме того, коэффициент  $e$  зависит от температуры. Поэтому вряд ли целесообразно определять величину  $e$

или  $\mu$  как структурные факторы для вязких материалов. С нашей точки зрения, лучше прямой путь определения коэффициента переноса  $k_m$  для данного тела ( $k_m = \varepsilon k$ ).

## Перенос в коллоидных телах

В коллоидном теле влага в основном связана адсорбционными и диффузионно-осмотическими силами. Перенос жидкообразной влаги происходит диффузионным путем по типу избирательной диффузии, вызванной разностью осмотических давлений. Следовательно, плотность потока жидкообразной влаги  $j_2$  прямо пропорциональна градиенту осмотического давления  $\nabla \pi$ . При обычных влагосодержаниях ограничено набухающего тела осмотическое давление, или давление набухания, является функцией влагосодержания, т. е. градиент давления набухания будет прямо пропорционален градиенту влагосодержания. Следовательно, имеем:

$$j_2 = -D_{p2} \nabla p_n = -D_{p2} \left( \frac{\partial p_n}{\partial u} \right) \nabla u = -a_{2k} p_0 \nabla u, \quad (10-3-15)$$

где  $D_{p2}$  — коэффициент диффузии жидкообразной влаги в коллоидном теле, отнесенный к разности давления набухания,  $a_{2k}$  — коэффициент диффузии жидкости в коллоидном теле, отнесенный к разности влагосодержаний.

Влажное коллоидное тело состоит из однородных мицелл, расстояние между которыми сравнимо с молекулярным. Моделью коллоидного тела может служить тело с многочисленными микрокапиллярами молекулярного порядка. Следовательно, в таком модельном типе будет иметь место типичный перенос жидкости, обусловленный градиентом расклинивающего давления  $\mathcal{P}$  или градиентом толщины пленки  $H$ , так как  $\mathcal{P} = f(H)$  \*. Толщина пленки жидкости прямо пропорциональна влагосодержанию тела ( $H \sim u$ ), поэтому в общем случае неизотермического переноса пленкообразной жидкости будем иметь

$$j_{2\text{пл}} = -k_{\text{пл}} p_0 \nabla u + k_{\text{пл}}^T p_0 \nabla T, \quad (10-3-16)$$

где  $k_{\text{пл}}$  и  $k_{\text{пл}}^T$  — соответственно коэффициент изотермического и неизотермического пленочного движения жидкости.

Таким образом, общий поток жидкообразной влаги будет равен

$$j_2 = -(a_{2k} + k_{\text{пл}}) p_0 \nabla u + k_{\text{пл}}^T p_0 \nabla T. \quad (10-3-17)$$

Перенос пара в первом приближении будет определяться процессом молекулярного течения (эффузией).

Плотность молекулярного потока будет пропорциональна градиенту от величины  $p_1/\sqrt{T}$

$$j_1 = 1,064 r_g \sqrt{\frac{M_1}{R}} \nabla \left( \frac{p_1}{\sqrt{T}} \right), \quad (10-3-18)$$

где  $r_g$  — эквивалентный радиус молекулярного течения пара, равный:

$$r_g = \int_{r_0}^{r_{g, \text{макс}}} r f(r) dr,$$

где  $r_0$  — минимальный радиус капилляров тела,  $r_{g, \text{макс}}$  — максимальный радиус капилляров, по которым происходит эффузия. Величина  $r_g$  имеет размерность длины и зависит от кривой распределения пор по радиусу  $f(r)$ .

\* Пленочное движение жидкости имеет место и в капиллярнопористом теле. Однако, как было показано выше, величина пленочного движения в макрокапиллярах незначительна по сравнению с капиллярным движением жидкости.

Если микрокапилляры, по которым проходит пар, частично заполнены жидкостью, то с увеличением влагосодержания  $r_a$  будет увеличиваться. Благодаря наличию под интегралом множителя  $r$  зависимость между  $r_a$  и  $u$  не будет линейной.

Парциальное давление пара  $p_1$  согласно изотерме сорбции есть функция влагосодержания и температуры  $p_1(u, T)$ . Следовательно,  $p_1/\sqrt{T} = f(u, T)$ .

Тогда будем иметь:

$$j = -1,064r_a \sqrt{\frac{M_1}{RT}} \left[ \left( \frac{\partial f}{\partial u} \right)_T \nabla u + \left( \frac{\partial f}{\partial T} \right)_u \nabla T \right] = a_{1a} r_a \nabla u - a_{1a}^T r_a \nabla T, \quad (10-3-19)$$

где  $a_{1a}$  и  $a_{1a}^T$  — соответственно коэффициенты эффузии и термической эффузии пара в пористом теле, равные:

$$\left. \begin{aligned} a_{1a} &= \frac{1}{p_0} 1,064r_a \sqrt{\frac{M_1}{R}} \left( \frac{\partial f}{\partial u} \right)_T; \\ a_{1a}^T &= 1,064r_a \sqrt{\frac{M_1}{R}} \left( \frac{\partial f}{\partial T} \right)_u \frac{1}{p_0}. \end{aligned} \right\} \quad (10-3-20)$$

Так как поток парообразной и жидкообразной влаги определяется  $\nabla u$  и  $\nabla T$ , то общий поток влаги в коллоидном теле будет равен:

$$j = j_1 + j_2 = -a_{mk} p_0 \nabla u - a_{mk}^T p_0 \nabla T, \quad (10-3-21)$$

где коэффициенты диффузии и термодиффузии влаги в коллоидном теле будут равны:

$$a_{mk} = a_{1a} + a_{2k} + k_{пл}; \quad a_{mk}^T = a_{1a}^T + k_{пл}^T. \quad (10-3-22)$$

Зависимость между коэффициентом диффузии влаги  $a_{mk}$  и влагосодержанием  $u$  приведена на рис. 10-15 для каолина, желатина и торфа. Типичным коллоидным телом является желатин, в каолине и торфе имеет место и капиллярная влага. Первоначальный участок влагосодержания для каолина и торфа соответствует капиллярной и адсорбционной влаге.

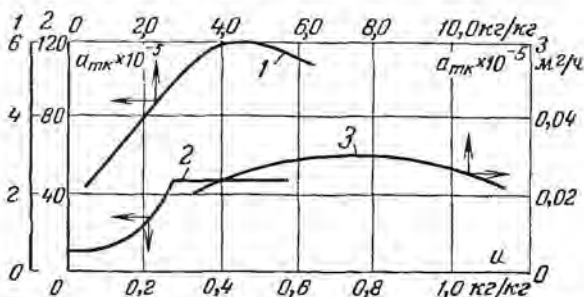


Рис. 10-15. Зависимость коэффициента диффузии влаги от влагосодержания коллоидных тел.

1 — торф; 2 — каолин; 3 — желатин.

Из рис. 10-15 видно, что коэффициент диффузии влаги  $a_{mk}$  с повышением влагосодержания немного увеличивается, достигая некоторого максимума, а затем уменьшается. Следовательно, коэффициент диффузии влаги в коллоидном теле мало изменяется.

Следовательно, механизм переноса влаги в коллоидном теле соответствует диффузии влаги. Небольшое уменьшение коэффициента  $a_{mk}$  в области больших влагосодержаний объясняется тем, что величина  $(\partial p/\partial u)_T$  для осмотической влаги уменьшается с увеличением  $u$ . Обычно экспериментально определяется относи

тельный коэффициент термодиффузии  $a_{mk}^T/a_{mk}$ . В первом приближении относительный коэффициент термодиффузии равен термоградиентному коэффициенту, его значение приведено на рис. 1-37 и 1-38.

## Перенос жидкообразной влаги в капиллярнопористом теле

Капиллярнопористое тело является сложным пористым телом. Простейшей моделью его может служить модель связанных между собой капиллярных трубок.

Предположим, что капиллярнопористое тело имеет влагу макрокапилляров и связанную физико-механическим путем (осмотически связанной и адсорбированной влагой пренебрегаем). Для тела монокапиллярной структуры поток массы жидкообразной влаги будет прямо пропорционален скорости движения жидкости в одиночном капилляре  $v_{cap}$ , т. е.

$$j_{2\text{ cap}} = \Pi \rho_2 b_2 v_{2\text{ cap}} \quad (10-3-23)$$

Скорость капиллярного движения является линейной функцией  $1/x$ :

$$v_{cap} = B \frac{\bar{r}^2 \rho_2}{\eta_2} \left( \frac{\Psi_r}{x} - g_k \right) = \frac{B \bar{r}^2 \rho_2}{\eta_2} \frac{\Psi}{x}, \quad (10-3-24)$$

где  $B$  — постоянная величина, зависящая от структуры тела,  $\Psi$  — суммарный потенциал ( $\Psi_r - \Psi_g$ ).

В отличие от тела поликапиллярной структуры тело монокапиллярной структуры имеет постоянный капиллярный потенциал  $\Psi_r$ , определяемый из опыта.

Для пористого тела с поликапиллярной структурой поток жидкости прямо пропорционален градиенту капиллярного потенциала  $\nabla \Psi$ :

$$j_{cap} = k_\psi \nabla \Psi. \quad (10-3-25)$$

где  $k_\psi$  — коэффициент капиллярной проводимости, равный:

$$k_\psi = \frac{\rho_2^2}{8\eta_2} \int_{r_0}^r r^2 f_s(r) dr,$$

Градиент капиллярного потенциала равен:

$$\nabla \Psi = - \frac{2\sigma \cos \Theta}{\rho_2 r^2} \nabla r. \quad (10-3-26)$$

Для монокапиллярного тела  $f_s(r) = \infty$ , а следовательно,  $k_\psi = \infty$ ,  $\nabla \Psi = 0$ , так как  $\nabla r = 0$ , поэтому формула (10-3-26) для этого тела неприменима.

Капиллярный потенциал  $\Psi$  есть функция температуры и влагосодержания тела. Для изотермических условий  $\nabla \Psi$  прямо пропорционален  $\nabla u$ :

$$\nabla \Psi = - \frac{2\sigma \cos \Theta \rho_0}{r^2 \rho_2^2 f_s(r)} \nabla u. \quad (10-3-27)$$

Тогда будем иметь:

$$j_{2\text{ cap}} = - a_{2\text{ cap}} \rho_0 \nabla u, \quad (10-3-28)$$

где

$$a_{2\text{ cap}} = \frac{\sigma \cos \Theta}{4\eta_2 r^2 f_s(r)} \int_{r_0}^r r^2 f_s(r) dr. \quad (10-3-29)$$

Соотношение (10-3-28) аналогично закону концентрационной диффузии, поэтому капиллярное перемещение жидкости в поликапиллярном теле называют капиллярной диффузией, а коэффициент  $a_{2\text{ cap}}$  — коэффициентом капиллярной диффузии жидкости.



Для неизотермических условий поток капиллярной влаги равен:

$$j_{cap} = k_{\phi} \nabla \Psi = -a_{2cap} \rho_0 \nabla u - a_{2cap}^T \rho_0 \nabla T, \quad (10-3-30)$$

где  $a_{2cap}^T$  — коэффициент капиллярной термодиффузии жидкости,

$$a_{2cap}^T = \frac{\rho_2 \cos \Theta}{4\rho_0 \eta_2 r} \frac{d\sigma}{dT} \int_{r_0}^r r^2 f_2(r) dr. \quad (10-3-31)$$

### Капиллярное движение жидкости при испарении и конденсации влаги

Если влажность тела превышает максимальную гигроскопическую, то макрокапилляры пористого тела частично заполнены водой. В этих условиях движение капиллярной жидкости происходит при перепаде капиллярного потенциала. В отличие от случая капиллярного впитывания жидкости, происходящего при непосредственном соприкосновении тела с жидкостью, капиллярный потенциал определяется здесь неоднозначно. Например, если в пористое тело с однородным составом капилляров (песок) ввести ограниченное количество жидкости, то она заполняет не все тело, а только часть его, при этом влажный участок граничит с сухим. Поведение жидкости в песке очень похоже на ее поведение в элементарном капилляре с ограниченным содержанием жидкости. В обоих случаях капиллярный потенциал равен нулю, так как кривизна менисков по периметру влажного участка одинакова. Для элементарного капилляра имеем:

$$\Psi = \frac{2\sigma}{\rho_2} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (10-3-32)$$

Отсюда следует, что при  $r_1 = r_2$  потенциал  $\Psi$  равен нулю. Прибавление жидкости только увеличивает зону влажного участка, не изменяя его потенциала.

Этим объясняется отсутствие переноса влаги, которое наблюдается между двумя образцами некоторых влажных тел с монодисперсной структурой при различной их влажности. Вода, сосредоточенная отдельно, ограниченными скоплениями не перемещается ни внутри образца, ни от одного образца к другому. Все различие между образцами состоит только в количестве скоплений жидкости (макрокапилляры этих образцов влажных тел были примерно одинакового диаметра).

Но если такой влажный участок тела привести в соприкосновение с сухим телом, капилляры которого имеют меньший радиус, то узкие капилляры будут высасывать жидкость из широких. Следовательно, в этом случае движение жидкости будет происходить от участка с нулевым потенциалом (влажный участок с равномерным заполнением капилляров) к участку с более низким, отрицательным потенциалом (сухое тело с узкими капиллярами). Это явление вполне аналогично передаче тепла от тела с нулевой температурой к телу с более низкой, отрицательной температурой.

Только в телах с резко выраженной полидисперсной структурой возможно примерно равномерное распределение жидкости по объему.

Если внутри пористого тела, частично заполненного жидкостью, происходит ее испарение, то наблюдается движение жидкости по капиллярнопористой системе в зону испарения. Это движение обусловлено действием различных причин. В простейшем случае можно считать, что при испарении жидкости более узкие капилляры впитывают жидкость из широких капилляров аналогично перемещению жидкости из широкого капилляра в узкий. Некоторые исследователи считают, что при испарении кривизна мениска увеличивается, в результате чего жидкость перемещается в зону испарения.

По другим соображениям движение жидкости в узкой части капилляра сопровождается испарением и конденсацией пара в широкой его части. Согласно этим представлениям единого потока жидкости по капиллярам не существует. Жидкость, перемещаясь по узкой части капилляра, достигает широкой его части. Здесь происходит испарение, сопровождаемое диффузией пара с последующей его конденсацией на поверхности мениска узкой части капилляра и т. д. Как показы-

вают многочисленные опыты по сушке влажных материалов, пар, образующийся при испарении жидкости, диффундирует по капиллярнопористой системе тела, не конденсируясь в жидкость. Конденсация пара на поверхности мениска в макрокапиллярах требует некоторого избытка пара, что не может иметь место даже при полном насыщении паровоздушной среды.

Таким образом, при движении жидкости по капиллярам, вызванном испарением или конденсацией влаги, потенциал  $\Psi$  для отдельного капилляра (или соединенных капилляров) определяется соотношением (10-3-32). При этом необходимым условием движения является наличие неравенства  $r_1' \geq r_2$ .

Если в качестве модели тела принять модель конического капилляра, изменение радиуса которого по длине его определяется в соответствии с кривой распределения по радиусу  $f_s(r)$ , то на основании соотношения (10-3-32) получим формулу аналогичную (10-3-24) для потока влаги. При этом зависимость между капиллярным потенциалом и радиусом пор будет определена другим соотношением.

## Перенос парообразной влаги в капиллярнопористом теле

Некоторые исследователи [Л. 19] перенос пара во влажном теле при наличии испарения описывают законом диффузии пара с поправкой на конвективный поток Стефана, т. е. формулой (10-1-21), где коэффициент переноса  $k_{исп}$  равен

$$k_{исп} = \frac{D_{12}M}{RT(1 - p_{1от})},$$

где  $p_{1от}$  — среднее относительное парциальное давление пара в пограничном слое.

Соотношения (10-1-18) или (10-1-22) справедливы, когда трубка является макрокапиллярной трубкой ( $r \geq 10^{-5}$  см). В микрокапиллярах поток парообразной влаги определяется законом эффузии, т. е. описывается формулой (10-1-42).

Кроме того, в порах тела сравнительно большого радиуса (кавернах) имеют место конвекционные токи (рис. 10-8), которые значительно изменяют механизм переноса пара. В этом случае молекулярная диффузия будет сочетаться с конвективной диффузией.

Однако не только эти причины искажают механизм переноса по Стефану. Предположим, что пористое тело представляет собой набор сообщающихся капиллярных трубок (простейшая модель параллельных капиллярных трубок).

Испарение жидкости происходит на некоторой глубине  $\xi$  от поверхности тела. По толщине этого слоя  $\xi$  имеется перепад температуры  $\Delta t = t_2 - t_1$ . В закрытых капиллярах имеет место циркуляция влажного воздуха, обусловленная тепловым скольжением (рис. 10-16). Это циркуляционное движение обусловлено небольшим градиентом давления внутри замкнутых капилляров. В открытых капиллярах, сообщающихся с атмосферным воздухом, перепад общего давления релаксируется со скоростью звука, поэтому градиент общего давления равен нулю ( $P = P_6 = \text{const}$ )\*.

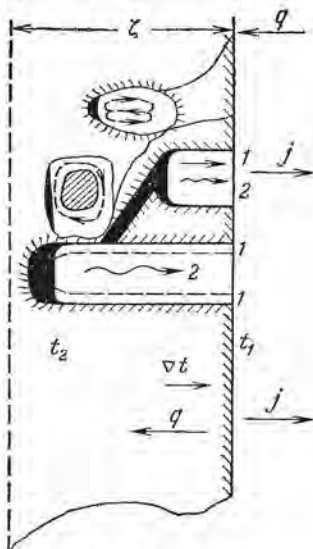


Рис. 10-16. Схема движения влаги и тепла в поверхностном слое капиллярно-пористого тела.

1 — поток скольжения; 2 — поток Стефана;  $q$  — поток тепла;  $j$  — поток влаги;  $t_2 < t_1$ .

\* Градиент общего давления может иметь место не только при температуре тела выше  $100^\circ\text{C}$ , когда давление насыщенного пара больше барометрического, но и при интенсивном нагреве тела с внутренними источниками тепла (сушка токами высокой частоты), когда его температура меньше  $100^\circ\text{C}$  (см. выше).

В открытых капиллярах влажный воздух будет перемещаться по направлению температурного градиента (против потока тепла) к поверхности тела с некоторой скоростью (рис. 10-16). Эта скорость теплового скольжения прямо пропорциональна температурному градиенту ( $v_c = k_c \nabla T$ ). Поток парообразной влаги, переносимый при помощи теплового скольжения, мы называем диффузионным потоком скольжения. Он будет равен

$$j_c = \rho_1 v_c = \varepsilon_1 \rho_1 k_c \nabla T, \quad (10-3-33)$$

где  $k_c$  — коэффициент диффузии скольжения влажного тела. Коэффициент диффузии скольжения прямо пропорционален коэффициенту кинематической вязкости  $\nu$  и зависит от влагосодержания \*.

Таким образом, суммарный поток пара в капиллярнопористом теле будет равен сумме диффузионного потока и диффузионного потока скольжения, а также потока эффузии по микрокапиллярам

$$j_1 = - \frac{D_{12} \varepsilon_1 M_1}{RT (1 - p_{1 \text{от}})} \nabla p_1 + \varepsilon_1 \rho_1 k_c \nabla T - 1,064 \sqrt{\frac{M_1}{R}} r_s \nabla \left( \frac{p_1}{\sqrt{T}} \right). \quad (10-3-34)$$

Парциальное давление пара  $p_1$  является функцией влагосодержания и температуры, поэтому имеет место соотношение

$$\nabla p_1(u, T) = \left( \frac{\partial p_1(u, T)}{\partial u} \right)_T \nabla u + \left( \frac{\partial p_1(u, T)}{\partial T} \right)_u \nabla T. \quad (10-3-35)$$

Тогда формулу (10-3-34) можно написать так:

$$j_1 = - a_{1 \text{cap}} \rho_0 \nabla u - a_{1 \text{cap}}^T \rho_0 \nabla T, \quad (10-3-36)$$

где  $a_{1 \text{cap}}$  и  $a_{1 \text{cap}}^T$  — соответственно коэффициенты диффузии и термической диффузии парообразной влаги в капиллярнопористом теле, равные:

$$a_{1 \text{cap}} = \frac{1}{\rho_0} \frac{D_{12} \varepsilon_1 M_1}{RT (1 - p_{1 \text{от}})} \left( \frac{\partial p_1(u, T)}{\partial u} \right)_T + \frac{1,064 r_s}{\rho_0} \sqrt{\frac{M_1}{R}} \left( \frac{\partial f}{\partial u} \right)_T; \quad (10-3-37)$$

$$a_{1 \text{cap}}^T = \frac{1,064}{\rho_0} \sqrt{\frac{M_1}{R}} r_s \left( \frac{\partial f}{\partial u} \right)_u + \frac{1}{\rho_0} \frac{D_{12} \varepsilon_1 M_1}{RT (1 - p_{1 \text{от}})} \times \\ \times \left( \frac{\partial p_1(u, T)}{\partial T} \right)_u - \varepsilon_1 \rho_1 k_c / \rho_0. \quad (10-3-38)$$

Необходимо отметить, что в формуле (10-3-38) третий член  $\frac{\varepsilon_1 \rho_1}{\rho_0} k_c$  имеет знак минус. Это означает, что перенос парообразной влаги диффузией скольжения направлен против потока тепла. Поэтому если сумма первых двух членов в формуле (10-3-38) меньше третьего члена, то коэффициент  $a_{1 \text{cap}}^T$  будет отрицательным.

Суммарный поток влаги будет равен:

$$j = j_1 + j_2 = a_{m \text{cap}} \rho_0 \nabla u - a_{m \text{cap}}^T \rho_0 \nabla T, \quad (10-3-39)$$

\* Явление циркуляции влажного воздуха в почвах и грунтах впервые было обнаружено В. Г. Корневым [Л. 22]. При нагреве почвы влажный воздух по микрокапиллярам движется внутрь, а по капиллярам меньших размеров выходит в окружающую среду. Внутри почвенного слоя происходит циркуляция влажного воздуха. При этом имеет место частичный обмен воздуха с окружающей средой. В процессе испарения влаги из почвы пар частично перемещается в окружающую среду, а частично перемещается внутрь, где и конденсируется. В последних работах по испарению влаги из торфяных грунтов этот механизм переноса пара при испарении был подтвержден при помощи радиоактивных изотопов.

где  $a_{т сар}$  и  $a^T_{сар}$  — коэффициенты диффузии и термической диффузии влаги, равные:

$$a_{т сар} = a_{1 сар} + a_{2 сар}; \quad a^T_{сар} = a^T_{1 сар} + a^T_{2 сар} \quad (10-3-40)$$

На рис. 10-17 приведены кривые  $a_{т сар} = f(u)$  для диатомовой крошки при разных температурах (от 25 до 65° C), а на рис. 10-18 — аналогичная зависимость приведена для диатомовых обожженных плит и кварцевого песка. Из рис. 10-17 и 10-18 видно, что коэффициент диффузии влаги с увеличением влагосодержания увеличивается.

При больших влагосодержаниях коэффициент  $a_{т сар}$  перестает зависеть от влажности и становится величиной по-

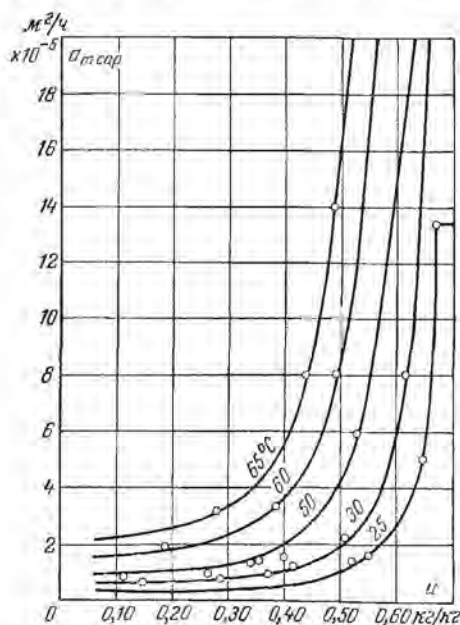


Рис. 10-17. Зависимость коэффициента диффузии влаги диатомовой крошки от влагосодержания и температуры (по данным В. И. Дубницкого).

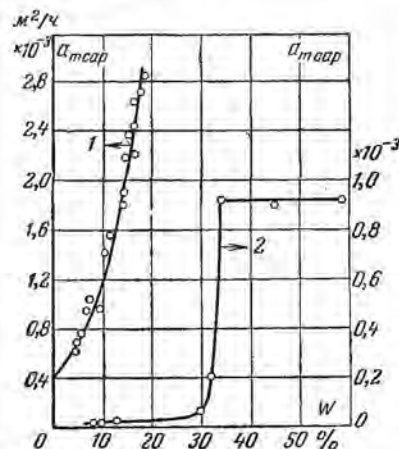


Рис. 10-18. Зависимость коэффициента диффузии влаги от влагосодержания капиллярнопористых тел.

1 — кварцевый песок; 2 — диатомовые обожженные плиты ( $\rho = 500 \text{ кг/м}^3$ ,  $t = 20^\circ \text{C}$ ).

стоянной. Это объясняется тем, что в данном интервале влагосодержания (от 35 до 60%) радиусы пор изменяются незначительно, вследствие чего коэффициент  $a_{т сар}$  становится величиной постоянной [см. соотношение (10-3-29)].

На рис. 10-19 приведены кривые изменения коэффициента  $a_{т сар}$  от влажности капиллярнопористых тел (асбоцементных плит, автоклавного бетона и минеральной ваты) по данным В. И. Дубницкого [Л. 15]. Из рис. 10-19 видно, что с повышением влагосодержания коэффициент  $a_{т сар}$  по-прежнему увеличивается, а при больших влагосодержаниях опять становится постоянным (асбоцементные плиты). Для минеральной ваты коэффициент  $a_{т сар}$  непрерывно увеличивается. Минеральная вата состоит из тонких волокон (игл) диаметром в 5—50 мк, расположенных относительно друг друга произвольно. Расстояние между волокнами при объемной плотности ваты 220—280 кг/м<sup>3</sup> колеблется от 20 до 1 000 мк, а радиус макропор изменяется от  $10^{-3}$  до  $10^{-1}$  см. Весьма вероятно, что при большой влажности ваты преимущественное влияние оказывает поле тяжести, что и приводит к изменению вида кривой  $a_{т сар} = f(u)$  этого тела.

С повышением температуры коэффициент диффузии увеличивается, так как вязкость жидкости уменьшается с повышением температуры более значительно, чем поверхностное натяжение.

Итак,

$$\frac{(a_{m \text{ cap}})_t}{(a_{m \text{ cap}})_0} = \frac{\sigma_t \eta_0}{\sigma_0 \eta_t}, \quad (10-3-41)$$

где индексы  $t$  и  $0$  обозначают, что данная физическая величина отнесена соответственно к температурам  $t$  и  $0^\circ \text{C}$ .

На рис. 10-20 приведена графическая зависимость отношения коэффициентов  $a_{m \text{ cap}}$  при температурах  $t$  и  $40^\circ \text{C}$  от температуры тела. Это отношение было вычислено по формуле (10-3-41) на основании экспериментальных данных П. Д. Лебедева [Л. 28] для кварцевого песка.

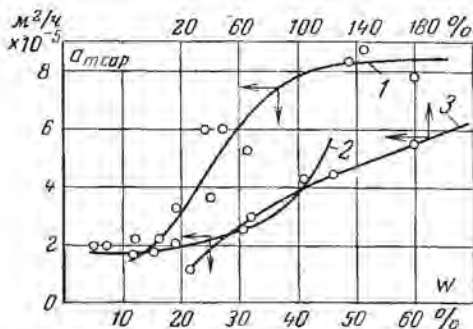


Рис. 10-19. Зависимость коэффициента диффузии влаги от влагосодержания капиллярнопористых тел при температуре  $20^\circ \text{C}$ .

1 — асбестоцементные плиты,  $\rho = 390 \text{ кг/м}^3$ ; 2 — автоклавный бетон,  $\rho = 400 \text{ кг/м}^3$ ; 3 — минеральная вата,  $\rho = 280 \text{ кг/м}^3$ .

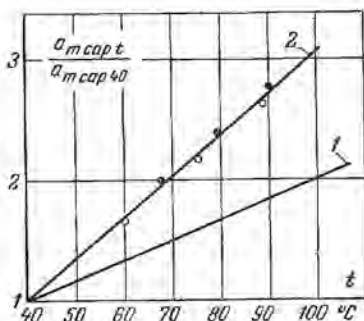


Рис. 10-20. Зависимость  $\frac{(a_{m \text{ cap}})_t}{(a_{m \text{ cap}})_0}$  от температуры капиллярнопористого тела (песка).

1 — по формуле (10-3-41); 2 — по опытным данным П. Д. Лебедева;  $\circ$  — влагосодержание 7%;  $\bullet$  — влагосодержание 12%.

Из рис. 10-20 видно, что в интервале температур от  $40$  до  $100^\circ \text{C}$  зависимость  $(a_{m \text{ cap}})_t / (a_{m \text{ cap}})_{40}$  от температуры близка к линейной. Экспериментальные данные для песка также дают линейную зависимость от температуры, но эта прямая расположена выше первой прямой. Это расхождение свидетельствует о том, что при данных условиях опытов (влагосодержание песка 7—12%, интервал температур  $40$ — $100^\circ \text{C}$ ) перенос влаги происходит не только в виде жидкости, но и в виде пара.

На рис. 10-21 приведена зависимость коэффициента диффузии влаги от влагосодержания для пористой керамики ( $\Pi = 0,28$ ) при разных температурах. Аналогичные кривые были получены и при других значениях пористости. Если обозначить коэффициент диффузии влаги при влагосодержании  $0\%$  ( $u = 0$ ) через  $(a_{m \text{ cap}})_0$ , то экспериментальные данные хорошо описываются следующей эмпирической формулой В. П. Журавлевой [Л. 16]:

$$\frac{(a_{m \text{ cap}})_0}{a_{m \text{ cap}}} = 1,063 \Pi^{0,27} T^{-1,31} - 3,5 \Pi^{0,27} u, \quad (10-3-42)$$

т. е. величина, обратная коэффициенту диффузии влаги  $1/a_{m \text{ cap}}$ , является линейной функцией влагосодержания.

Формула (10-3-42) справедлива в следующих интервалах:  $u$  и  $t$  ( $0 < u < 0,20$ ); ( $15 < t < 50^\circ \text{C}$ ).

Относительный коэффициент термодиффузии влаги, экспериментально определяемый по формуле  $\delta = a_{m \text{ cap}}^T / a_{m \text{ cap}}$ ,

$$\delta = \left( \frac{j}{a_{m \text{ cap} p_0} - \frac{\partial u}{\partial x}} \right) \left| \frac{\partial t}{\partial x} \right| \quad (10-3-43)$$

изменяется от влагосодержания и температуры. Характер кривых  $\delta = f(u, T)$  зависит от механизма переноса влаги.

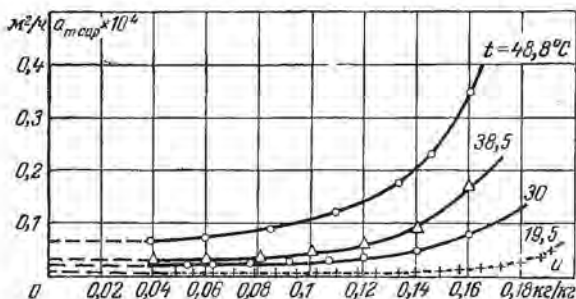
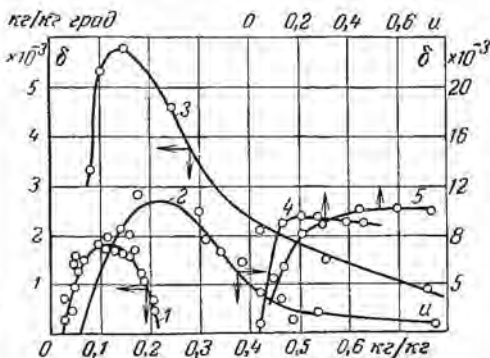


Рис. 10-21. Зависимость коэффициента диффузии влаги  $a_m$  ( $\text{м}^2/\text{с}$ ) от влагосодержания  $u$  ( $\text{кг}/\text{кг}$ ) керамического образца пористостью 28% при разных температурах сушки.

Кривые  $\delta = f(u)$  для некоторых капиллярнопористых тел приведены на рис. 10-22. Если перенос влаги происходит в виде жидкости, то изменение коэффициента  $\delta$  от влагосодержания тела обусловлено величиной  $r f_s(r)$ . С увеличением влагосодержания тела  $r$  увеличивается, а функция распределения пор уменьшается. В области малых влагосодержаний макропористых тел произве-

Рис. 10-22. Зависимость относительного коэффициента термодиффузии  $\delta$  ( $\text{кг}/\text{кг} \cdot \text{град}$ ) от влагосодержания  $u$  ( $\text{кг}/\text{кг}$ ).

1 — для кварцевого песка; 2 — асбоцементных плит ( $\rho = 390 \text{ кг}/\text{м}^3$ ); 3 — диатомовых плит ( $\rho = 600 \text{ кг}/\text{м}^3$ ); 4 — минеральной ваты ( $\rho = 220 \text{ кг}/\text{м}^3$ ); 5 — автоклавного бетона ( $\rho = 400 \text{ кг}/\text{м}^3$ ).



дение  $r f_s(r)$  с увеличением  $u$  возрастает, а следовательно, коэффициент  $\delta$  также возрастает (рис. 10-22). Если функция  $f_s(r)$  с увеличением  $r$  уменьшается обратно пропорционально  $r$ , то произведение  $r f_s(r)$  будет величиной постоянной. Тогда коэффициент  $\delta$  при изменении влагосодержания будет также величиной постоянной, как это имеет место для минеральной ваты и автоклавного бетона (рис. 10-22).

Если функция  $f_s(r)$  с увеличением  $r$  уменьшается обратно пропорционально  $r^n$ , где  $n$  больше единицы, то произведение  $r f_s(r)$ , а следовательно, и коэффициент  $\delta$  с увеличением влагосодержания будут уменьшаться (рис. 10-22). В случае, когда пористое тело имеет поры одинакового радиуса, функция распределения



пор  $f_s(r)$  равна нулю. Следовательно, коэффициент  $\delta$  при некотором влагосодержании тоже будет равен нулю, что подтверждается экспериментальными данными для кварцевого песка.

## Влагоперенос в коллоидных капиллярнопористых телах

Влажные материалы являются капиллярнопористыми коллоидными телами, перенос влаги в которых определяется разными явлениями, рассмотренными выше при анализе переноса в коллоидных и пористых телах.

Если исключить из рассмотрения пористые тела монокапиллярной структуры, а также пренебречь влиянием силы тяжести (типично капиллярнопористые коллоидные тела), то влагоперенос описывается градиентом влагосодержания и температуры. Это происходит потому, что различные термодинамические силы влагопереноса являются функциями  $u$  и  $T$ , поэтому они могут быть выражены через  $\nabla u$  и  $\nabla T$ .

Таким образом, влагоперенос в коллоидных капиллярнопористых телах описывается следующей формулой:

$$j = -a_m \rho_0 \nabla u - a_m^T \rho_0 \nabla T = -a_m \rho_0 (\nabla u + \delta \nabla T), \quad (10-3-44)$$

где  $a_m$  и  $a_m^T$  — соответственно коэффициенты диффузии и термодиффузии влажных тел,  $\delta$  — относительный коэффициент термодиффузии ( $\delta = a_m^T/a_m$ ).

Согласно формулам (10-3-40), (10-3-31) и (10-3-29) коэффициенты  $a_m$ ,  $a_m^T$  и  $\delta$  соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} a_m &= a_{m \text{ cap}} + a_{m \kappa}; & a_m^T &= a_{m \text{ cap}}^T + a_{m \kappa}^T; \\ \delta &= \frac{\delta_{\text{cap}} a_{m \text{ cap}} + \delta_{\kappa} a_{m \kappa}}{a_{m \text{ cap}} + a_{m \kappa}}. \end{aligned} \right\} \quad (10-3-45)$$

Коэффициенты  $a_m$  и  $\delta$  являются функциями влагосодержания и температуры.

Характер изменения коэффициента  $a_m$  при различных влагосодержаниях определяется формой связи влаги с телом и видом влагопереноса (перенос пара или жидкости). Для типичных капиллярнопористых тел с повышением влагосодержания коэффициент возрастает, а при больших влагосодержаниях становится постоянным.

Непрерывное увеличение коэффициента  $a_m$  с повышением влагосодержания типичных капиллярнопористых тел характерно для влагопереноса пара. Если массоперенос происходит в виде жидкости, то коэффициент  $a_m$  может возрастать или оставаться постоянным с повышением влагосодержания в зависимости от вида дифференциальной кривой распределения пор по радиусам.

Для капиллярнопористого тела с наличием осмотической влаги изменение коэффициента  $a_m$  от влагосодержания происходит по сложной кривой (рис. 10-23). С увеличением влагосодержания до 0,3 кг/кг коэффициент  $a_m$  увеличивается, при этом влагоперенос происходит в виде пара и жидкости (пунктиром нанесена кривая с учетом переноса только жидкости). При увеличении влагосодержания от 0,3 до 1,05 коэффициент  $a_m$  уменьшается. Это можно объяснить следующим образом: древесина представляет собой сложное капиллярнопористое тело. Жидкость в ней движется не только под действием капиллярных сил, но также под влиянием избирательной диффузии (осмоса). При этом суммарный влагоперенос лимитируется скоростью диффузионного влагопереноса, которая значительно меньше скорости молярного движения под действием капиллярных сил. Поскольку диффузионный перенос преобладает над молярным, коэффициент  $a_m$  с повышением влагосодержания уменьшается. При влагосодержании свыше 1 кг/кг (100%) заполняются макрокапилляры одинакового радиуса, что вызывает резкое увеличение коэффициента  $a_m$ , так как величина функции распределения пор по радиусу капилляров на этом участке стремится к нулю. Однако надо отметить, что вышеприведенный анализ носит упрощенный характер. В существующем про-

цессе влагопереноса никакой резкой границы между отдельными потоками влаги нет, а получаемые опытным путем закономерности являются результатом суммарных воздействий.

Изменение коэффициента  $a_m$  древесины в зависимости от ее влагосодержания вообще невелико. По данным П. С. Серговского [Л. 76], коэффициент диффузии влаги древесины  $a_{mт}$  в тангенциальном направлении в интервале влагосодержания от 10 до 30% может быть вычислен по следующим эмпирическим формулам: для древесины ядра (независимо от породы) и спелой древесины хвойных пород

$$a_{mт} = 0,845 \cdot 10^{-20,1} T^{10} \rho^{-3,8}; \quad (10-3-46)$$

для древесины заболони независимо от породы и древесины без ядровых листовых пород

$$a_{mт} = 0,845 \cdot 10^{-18,3} T^{10} \rho^{-3,9}. \quad (10-3-47)$$

Коэффициент диффузии влаги древесины в радиальном направлении  $a_{mр}$  может быть определен в зависимости от процентного содержания сердцевидных лучей ( $П$ ) в общем объеме по формуле П. С. Серговского

$$a_{mр} = a_{mт} \left( 1 + \frac{2П}{100} \right). \quad (10-3-48)$$

В соотношениях (10-3-46) — (10-3-48)  $a_{mт}$  и  $a_{mр}$  имеют размерность  $м^2/г$ , плотность —  $\rho$ ,  $кг/м^3$ .

Экспериментально было установлено, что отношение  $a_{mр}/a_{mт}$  составляет для сосны 1,15, для дуба 1,50, для бука 1,70.

Как видно из формул (10-2-46) — (10-2-48), коэффициент  $a_m$  зависит от температуры. В первом приближении можно считать, что коэффициент  $a_m$  изменяется прямо пропорционально  $T^n$ , где  $n$  — показатель степени, изменяющийся от 10 до 14.

Опыты, проведенные Я. М. Минниовичем [Л. 50] с керамической массой, состоящей из 45% часов-ярской глины и 55% мелкого шамота, показали, что коэффициент  $a_m$  при влагосодержании больше максимального сорбционного влагосодержания ( $\theta > 100^\circ М$ ), не зависит от влагосодержания и определяется только температурой:

$$a_m = \left( \frac{T}{290} \right)^{14} \cdot 10^{-3} \rho_0^{-1}, \quad (10-3-49)$$

а в гигроскопической области ( $0 < \theta < 100^\circ М$ ) зависит и от влагосодержания и температуры:

$$a_m = \left( 0,2 + \frac{14}{373 - T} + \frac{0,3}{13 - 0,00246T - u} \right) \left( \frac{T}{290} \right)^{14} 10^{-3} \rho_0^{-1}. \quad (10-3-49a)$$

Здесь  $a_m$  имеет размерность  $м^2/г$ , а плотность  $\rho_0$  —  $кг/м^3$ .

Необходимо отметить, что формула (10-3-42) В. П. Журавлевой справедлива и для коллоидных капиллярипористых тел. Например, экспериментальные данные В. И. Дубницкого, Я. М. Минниовича и других исследователей [Л. 15, 50] о коэффициенте диффузии влаги хорошо описываются эмпирической формулой

$$\frac{a_{m0}}{a_m} = 1 - Bu, \quad (10-3-50)$$

где  $a_{m0}$  — постоянная, зависящая только от температуры,  $B$  — постоянная, зависящая от пористости или удельной массы скелета тела.

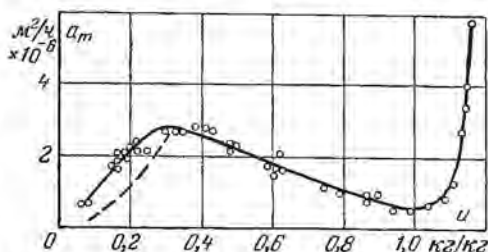


Рис. 10-23. Изменение коэффициента диффузии влаги  $a_m$  древесины (сосна) от влагосодержания  $u$  при температуре  $30^\circ С$  (по данным Фойга, Кришера и Шаусса).

**Постоянные формулы зависимости коэффициента диффузии влаги от влагосодержания и температуры  
для ряда материалов**

№ п/п.	Материал	$P_0, \text{ кг/м}^3$	$T, ^\circ\text{C}$	$\bar{u}, \text{ кг/кг}$	Коэффициент $B$	$a_{00}$	По данным
1	Пенодиатомовый кирпич . . . . .	270	321	0,7—1,25	0,83	2,62	Е. И. Сизяковой
2	Асбоцементные плиты . . . . .	390	293	0,1—0,6	1,52	10,33	В. И. Дубницкого
3	Автоклавный бетон . . . . .	400	293	0,1—0,4	1,67	6,11	В. И. Дубницкого
4	Диатомовые обожженные плиты . . . . .	500	293	0,1—0,5	2,44	12,08	В. И. Дубницкого
5	Диатомовая крошка . . . . .	510	298—338	0,1—0,7	1,6	0,50	В. И. Дубницкого
6	Гипс . . . . .	980	286	0,16—0,30	3,27	1,87	А. В. Лыкова
7	Кварцевый песок . . . . .	1 410	318	0,02—0,213	4,86	50,58	Н. Н. Бабьева
8	Пористая керамика . . . . .	1 684	292—321	0,04—0,16	5,1	0,323	В. П. Журавлевой
9	Пористая керамика . . . . .	1 846	292—321	0,04—0,11	5,65	0,645	В. П. Журавлевой
10	Желатин . . . . .	65	293—297	45—75	0,110	0,190	А. В. Лыкова, Ф. М. Полонской
11	Торф низинный (степень разложения 20%)	160	318	0,5—4,55	0,20	24,6	Н. Н. Бабьева
12	Фуксум-торф (степень разложения 20%) . .	170	293	0,3—8,5	0,122	6,66	С. С. Корчунова и С. М. Дулькина
13	Кусковой торф . . . . .	185	323—353	0,8—2,4	0,46	0,602	Б. И. Пятачкова
14	Древесина (сосна) . . . . .	495	313—373	0,1—0,35	2,60	1,955	П. Д. Лебедева
15	Пшеничное тесто . . . . .	950	318	0,3—0,5	2,04	0,002	А. В. Лыкова
16	Макаронное тесто . . . . .	1 150	303—338	0,22—0,44	2,23	0,0004	И. С. Мельниковой
17	Глина . . . . .	1 460	318	0,035—0,546	3,22	6,10	Н. Н. Бабьева
18	Каолин . . . . .	1 700	298	0,05—0,3	3,37	13,95	А. В. Лыкова

Значения постоянной  $B$  приведены в табл. 10-3. Если построить график  $B = f(\rho_0)$ , то для некоторых влажных материалов (торф, каолин, древесина, мука) получим прямую, проходящую через начало координат. Следовательно, для данных материалов справедлива следующая эмпирическая формула:

- а) для капиллярнопористых тел  $B = 0,0035 \rho_0$ ;  
 б) для коллоидных капиллярнопористых тел  $B = 0,0020 \rho_0$ . Коэффициент  $a_{m0}$  зависит от температуры в виде соотношения

$$a_{m0} = a_{00} D \left( \frac{T}{1000} \right)^n, \quad (10-3-51)$$

где  $D$  и  $n$  — постоянные, равные: для капиллярнопористых тел  $n = 20$ ;  $D = 10^5$ ; для коллоидных капиллярнопористых тел  $D = 1$ ,  $n = 10$ . Постоянная  $a_{00}$  приведена в табл. 10-3.

Н. Е. Горобцова [Л. 8] на основе обработки экспериментальных данных материалов разных исследователей по величине коэффициента диффузии влаги  $a_m$  предлагает следующую обобщенную формулу:

$$\frac{a_0}{a_m} = 1 - A u \rho_0, \quad (10-3-52)$$

где  $A$  — постоянная, равная приблизительно  
 для капиллярнопористых тел  $A = 0,0032$ ;  
 для коллоидных тел  $A = 0,0008$ ;  
 для капиллярнопористых коллоидных тел  $A = 0,0019$ .

Таблица 10-4

Постоянные  $A_0 \cdot 10^{-5}$  и  $n$  в формуле (10-3-53) для некоторых влажных материалов [Л.8]

Наименование материала	$\rho_0$	$T, ^\circ K$	$u, \%$	$A_0 \cdot 10^{-5}$	$n$
Огнеупорный шамотный кирпич . .	1900	307—320	8—16	3,30	16,6
Пенобетон . . . . .	450	295—318	10—40	3,86	11,0
Газобетон на смешанном вяжущем	712	293—313	10—30	27,9	20,0
Пенобетон на смешанном вяжущем	885	297—307	5—35	31,2	20,0
Диатомовая крошка . . . . .	510	323—338	10—60	40,3	20,0
Керамика . . . . .	1684	293—321	4—16	57,4	20,0

Величина  $a_0$  зависит от пористости и температуры и равна:

$$a_0 = \frac{1}{A_0} \left( \frac{T}{273} \right)^n, \quad (10-3-53)$$

где  $A_0$  — постоянная, характерная для данного материала,  $n$  — показатель степени, равный для капиллярнопористых тел 20, для коллоидных тел 7 и для коллоидных капиллярнопористых тел 18 (табл. 10-4 и 10-5).

Для ряда материалов кривая  $a_m = f(u)$  имеет сложный вид (см. рис. 10-23). Тогда коэффициент  $a_m$  вычисляется по формуле

$$a_0/a_m = 1 + B(u - u_m), \quad (10-3-54)$$

где  $u_m$  — влагосодержание соответствующее максимуму кривой  $a_m = f(u)$ , постоянная  $a_0$  определяется по формуле (10-3-53).

Например, для шерстяного сукна ( $0,05 < u < 0,15$ )  $B = 45$ ;  $A = 5,95 \cdot 10^6$ ;  $n = 15$ ;  $u_m = 0,05$ .

Характер изменения коэффициента термодиффузии  $\delta$  приведен на рис. 10-22. В большинстве случаев коэффициент термодиффузии  $\delta$  увеличивается с повыше-

Постоянные  $A$ ,  $n$  и  $a_0$  для глины различных месторождений

Месторождение	$\rho_0$	$T, ^\circ\text{K}$	$\bar{n}, \%$	$\bar{u}_0, \text{кг/кг}$	$A_0 \cdot 10^{-5}$	$a_0 \cdot 10^5$	$n$
Приневское . . . . .	1 650	294—305	6—15	0,214	0,61	1,637	11,76
Осиновское . . . . .	1 820	289—308	6—18	0,264	1,20	0,833	8,35
Часов-Ярское . . . . .	1 850	308—338	10—25	0,320	1,50	0,666	6,85
Ревдинское . . . . .	1 650	296—308	10—25	0,279	1,65	0,606	9,00
Полынковское . . . . .	1 865	296—315	10—27	0,348	2,90	0,345	6,40
Васютинское . . . . .	1 750	293—315	10—25	0,300	4,40	0,227	11,10

нием влагосодержания, достигая наибольшего значения, затем остается постоянным или уменьшается с повышением влагосодержания.

Согласно экспериментальным исследованиям В. И. Дубницкого [Л. 13] термогradientный коэффициент теплоизолирующих материалов практически не зависит от температуры, он может быть подсчитан по эмпирической формуле

$$\delta = Au^2 \exp(-Bu), \quad (10-3-55)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные, при этом  $B$  — целое число. Например, для диатомовой крошки  $A = 9,12$ , а постоянная  $B = 9$ .

По данным В. П. Журавлевой, изменение коэффициента  $\delta$  от  $u$  для пористой керамики в интервале влагосодержания ( $0,02 < u < 0,16$ ) описывается следующей эмпирической формулой [Л. 16]

$$\frac{\delta}{(\delta)_{u=0}} = 1 - \frac{u}{0,00168T + 0,0012T - 0,24}, \quad (10-3-56)$$

где  $(\delta)_{u=0}$  — постоянная величина, равная условной величине коэффициента  $\delta$  при  $u = 0$ .

### Конвективно-фильтрационный влагоперенос во влажных телах

При интенсивном нагреве влажного тела температура его быстро повышается. При температуре тела выше  $100^\circ\text{C}$  парциальное давление насыщенного пара  $p_1$  становится больше барометрического давления воздуха в окружающей среде ( $p_1 > P$ ). В результате диффузионный механизм переноса пара в пористом теле заменяется молярным переносом пара, который описывается соотношениями (10-1-3), (10-1-4) и (10-1-5). Такой механизм переноса паробразной влаги, происходящий под действием градиента общего давления, мы называем конвективно-фильтрационным или просто фильтрационным переносом пара.

Следует подчеркнуть, что градиент общего давления ( $\nabla P$ ) возникает не только при температуре тела выше  $100^\circ\text{C}$ . Если нагрев тела происходит изнутри (например, при сушке в поле токов высокой частоты), то градиент общего давления возникает и при температуре ниже  $100^\circ\text{C}$ . Это объясняется молекулярным натеканием воздуха по микрокапиллярам и диффузией скопления в макрокапиллярах. Эффузия сухого воздуха по микрокапиллярам тела происходит независимо от эффузии пара. В этом принципиальное отличие эффузии газа от диффузии. Потенциалом эффузионного переноса сухого воздуха является  $p_v/\sqrt{T}$ . Парциальное давление сухого воздуха в окружающей среде  $p_{в.с}$  больше, чем внутри тела,  $p_{в.с} > p_{в.т}$ , а температура внутри тела  $T_t$  больше, чем на поверхности его  $T_{тс}$  ( $T_t > T_{тс}$ ). В этом случае  $\frac{p_{в.с}}{\sqrt{T_{тс}}} > \frac{p_{в.т}}{\sqrt{T_t}}$ , т. е. сухой воздух будет

натекать внутрь тела, увеличивая, следовательно, и общее давление  $P$  ( $P = p_v + p_n$ ), так как парциальное давление пара  $p_n$  внутри тела всегда больше, чем на его поверхности \*. Этому будет способствовать диффузия скольжения, при которой в замкнутых микрокапиллярах возникает градиент общего давления, большей температурой будет соответствовать и большее давление.

Релаксация градиента общего давления происходит по системе открытых макрокапилляров, но благодаря интенсивному парообразованию внутри тела и наличию сопротивления в виде скелета влажного тела устанавливается некоторый градиент  $\nabla P$ , отличный от нуля. Это явление впервые было экспериментально подтверждено Г. А. Максимовым при сушке влажных тел с внутренними источниками тепла [Л. 49].

В строительных конструкциях градиент общего давления возникает за счет ветрового напора, а также из-за нагревания воздуха в замкнутых пространствах. (Фильтрация через ограждающие конструкции.) Наличие градиента общего давления  $\nabla P$  внутри капиллярнопористого тела вызывает молярный перенос парогазовой смеси (пара и воздуха) по типу фильтрации газа через пористые среды. Этот молярный перенос пара не учитывается законом массопереноса (10-3-44), поэтому в уравнение необходимо ввести дополнительный член, учитывающий поток конвективного переноса пара.

Фильтрационный поток влажного воздуха через пористое тело по закону Дарси

$$j_v = \rho v = -k \nabla P,$$

где  $k$  — коэффициент воздухопроницаемости ( $\text{кг/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{мм рт. ст.}$ ).  $\rho$  — плотность влажного воздуха \*\*. Количество пара, переносимого этим фильтрационным потоком воздуха,

$$j_{1\phi} = \rho_1 v = -k \rho_{10} \nabla P = -k_p \nabla P, \quad (10-3-57)$$

где  $\rho_{10} = \rho_1 / \rho$  — относительная концентрация пара, равная отношению концентрации пара к плотности влажного воздуха,  $k_p$  — коэффициент молярного переноса,

$$k_p = k \rho_{10} = k \frac{d}{1+d}, \quad (10-3-58)$$

где  $d$  — влагосодержание воздуха.

Суммарный поток влаги при наличии градиента  $\nabla P$  будет равен:

$$j = -a_m \rho_0 \nabla u - a_m T_0 \nabla T - k_p \nabla P. \quad (10-3-59)$$

Соотношение (10-3-59) не учитывает переноса жидкости под действием силы поля тяжести или градиента гидростатического давления (фильтрация жидкости через пористые среды). Интенсивность такого молярного переноса жидкости во много раз больше влагопереноса под действием диффузионных и капиллярных сил. Поэтому фильтрационное движение жидкости в дисперсных средах обычно рассматривается независимо от влагопереноса.

Коэффициент воздухопроницаемости  $k$  является коэффициентом пропорциональности между потоком влажного воздуха и градиентом общего давления, т. е. характеризует перенос парогазовой смеси (пара и сухого воздуха).

Относительное количество пара, переносимого таким фильтрационным движением влажного воздуха по отношению ко всему потоку парогазовой смеси, равно отношению коэффициентов

$$\frac{k_p}{k} = \frac{d}{1+d}, \quad (10-3-60)$$

где  $k_p$  — коэффициент молярного переноса пара.

\* Предполагается, что влагосодержание внутри тела больше, чем на его поверхности.

\*\* При этом предполагается, что линейная скорость фильтрации  $v$  ( $\text{м}^3/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ ) отнесена к единице поверхности тела.



Если влагосодержание воздуха  $d$  велико ( $d \rightarrow \infty$ ), то коэффициент молярного переноса пара равен коэффициенту воздухопроницаемости  $k$  ( $k_p = k$ ), т. е. отношение  $k_p/k$  равно единице. Коэффициент молярного переноса воздуха при фильтрационном движении влажного воздуха

$$k_v = \frac{k}{1+d}, \quad (10-3-61)$$

так как  $k = (k_p + k_v)$ . Следовательно, если влагосодержание воздуха равно нулю ( $d = 0$ ), то коэффициент молярного переноса воздуха равен коэффициенту воздухопроницаемости ( $k_v = k$ ), а коэффициент молярного переноса пара  $k_p = 0$ , поскольку парогазовая смесь представляет собой сухой воздух. Однако при небольших температурах влагосодержание воздуха мало ( $d < 0,1$ ), поэтому практически можно считать коэффициент  $k_v$  равным коэффициенту воздухопроницаемости  $k$ . Коэффициент воздухопроницаемости обратно пропорционален коэффициенту вязкости воздуха  $\eta$ , т. е.

$$k = k_0/\eta, \quad (10-3-62)$$

где  $k_0$  — удельная воздухопроницаемость капиллярнопористого тела, которая зависит от пористости тела, степени насыщенности капилляров жидкостью, а следовательно, от влагосодержания тела. С возрастанием температуры коэффициент вязкости увеличивается, поэтому коэффициент воздухопроницаемости с увеличением температуры при одинаковом влагосодержании тела уменьшается. Однако это изменение невелико. Например, с повышением температуры от 0 до 50° С коэффициент вязкости сухого воздуха увеличивается, а коэффициент  $k$  уменьшается в 1,15 раза.

Коэффициент воздухопроницаемости для строительных материалов изменяется в широких пределах. Например, для фибролита  $k = 3,45 \cdot 10^{-9}$ , а для фанеры  $k = 1,1 \cdot 10^{-6}$  кг/м·ч·мм рт. ст., т. е. меньше примерно в 300 раз.

#### 10-4. ВЛАГОПРОВОДНОСТЬ И ТЕРМОВЛАГОПРОВОДНОСТЬ ВЛАЖНЫХ ТЕЛ

Выше (гл. 1) было показано, что влагосодержание является аналогом тепло-содержания и поэтому не может служить потенциалом влагопереноса. Поэтому при применении формулы (10-3-59) к системам, состоящим из нескольких соприкасающихся влажных тел, можно получить неправильные результаты, если не учитывать скачок влагосодержания на границе их соприкосновения.

При изотермических условиях ( $\nabla T = 0$ ) при отсутствии градиента общего давления ( $\nabla P = 0$ ) согласно формуле (10-3-59) перенос влаги происходит из мест с большим влагосодержанием к участкам с меньшим влагосодержанием. Это справедливо только при неизменной массе емкости. При разных массе емкости (система тел) перенос влаги может осуществляться в обратном направлении, как показано на рис. 10-24. Кварцевый песок при влагосодержании 0,1 кг/кг ( $W_1 = 10\%$ ) имеет потенциал массопереноса  $\theta = 600^\circ \text{М}$ , а торф при влагосодержании 3 кг/кг ( $W_2 = 300\%$ ) имеет потенциал  $\theta = 350^\circ \text{М}$ . При соприкосновении этих тел влага переходит от тела с высшим потенциалом, но меньшим влагосодержанием (от песка) к телу с низшим потенциалом массопереноса, но большим влагосодержанием (к торфу). Аналогичная картина наблюдается при переходе тепла от свинцовой пластины, удельное теплосодержание которой при температуре  $t_1 = 200^\circ \text{С}$  равно 6 ккал/кг, к алюминиевой пластине, удельное теплосодержание которой при  $t_2 = 100^\circ \text{С}$  равно 20 ккал/кг.

Только для однородного влажного тела справедлива формула влагопереноса при изотермических условиях

$$j = -a_m \rho_0 (\nabla u)_T \quad (10-4-1)$$

Аналогично закон теплопроводности Фурье ( $q = -\lambda \nabla T$ ) можно написать в виде

$$q = -\lambda \nabla T = -a \rho \nabla h, \quad (10-4-2)$$

**ТАК КАК**

$$\nabla T = \left( \frac{dT}{dh} \right) \nabla h, \quad (10-4-3)$$

где  $dh/dT = c_p$  — удельная изобарная теплоемкость тела,  $h$  — удельная энтальпия тела,  $a_p$  — коэффициент температуропроводности или коэффициент диффузии тепла (для твердого тела  $a_p = a_v = a$ ).

Следовательно, закон теплопроводности Фурье можно формулировать так: плотность потока тепла прямо пропорциональна градиенту удельного теплосодержания. Коэффициент диффузии тепла характеризует перенос энтальпии аналогичен коэффициенту диффузии массы  $a_m$ . Потенциалом переноса влаги является величина  $\theta$ , которая является функцией влагосодержания и температуры:  $\theta = \theta(T)$ . Градиент влагосодержания  $(\nabla u)_T$  может быть выражен через градиент потенциала  $\theta$ :

$$(\nabla u)_T = \left( \frac{\partial u}{\partial \theta} \right)_r \nabla \theta = c_m \nabla \theta, \quad (10-4-4)$$

где  $c_m$  — изотермическая удельная массоемкость или влагоемкость тела.

Соотношение (10-4-2) справедливо для однокомпонентной системы или твердого тела; для двухкомпонентной системы имеем:

$$q = j_e = -\rho a_p \nabla h + \rho D_{12} \left( \frac{a_p}{D_{12}} - 1 \right) \sum_k h_k \nabla \rho_{k0},$$

если  $a_p/D_{12} = 1$ , то получим (10-4-2). Следовательно, закон изотермического влагопереноса будет иметь вид:

$$j = -a_m \rho_0 c_m \nabla \theta = -\lambda_m \nabla \theta, \quad (10-4-5)$$

где  $\lambda_m = a_m \rho_0 c_m$  называем коэф-  
фициентом массопроводности или влагопроводности тела аналогично коэффи-  
циенту теплопроводности тела  $\lambda = a \rho_0$ .

Перенос влаги под действием потенциала  $\nabla \theta$  называем влагонепроводностью, а соотношение (10-4-5) — законом влагонепроводности.

Переход от влагосодержания к потенциалу влагопереноса произведем по соотношению

$$du = c_m d\theta. \quad (10-4-6)$$

Соотношение (10-4-6) имеет важное значение для исследования контактного влагообмена, когда переход влаги происходит от одного тела к другому, находящемуся в соприкосновении с первым.

Из формулы (10-4-6) следует:

$$u_2 - u_1 = \bar{c}_m (\theta_2 - \theta_1), \quad (10-4-7)$$

где  $\bar{c}_m$  — средняя изотермическая влагоемкость для данного интервала  $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$ .

При неизотермических условиях закон влагопереноса имеет вид:

$$\vec{j} = -\lambda_m \nabla \theta - \frac{\lambda_m}{c_m} \delta \nabla T - k_p \nabla P, \quad (10-48)$$

ТАК КАК

$$a_m^T \rho_\delta = a_m \rho_0 \delta = \frac{\lambda_m}{c_m} \delta.$$

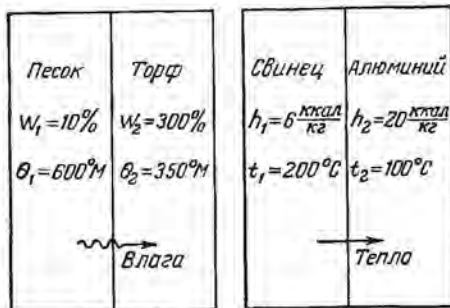


Рис. 10-24. Переход влаги и тепла от тела с меньшим удельным содержанием к телу с большим удельным содержанием.

В формуле (10-4-8) все виды влагопереноса выражены через градиенты потенциалов влагопереноса ( $\nabla\theta$ ,  $\nabla T$ ,  $\nabla P$ ). Следовательно, закон термодиффузии влаги

$$\dot{t}_t = -a_m \rho_0 \delta \nabla T = -\frac{\lambda_m}{c_m} \delta \nabla T = \lambda_m^T \nabla T \quad (10-4-9)$$

можно назвать законом термовлагопроводности. Тогда коэффициент  $\lambda_m^T$  ( $\lambda_m^T = -\frac{\lambda_m}{c_m} \delta$ ) будет коэффициентом термовлагопроводности, а коэффициент  $\delta' = \delta/c_m$  — относительным коэффициентом термовлагопроводности.

Различное физическое обоснование некоторых физических величин довольно часто встречается в физике, например коэффициент поверхностного натяжения определяется как сила поверхностного натяжения, действующая на единицу длины произвольного контура, по линии разреза поверхности жидкости,  $\partial n/\partial m$  (силовая характеристика). С другой стороны, коэффициент поверхностного натяжения численно равен свободной потенциальной энергии при образовании единицы площади поверхности жидкости,  $\text{эрг}/\text{см}^2$  (энергетическая характеристика).

Точно так же коэффициент температуропроводности  $a$  ( $a = \lambda/c\rho_0$ ) является коэффициентом диффузии тепла (см. выше), с другой стороны, он характеризует скорость распространения изотермы\*. Поэтому коэффициент  $a$ , имеющий размерность  $\text{см}^2/\text{сек}$ , называется коэффициентом температуропроводности. Величина, обратная коэффициенту температуропроводности  $1/a$ , характеризует инерционные свойства тела по отношению к перемещению изотермы.

Так как температура тела является потенциалом переноса тепла, то коэффициент  $a$  можно назвать коэффициентом потенциалопроводности переноса тепла. Аналогичные соотношения имеют место при влагопереносе. Коэффициент диффузии влаги  $a_m$  ( $a_m = \lambda_m/c_m\rho_0$ ) можно назвать коэффициентом потенциалопроводности переноса влаги, так как он характеризует скорость распространения изопотенциальной поверхности тела при изотермических условиях. Следовательно, величина  $1/a_m$  характеризует инерционные свойства тела по отношению к перемещению изопотенциальной поверхности  $\theta = \text{const}$  во влажном теле ( $a_m = A v_\theta$ )\*\* . Размерность коэффициентов  $a$  и  $a_m$  одинакова ( $\text{см}^2/\text{сек}$ ), они соответственно равны:

$$a = \frac{\lambda}{c\rho_0}; \quad a_m = \frac{\lambda_m}{c_m\rho_0}. \quad (10-4-10)$$

Полная аналогия имеет место и в размерностях коэффициентов теплопроводности  $\lambda$  ( $\text{кал}/\text{м} \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C}$ ) и влагопроводности  $\lambda_m$  ( $\text{кг}/\text{м} \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{M}$ ), а также теплоемкости  $c$  ( $\text{ккал}/\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}$ ) и массоемкости  $c_m$  ( $\text{кг}/\text{кг} \cdot ^\circ\text{M}$ ).

## 10-5. ВЛАГОПЕРЕНОС В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Влажные капиллярнопористые тела являются поляризованными системами, в которых приложенные напряженности электрического и магнитных полей релаксируются. Следовательно, такие системы являются релаксационно-поляризованными.

\* Обозначим скорость распространения изотермы в твердом теле через  $v_t$  ( $v_t = \partial n/\partial \tau$ ), где  $n$  — нормаль к изотермической поверхности тела, тогда из дифференциального уравнения теплопроводности  $\partial t/\partial \tau = a \nabla^2 t$  получим  $a = (\nabla t/\nabla^2 t) \frac{\partial n}{\partial \tau} = A v_t$ , где  $A$  — постоянная относительно времени, имеющая размерность длины, равная отношению первого дифференциального параметра ко второму дифференциальному параметру.

\*\* Дифференциальное уравнение влагопроводности при изотермических условиях аналогично дифференциальному уравнению теплопроводности

$$\partial \theta/\partial \tau = a_m \nabla^2 \theta.$$

Обозначим электрическую и магнитную поляризацию соответственно через  $\pi_{\text{э}}$ ,  $\pi_{\text{м}}$ . Они определяются соотношениями

$$\pi_{\text{э}} = (\epsilon_{\text{э}} - 1) \vec{E} = \kappa_{\text{э}} E; \quad (10-5-1)$$

$$\pi_{\text{м}} = (\epsilon_{\text{м}} - 1) \vec{H} = \kappa_{\text{м}} H, \quad (10-5-2)$$

где  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  — соответственно напряженность электрического и магнитного полей,  $\epsilon_{\text{э}}$  и  $\epsilon_{\text{м}}$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости тела,  $\kappa_{\text{э}}$  и  $\kappa_{\text{м}}$  — коэффициенты электрической и магнитной восприимчивости. Уравнения баланса энтропии имеют вид [Л. 11, 31]:

$$T \frac{ds}{d\tau} = -\text{div} \left( j_u - \sum_k \mu_k j_k \right) - \frac{1}{T} j_u \text{grad } T - P \text{grad } v - \sum_{k=1}^n j_k T \text{grad } \frac{\mu_k}{T} - \frac{d\pi_{\text{э}}}{d\tau} \cdot (E_{\text{eq}} - E) - \frac{d\pi_{\text{м}}}{d\tau} \cdot (B_{\text{eq}} - B), \quad (10-5-3)$$

где  $B$  — магнитная индукция, определяемая соотношением  $B = \epsilon_{\text{м}} H$ . Индекс  $\text{eq}$  обозначает равновесное значение данной величины.

Уравнение (10-5-3) отличается от обычного уравнения прироста энтропии наличием дополнительных двух членов. Они связаны с релаксацией электрической и магнитной поляризации. Эти члены обращаются в нуль, когда электрическое и магнитное поля не релаксируются.

Из уравнения (10-5-3) следует выражение для термодинамических движущих сил

$$X_u = \frac{1}{T} \nabla T; \quad X_{mk} = -T \text{grad} \left( \frac{\mu_k}{T} \right); \quad (10-5-4)$$

$$\tilde{X}_{\text{э}} = (E_{\text{eq}} - E) = \tilde{E}; \quad \tilde{X}_{\text{м}} = (B_{\text{eq}} - B) = \tilde{B}. \quad (10-5-5)$$

Таким образом, появляются новые термодинамические силы  $\tilde{E}$  и  $\tilde{B}$ . Потoki соответственно равны:

$$i_u = j_q; \quad j_{mk} = j_k; \quad j_{\text{э}} = \frac{d\pi_{\text{э}}}{d\tau}; \quad j_{\text{м}} = \frac{d\pi_{\text{м}}}{d\tau}. \quad (10-5-6)$$

Однако надо отметить, что химический потенциал  $\mu_k$ , отнесенный к компоненту  $k$  в поляризованной среде, зависит от  $\pi_{\text{э}}$  и  $\pi_{\text{м}}$ .

Градиент химического потенциала равен:

$$\sum_k \rho_k \text{grad } \mu_k = -\rho s \text{grad } T + \text{grad } P - (\text{grad } E) \cdot \pi_{\text{э}} - (\text{grad } B) \cdot \pi_{\text{м}}, \quad (10-5-7)$$

а градиент химического потенциала  $k$ -го компонента равен:

$$\text{grad } \mu_k = -s_k \text{grad } T + v_k \text{grad } P - (\text{grad } E) \cdot \pi_{\text{э}} - (\text{grad } B) \cdot \pi_{\text{м}} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\partial \mu_k}{\partial p_{i0}} \text{grad } p_{i0}, \quad (10-5-8)$$

где  $\pi_{\text{э}}$  и  $\pi_{\text{м}}$  — соответственно удельные электрические и магнитные поляризации  $k$ -го компонента,

$$\pi_{\text{э}} = \left( \frac{\partial V \pi_{\text{э}}}{\partial m_k} \right)_{T, p, E, B}; \quad (10-5-9)$$

$$\pi_{\text{м}} = \left( \frac{\partial V \pi_{\text{м}}}{\partial m_k} \right)_{T, p, E, B}, \quad (10-5-10)$$

$V$  — объем системы. Отсюда следует, что термодинамические силы, обусловленные неоднородным электромагнитным полем, будут равны:

$$X_{\text{э}} = (\text{grad } E) \cdot \pi_{\text{э}}; \quad X_{\text{м}} = (\text{grad } B) \cdot \pi_{\text{м}}. \quad (10-5-11)$$

Таким образом, в однородном электромагнитном поле перенос влаги обусловлен действием не только сил диффузии ( $\nabla u$ ), термодиффузии ( $\nabla T$ ), но и действием сил  $X_z$  и  $X_m$ . Следовательно, в общем случае поток влаги будет в соответствии с уравнением Онзагера

$$j_z = L_{21}X_1 + L_{22}X_2 + L_{23}X_3 + \dots \quad (10-5-12)$$

будет определяться соотношением

$$j = -a_m \rho_0 \nabla u - a_m^T \rho_0 \nabla T - a_m^E \rho_0 (\nabla E) \cdot \pi_z - a_m^M \rho_0 (\nabla B) \cdot \pi_m, \quad (10-5-13)$$

где первый член формулы (10-5-13) определяет величину диффузии влаги, второй член — термодиффузии влаги. Третий член соответствует переносу влаги под дей-

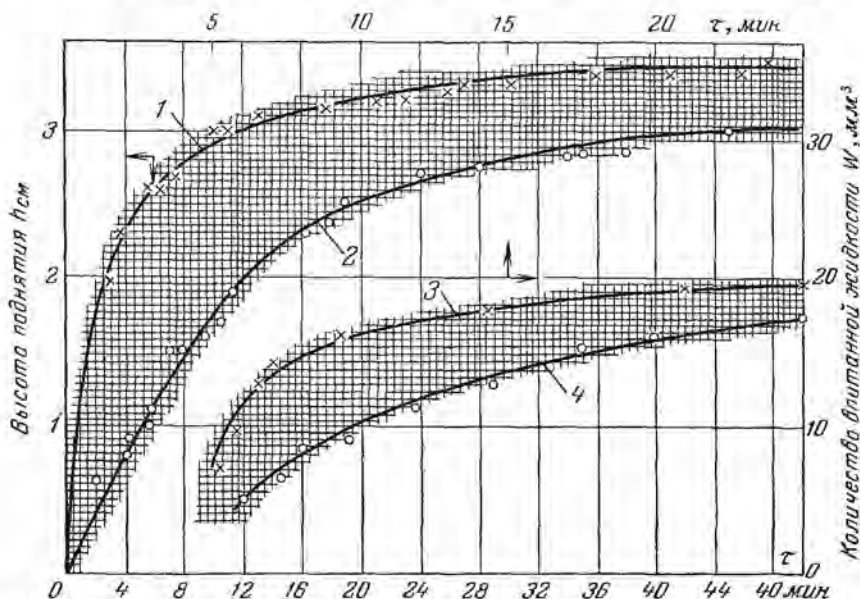


Рис. 10-25. Кривые кинетики впитывания элементарными капиллярами (1, 2) и влажными материалами (3, 4), при наличии неоднородного магнитного поля (1, 3) и в отсутствие поля (2, 4).

ствием неоднородного электрического поля. Этот вид переноса можно назвать электродиффузией влаги \*. Поток влаги, обусловленный действием силы  $[(\nabla B) \cdot \pi_m]$ , назовем магнитодиффузией влаги в неоднородном магнитном поле.

Коэффициенты  $a_m^E$  и  $a_m^M$  будут коэффициентами электро- и магнитодиффузии влаги во влажном материале.

Если электромагнитное поле однородное, но переменное, то поток влаги будет определяться не только действием термодинамических сил  $\nabla u$  и  $\nabla T$ , но и движущей силой  $\vec{E}$ .

Относительно термодинамической силы  $\vec{B}$  надо отметить следующее: величина  $\vec{B}$  является в общем случае тензором и в соответствии с принципом Кюри не может быть совместима с векторами  $\nabla u$ ,  $\nabla T$  и  $\vec{E}$ . Однако при некоторых условиях вел-

\* Необходимо отличать диффузию влаги под действием электроосмотических сил.

чина  $\tilde{B}$  будет влиять на перенос влаги. Таким образом, для переменного электрического поля будем иметь:

$$j = -a_{m\rho_0} \nabla u - a_{m\rho_0}^T \nabla T - \tilde{a}_{m\rho_0}^a \tilde{E}, \quad (10-5-14)$$

где  $\tilde{a}_m^a$  — коэффициент электродиффузии влаги в переменном электрическом поле.

Величина потока влаги, обусловленная электродиффузией, будет равна:

$$j_v = -a_{m\rho_0}^a (\text{grad } E) \cdot \pi_a - \tilde{a}_{m\rho_0}^a \tilde{E}. \quad (10-5-15)$$

Аналогичные соотношения получим для случая переменного магнитного поля

$$j_m = -a_m^m (\text{grad } B) \cdot \pi_m - \tilde{a}_m^m \rho_0 \tilde{B}, \quad (10-5-16)$$

где черта над величиной  $\tilde{B}$  означает некоторое усреднение и снижение ранга тензора.

Соотношения (10-5-15) и (10-5-16) показывают влияние электромагнитного поля на влагоперенос. Очевидно те же термодинамические силы влияют и на перенос тепла.

В настоящее время проводятся экспериментальные исследования по влиянию электромагнитного поля на влагоперенос. На рис. 10-25 приведены кривые кинетики впитывания элементарными капиллярами в постоянном неоднородном магнитном поле. Из рис. 10-24 видно, что наличие магнитного поля значительно ускоряет капиллярное впитывание. Например, при  $(\nabla B)$  порядка 1250 вязкость дистиллированной воды уменьшается примерно в 1,5 раза. Однако, высота капиллярного подъема, определяемая формулой Жюрена, не зависит от наличия магнитного поля. Следовательно, магнитное поле влияет только на кинетику капиллярного впитывания. Исследования по сушке влажных материалов в переменном магнитном поле указывают на влияние магнитного поля на влагоперенос. В настоящее время еще не накоплено достаточного материала по величине коэффициентов электрической и магнитной диффузии.

## 10-6. ТЕПЛОПЕРЕНОС ВО ВЛАЖНЫХ ТЕЛАХ

Молекулярный перенос тепла в теле описывается законом теплопроводности Фурье: плотность потока тепла прямо пропорциональна температурному градиенту ( $q = -\lambda \nabla T$ )\*. Закон теплопроводности можно формулировать по-иному: плотность потока тепла прямо пропорциональна градиенту внутренней энергии тела или градиенту энтальпии в зависимости от условий сопряжения тела с окружающей средой ( $v = \text{const}$  или  $p = \text{const}$ ), т. е.

$$q = -\lambda \nabla T = -a_{\rho\rho} \nabla e = -a_{\rho\rho} \nabla h, \quad (10-6-1)$$

где  $e$  и  $h$  — соответственно удельная внутренняя энергия и энтальпия тела,  $a_v$  и  $a_p$  — соответственно коэффициенты температуропроводности тела, отнесенные к разности внутренней энергии ( $a_v = \lambda/c_v\rho$ ) или к разности энтальпии ( $a_p = \lambda/c_p\rho$ ). Для твердого тела  $a_p = a_v = a$ . Поэтому по физическому смыслу коэффициент температуропроводности является коэффициентом диффузии тепла\*\*.

Во влажном теле вместе с переносом энергии в виде тепла происходит перенос энергии за счет массопереноса, поэтому поток энергии равен

$$j_e = -\lambda \nabla T + \sum_{i=1}^4 h_i j_i. \quad (10-6-2)$$

\* Градиент температуры можно написать так:

$$(\nabla T) = \left( \frac{\partial T}{\partial e} \right) \nabla e = \left( \frac{\partial T}{\partial h} \right) \nabla h = \frac{1}{c_v} \nabla e = \frac{1}{c_p} \nabla h.$$

\*\* В английской и американской литературе коэффициент  $a$  называется коэффициентом диффузии тепла (thermal diffusivity), а в немецкой литературе — коэффициентом температуропроводности (temperaturleitzaahl).



Например, в случае влагопереноса величина  $j_e$  равна:

$$j_e = -\lambda \nabla T - \sum_{i=1}^2 h_i a_{mi} p_0 (\nabla u + \delta_i \nabla T). \quad (10-6-3)$$

Поэтому, чтобы определить истинный коэффициент теплопроводности влажного тела, необходимо исключить влагоперенос в экспериментах. С этой точки зрения стационарные методы определения коэффициента теплопроводности не пригодны, так как они определяют не истинный, а условный коэффициент теплопроводности  $\lambda_a$ , равный отношению  $j_e/\nabla T$  ( $\lambda_a = j_e/\nabla T$ ). Это обстоятельство необходимо учесть при анализе экспериментальных данных в зависимости коэффициента  $\lambda$  от влагосодержания \*.

Вначале кратко остановимся на коэффициентах теплопереноса. В абсолютно сухом пористом теле передача тепла может происходить не только теплопроводностью через твердый скелет тела и находящийся в порах воздух, но также путем конвекции и излучения между стенками поры. Все виды переноса тепла обычно сводят к теплопроводности, вводя эквивалентный коэффициент теплопроводности  $\lambda_a$  пористого тела по соотношению

$$q = \lambda_a \frac{\Delta t}{l}, \quad (10-6-4)$$

где  $q$  — плотность потока тепла,  $\Delta t$  — перепад температуры в порах тела,  $l$  — диаметр или ширина поры.

Эквивалентный коэффициент теплопроводности \*\*

$$\lambda_a = \lambda + \lambda_k + \lambda_l \quad (10-6-5)$$

где  $\lambda$  — коэффициент молекулярной теплопроводности,  $\lambda_k$  — коэффициент конвективной теплопроводности, равный произведению коэффициента теплообмена  $\alpha$  на характерный размер  $l$ ,

$$\lambda_k = \alpha l, \quad (10-6-6)$$

$\lambda_l$  — коэффициент лучистой теплопроводности, определяемый соотношением

$$\lambda_l = \frac{q_l l}{\Delta t} = \frac{l \cdot 4,9 \cdot 10^{-8} (T_1^4 - T_2^4)}{(t_1 - t_2) \left( \frac{1}{\varepsilon_{ч1}} + \frac{1}{\varepsilon_{ч2}} - 1 \right)}, \quad (10-6-7)$$

где  $q_l$  — лучистый поток тепла,  $\varepsilon_{ч}$  — степень черноты поверхности поры.

Известно, что при  $(Gr \cdot Pr) < 10^8$  отношение  $\lambda_a/\lambda = 1$ , т. е. эквивалентный коэффициент теплопроводности равен истинному.

Так как характерный размер  $l$  входит в критерий  $Gr$  в третьей степени, то при диаметре поры меньше 5 мм ( $5 \cdot 10^{-3}$  м) и  $\Delta t = 10^\circ \text{C}$  конвективный теплообмен практически равен нулю.

Несколько большее значение имеет коэффициент лучистой теплопроводности  $\lambda_l$ , который прямо пропорционален первой степени диаметра поры [см. формулу (10-6-7)], поэтому для поры диаметром 5 мм отношение  $\lambda_l/\lambda$  составляет около 0,75 при перепаде температуры  $10^\circ \text{C}$  и степени черноты стенок поры 0,85. Если диаметр поры уменьшить в 100 раз ( $l \leq 0,05$  мм), то  $\lambda_l$  будет составлять 7,5%  $\lambda$ , т. е. лучистым теплообменом можно пренебречь.

Следовательно, в капиллярнопористом теле (радиус капилляров меньше  $10^{-3}$  см) при малых перепадах температуры передача тепла конвекцией и излучением в порах тела ничтожно мала по сравнению с передачей теплопроводностью.

В микрокапиллярах коэффициент теплопроводности воздуха прямо пропорционален давлению газа и радиусу капилляра, поэтому он не является постоянной газа. Механизм переноса тепла в таких микрокапиллярах определяется моле-

\* Например, данные О. Кришера по коэффициенту теплопроводности влажных тел относятся к величине  $\lambda_a$  [Л. 24].

\*\* В этом параграфе индекс  $q$  у тепловых характеристик тела опущен.

кулярным течением. Следовательно, передача тепла в капиллярнопористых телах в основном происходит путем молекулярной теплопроводности через скелет тела и внутрипорозное связанное вещество (пар, газ и жидкость).

Существует много работ, посвященных исследованию зависимости коэффициента теплопроводности от пористости тела \*. При этом в большинстве случаев за пористое тело принимают монодисперсную систему, состоящую обычно из сферических частиц определенной укладки. Получаемые по такому методу соотношения между коэффициентом  $\lambda$  и пористостью  $\Pi$  не подтверждаются экспериментальными данными. На рис. 10-26 приведены две пограничные максвелловские

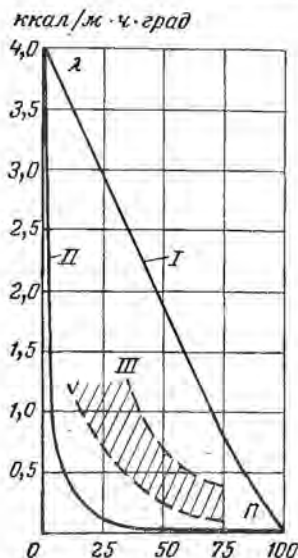


Рис. 10-26. Пограничные кривые для коэффициента теплопроводности модельной дисперсной системы, состоящей из веществ минерального происхождения, в зависимости от пористости  $\Pi$  (%) при температуре  $20^\circ \text{C}$ .

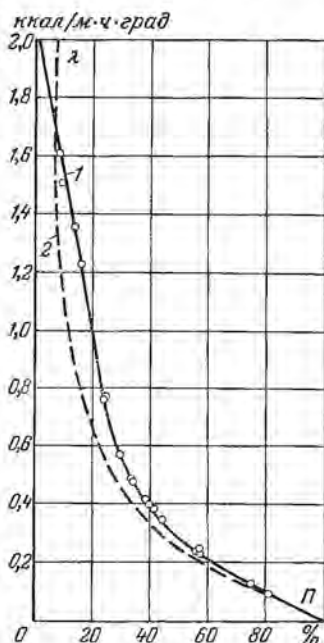


Рис. 10-27. Зависимость коэффициента теплопроводности мелкопористых сухих строительных материалов от пористости  $\Pi$  (%).

1 — по данным Б. Н. Кауфмана;  
2 — по формуле И. Каммерера.

кривые, показывающие зависимость коэффициента теплопроводности для некоторой модельной дисперсной системы от объема частиц, включенных в нее. Кривые построены для системы сферических частиц минерального происхождения с коэффициентом теплопроводности  $\lambda = 4,0 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ . Кривая I соответствует пузырькам воздуха сферической формы, включенным в твердый материал; кривая II — твердым сферическим частицам, взвешенным в воздухе (непосредственного контакта между частицами нет). Коэффициент теплопроводности реальных пористых тел должен находиться между этими предельными кривыми. На том же рисунке заштрихован участок III эмпирически определенных коэффициентов теплопроводности для минеральных пористых тел. Можно отметить, что тепло-

\* Обзор работ по теплофизическим характеристикам дан в монографии А. Ф. Чудновского [Л. 93].

проводность зернистых и порошкообразных тел описывается нижней кривой, а теплопроводность тел, сцементированных обжигом, сушкой или связывающими средствами, лучше описывается верхней кривой.

На основании анализа экспериментальных данных по коэффициенту теплопроводности строительных и теплоизоляционных материалов И. Каммерером [Л. 38] была предложена зависимость  $\lambda = f(\Pi)$ , приведенная на рис. 10-27. При этом коэффициент теплопроводности монолитного тела (нулевая пористость) принимался равным 2,8, а тела с пористостью 100% — 0,022 ккал/м·ч·град, что соответствует теплопроводности воздуха.

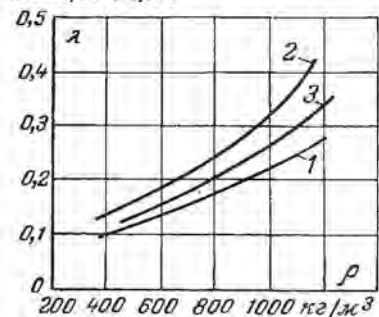


Рис. 10-28. Зависимость коэффициента теплопроводности пенобетона от его плотности.

1 — по данным А. У. Франчука [Л. 88, 89]; 2 — К. Ф. Фокина; 3 — В. Д. Астафьевой [Л. 75].

Обычно анализ экспериментальных данных по коэффициенту теплопроводности в зависимости от пористости строительных материалов проводится путем построения графиков  $\lambda = f(\rho)$ , где  $\rho$  — плотность тела (масса тела в единице объема тела), часто  $\rho$  называют объемным весом.

На рис. 10-28 приведены графики  $\lambda = f(\rho)$  для пенобетона, построенные по данным разных авторов. Хотя плотность строительных материалов приблизительно является функцией их пористости, а на коэффициент теплопроводности влияют размеры капилляров и пор тела (рис. 10-30), установить однозначную зависимость между коэффициентом теплопроводности, плотностью или пористостью и средним диаметром пор тела не представляется возможным. Капиллярнопористые тела являются полидисперсными системами, в которых капилляры и поры имеют разные диаметры. Капиллярнопористая структура тела характеризуется дифференциальной кривой распределения пор  $f_v(r)$  по радиусу капилляра. Для коэффициентов тепло- и массопереноса важное значение имеет дифференциальная кривая поверхностной пористости тела.

Пользуясь методом Максвелла, можно подсчитать коэффициент теплопроводности влажного пористого тела, рассматривая его как дисперсную систему, состоящую из трех компонентов (частиц твердого тела, воды и воздуха между ними). Такие расчеты были сделаны О. Кришером [Л. 24], они приведены на рис. 10-31

Видно, что значения коэффициентов теплопроводности по данным И. Каммерера меньше величин  $\lambda$  по результатам Б. Н. Кауфмана при одинаковой пористости. Экстраполяция (кривой для значения пористости  $\Pi = 0$ , дает величину коэффициента теплопроводности  $\lambda = -2,0$  ккал/м·ч·град.

Рядом на том же рис. 10-27 приведен график  $\lambda = f(\Pi)$ , построенный по экспериментальным данным Б. Н. Кауфмана [Л. 20]. Данные Б. Н. Кауфмана относятся к коэффициенту теплопроводности мелкопористых строительных материалов (гипсовые и цементные отливки, трепельный кирпич и т. д.).

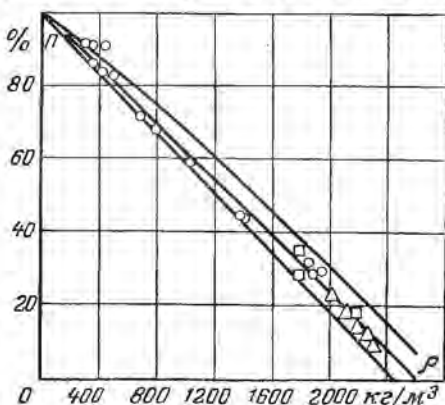


Рис. 10-29. Зависимость пористости  $\Pi$  (%) от плотности  $\rho$  строительных материалов по данным А. У. Франчука.

в виде графиков «коэффициент теплопроводности — концентрация влаги (объемная влажность)» для двух систем пористостью 30 и 70%. Кривые  $I$  и  $I'$  построены для модельных тел в предположении, что основным связанным веществом является вода, а кривые  $II$  и  $II'$  соответствуют случаю, когда основной средой является воздух.

В расчетах использовались следующие исходные данные: температура  $0^\circ \text{C}$ , коэффициент теплопроводности для твердых частиц  $\lambda = 4,0$ , для воды  $\lambda = 0,477$ , эквивалентный коэффициент теплопроводности с учетом переноса пара  $0,0398$  \*.

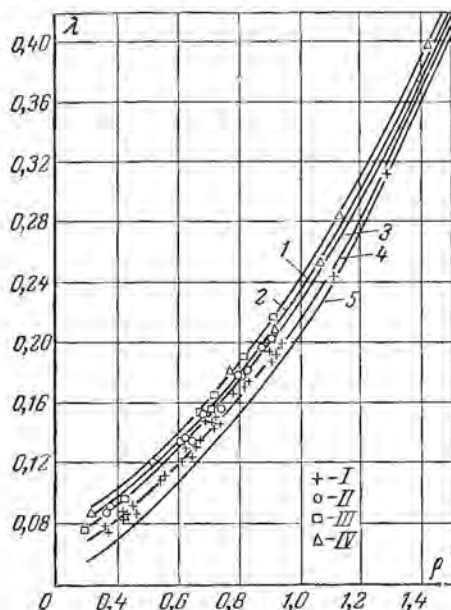


Рис. 10-30. Влияние диаметра пор на коэффициент теплопроводности абсолютно сухого тела (по данным Б. Н. Кауфмана [Л. 20]).

$I$  — для мелкопористых материалов;  $2$  — для тел с диаметром пор  $d = 0,5$  мм;  $3$  —  $1,0$ ;  $4$  —  $1,5$ ;  $5$  —  $d = 2,0$  мм. Экспериментальные данные:  $I$  — поры,  $d = 0,3 \div 0,7$  мм;  $II$  —  $d = 0,7 \div 1,2$  мм;  $III$  —  $d = 1,2 \div 1,7$  мм;  $IV$  —  $d = 1,7 \div 2,2$  мм.

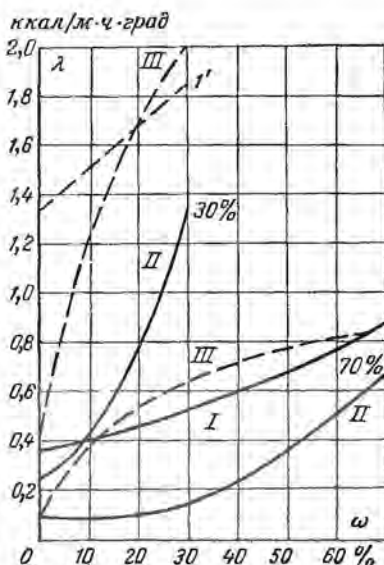


Рис. 10-31. Зависимость коэффициента теплопроводности  $\lambda$  от объемной концентрации влаги для модельных капиллярнопористых тел ( $I$  и  $II$ ) и кварцевого песка, загрязненного суглинком ( $III$ ), при температуре  $0^\circ \text{C}$  (по данным О. Кришера).

На график нанесены экспериментальные кривые  $III$  и  $III'$ , полученные О. Кришером [Л. 24] для песка, загрязненного суглинком.

На рис. 10-31 видно, что зависимость между коэффициентом теплопроводности и содержанием влаги для кривых  $I$  и  $I'$  близка к линейной. Графики  $II$  и  $II'$  обращены выпуклостью к оси абсцисс, что свидетельствует о резком возрастании теплопроводности при большом содержании влаги. Экспериментальные кривые имеют иной вид: они обращены выпуклостью к оси ординат. При малом содержании влаги они близки к графикам  $II$ , а при большом — к кривым  $I$ .

Химико-минералогическая природа твердого скелета капиллярнопористого тела почти не влияет на величину коэффициента теплопроводности.

\* Эквивалентный коэффициент теплопроводности воздуха при температуре  $0^\circ \text{C}$  больше истинного в 1,95 раза.

Коэффициенты теплопроводности абсолютно сухих тел одинаковой пористости отличаются друг от друга весьма незначительно. Решающее влияние на величину  $\lambda$  оказывает форма связи влаги со скелетом тела. На рис. 10-32 приведены кривые изменения коэффициента теплопроводности кварцевого и известкового песка с одинаковыми размерами зерен от 1,00 до 0,1 мм в зависимости от влагосодержания. Видно, что в сухом состоянии различие коэффициентов  $\lambda$  для кварцевого и известкового песков не

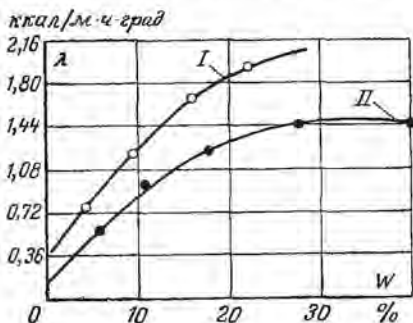


Рис. 10-32. Зависимость коэффициента теплопроводности  $\lambda$  кварцевого песка (I) и известкового песка (II) от влагосодержания  $W$  (%) при порозности 40% (по данным А. Ф. Чудновского).

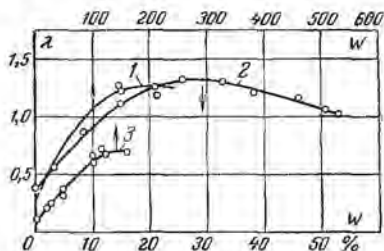
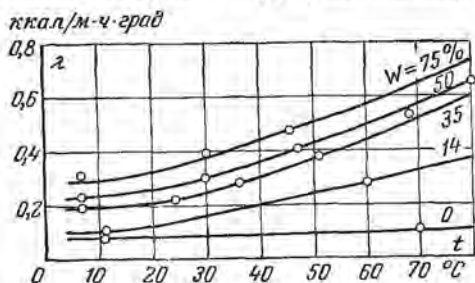


Рис. 10-33. Зависимость коэффициента теплопроводности песка (1) глины (2) и асбозурита (3) от влагосодержания  $W$  (по данным Н. Н. Бабьева и Л. Ф. Янкелева).

очень велико, но уже при влагосодержании 20% отношение этих коэффициентов становится равным 1,5.

Для коллоидных капиллярнопористых тел с наличием осмотической формы связи влаги кривая  $\lambda = f(W)$  имеет максимум (рис. 10-33), что объясняется влиянием массопереноса на коэффициент теплопроводности. В опытах по определению коэффициента теплопроводности, особенно по методу стационарного потока тепла, создается значительная разность температур, что вызывает перенос влаги по направлению потока тепла. Этот перенос влаги может происходить в виде потока пара с последующей конденсацией его у поверхности холодильника (испарение жидкости происходит у поверхности нагревателя). Такой вид переноса влаги дает завышенные значения коэффициента теплопроводности. Поэтому задача эксперимента должна состоять в том, чтобы свести массоперенос к минимуму.

Рис. 10-34. Зависимость коэффициента теплопроводности  $\lambda$  пенобетона от температуры и влагосодержания  $W$ .



Влияние температуры на величину коэффициента теплопроводности показано на рис. 10-34 и в табл. 10-6. Из рис. 10-32 видно, что коэффициент теплопроводности для сухого пенобетона не зависит от температуры в интервале от 12 до 70° С, а для влажного пенобетона увеличивается с повышением температуры. Чем выше влагосодержание пенобетона, тем больше увеличение коэффициента  $\lambda$  в зависимости от температуры.

Из табл. 10-6 следует, что в интервале температур от 30 до 75° С коэффициент теплопроводности теплоизоляционных материалов изменяется незначительно. При

Влияние температуры среды и плотности материалов на коэффициенты теплопереноса изоляционных материалов по данным Л. Ф. Янкелева

Материалы	W, %	$\rho_0$ , кг/м <sup>3</sup>	$t_c$ , °C	$\lambda$ , ккал/м × ч × град	$a \cdot 10^4$ , м <sup>2</sup> /ч	$c$ , ккал/кг × град
Минеральная вата	0,2	150	30	0,054	19,8	0,18
	0,2	300	30	0,055	10,0	0,18
	0,3	300	50	0,054	9,9	0,18
	0,3	300	75	0,060	12,0	0,17
	0	300	172	0,068	10,5	0,20
	0	300	250	0,079	13,6	0,19
	0	300	300	0,086	13,6	0,21
	0	300	350	0,082	12,4	0,22
Стеклянная вата	0,2	200	30	0,039	9,7	0,20
	0,2	200	50	0,039	10,0	0,21
	0,2	200	65	0,046	11,4	0,18
	0	200	100	0,066	16,1	0,18
	0	200	120	0,057	16,1	0,18
Песок	0,4	1 480	50	0,22	7,6	0,19
	0,4	1 480	75	0,28	9,4	0,20
	0	1 480	140	0,29	9,4	0,20
Асбест	1,1	400	50	0,100	11,6	0,24
	1,1	600	50	0,150	10,0	0,18
Ньювель	2,5	240	90	0,062	10,8	0,24
	2,5	350	90	0,074	8,3	0,25

повышении температуры свыше 75° C происходит заметное увеличение  $\lambda$  за счет лучистого теплообмена в порах тела.

Б. Н. Кауфман [Л. 38] на основании анализа экспериментальных данных по коэффициенту теплопроводности строительных материалов предложил следующую расчетную эмпирическую формулу:

$$\lambda = \lambda_0 \left( 1 + \frac{\omega \Delta}{100} \right), \quad (10-6-8)$$

где  $\lambda_0$  — коэффициент теплопроводности абсолютно сухого материала,  $\omega$  — объемная концентрация влаги,  $\Delta$  — прирост коэффициента теплопроводности на 1% объемной концентрации влаги,

$$\Delta = 8,0 (1 + \rho^{-0,3} \cdot 5,7^{-\rho}) + 7,12 (d - 0,14)^{0,8} 0,05\rho, \quad (10-6-9)$$

где  $\rho$  — плотность тела, г/см<sup>3</sup>,  $d$  — средний диаметр пор, мм.

Для теплоизоляционных материалов В. И. Дубинским было получено опытным путем следующее соотношение для коэффициента теплопроводности, учитывающее его изменение от температуры и влагосодержания [Л. 15]:

$$\lambda = \lambda_0 + A t u \exp(-b u), \quad (10-6-10)$$

где  $\lambda_0$  — коэффициент теплопроводности абсолютно сухого тела при температуре 0° C,  $A$  и  $b$  — постоянные, определяемые из опыта. Для диатомовой крошки, например,  $A = 0,037$ ,  $b = 2$ .



Коэффициент температуропроводности  $a$  равен отношению коэффициента теплопроводности к объемной теплоемкости влажного тела  $c\rho_0$ .

Различают удельные теплоемкости влажного тела, рассчитанные на единицу массы абсолютно сухого ( $c$ ) и влажного ( $c_v$ ) тела. Между  $c$  и  $c_v$  существует следующая зависимость, которая справедлива, если усадкой тела можно пренебречь:

$$c_v \rho = c \rho_0 = (c_0 + c_1 u_1 + c_2 u_2) \rho_0 = (c_0 + c_2 u) \rho_0. \quad (10-6-11)$$

Отсюда получаем:

$$c_v = \frac{c}{1 + u}. \quad (10-6-12)$$

С учетом усадки тела, характеризующей коэффициентом объемной усадки  $\beta_v$ , соотношение между  $c_v$  и  $c\rho_0$  будет иметь вид:

$$c_v \rho = c \rho_0 \frac{1}{1 + \beta_v W}. \quad (10-6-13)$$

Рис. 10-35. Зависимость удельной теплоемкости  $c$  от влагосодержания  $W$ .

$I$  — для древесины (О — сосна и бук,  $\times$  — ольха);  $II$  — для асбозурита.

друг от друга и лежат в пределах от 0,2 до 0,4. Температура практически не влияет на удельную теплоемкость сухих тел.

Удельные теплоемкости многих влажных тел  $c$  линейно зависят от влагосодержания. Однако для ряда влажных тел удельная теплоемкость изменяется с повышением влагосодержания по кривой, обращенной выпуклостью к оси теплоемкости (рис. 10-35). Из рис. 10-35 видно, что удельная теплоемкость древесины не зависит от ее сорта, в то время как коэффициент теплопроводности зависит не только от вида древесины, но и от направления потока тепла, так как древесина является анизотропным телом.

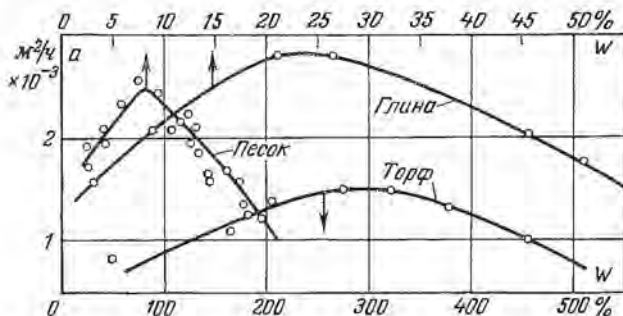


Рис. 10-36. Зависимость коэффициента температуропроводности  $a$  от влагосодержания  $W$ .

Для большинства влажных тел коэффициент температуропроводности с повышением влагосодержания вначале увеличивается, а потом уменьшается, так что кривая изменения коэффициента температуропроводности от влагосодержания  $a = f(W)$  имеет максимум (рис. 10-36). Этот максимум соответствует переходу от одной формы связи поглощенного вещества к другой форме связи. Исследованиями М. Ф. Казанского и его учеников была установлена связь между закономерностями изменения коэффициентов теплопереноса от влагосодержания и формами связи влаги с капиллярнопористыми телами. Эти исследования представляют большой

интерес для теории тепло- и массопереноса в капиллярнопористых телах [Л. 19, 60].

На рис. 10-37 приведены кривые  $\lambda = f(W)$  и  $a = f(W)$ , полученные М. Ф. Казанским [Л. 18] для кварцевого песка ( $\rho = 1670 \text{ кг/м}^3$ ) и силикагеля МСМ. Пунктирными линиями отмечено различное состояние влаги в макрокапиллярах:  $\Phi$  — фуникулярное;  $\Pi$  — пендулярное;  $\Gamma$  — максимальное гигроскопическое и  $A$  — максимальное количество адсорбированной влаги. Из рис. 10-37 видно, что точка максимума кривой  $a = f(W)$  для песка расположена между границами пендулярной и фуникулярной влаги. Следовательно, влага, соответствующая этой сингулярной точке, расположена в местах стыка зерен в виде водных манжеток, соприкасающихся между собой. При уменьшении влагосодержания контакт между водными манжетками нарушается, что приводит к более интенсивному уменьшению коэффициентов  $a$  и  $\lambda$ . При дальнейшем уменьшении влагосодержания песка в местах стыка зерен происходит уменьшение сечения водных манжеток, играющих в теплопередаче роль тепловых мостиков. В связи с этим происходит значительное уменьшение коэффициентов  $a$  и  $\lambda$ . Следовательно, максимум кривой  $a = f(W)$  типичных капиллярнопористых тел отмечает особое состояние капиллярной влаги в макропорах тела.

Аналогичную сингулярную точку, отмеченную цифрой 1, наблюдаем на кривой  $a = f(W)$  для силикагеля. Силикагель является поликапиллярнопористым телом. В отличие от кварцевого песка он способен поглощать значительное количество влаги. На кривых  $\lambda = f(W)$  и  $a = f(W)$  достаточно четко обнаруживается вторая сингулярная точка, отмеченная на рис. 10-37 цифрой 2. Она соответствует максимальному количеству адсорбционно связанной влаги. После этой точки кривые  $a =$

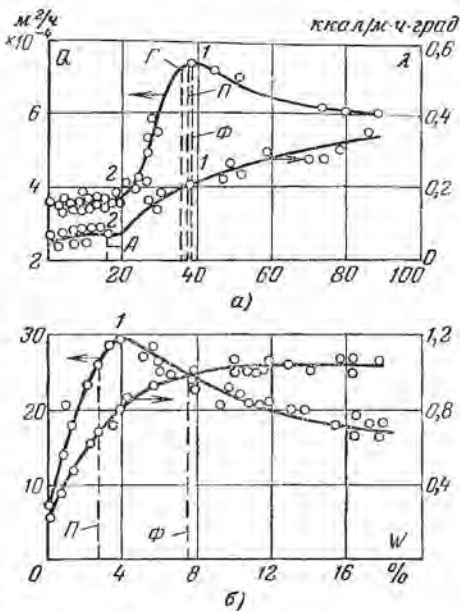


Рис. 10-37. Зависимости коэффициентов температуропроводности  $a$  и теплопроводности  $\lambda$  от влагосодержания  $W$  для кварцевого песка (б) и силикагеля МСМ (а) при температуре  $34^\circ \text{C}$  (по данным М. Ф. Казанского).

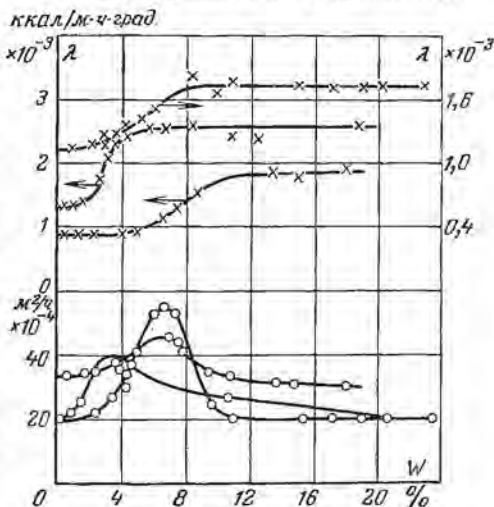


Рис. 10-38. Зависимость коэффициента теплопроводности  $\lambda$  и температуропроводности  $a$  от влагосодержания  $W$ .

Верхняя кривая — для полтавских глин (по данным А. Ф. Мигляченко); средняя — для супеся; нижняя — для чернозема.

$=f(W)$  и  $\lambda = f(W)$  вырождаются в прямые с малым углом наклона к оси абсцисс. Следовательно, изменение количества адсорбционной влаги не приводит к большим изменениям коэффициентов тепло- и температуропроводности.

Сходные результаты были получены А. Ф. Мигляченко, который одновременно исследовал теплофизические характеристики капиллярнопористых тел (рис. 10-38). Из рис. 10-38 видно, что с уменьшением влагосодержания от начального до максимального сорбционного (8—12%) коэффициент теплопроводности почти не изменяется, а коэффициент температуропроводности увеличивается незначительно. Когда влагосодержание приближается к максимальному сорбционному, коэффициент  $\alpha$  резко увеличивается, что связано с переходом влаги в двухкомпонентную систему (вода — пар) при доминирующем объеме воды по сравнению с объемом пара. При дальнейшем уменьшении влагосодержания до адсорбционно связанной влаги коэффициент  $\alpha$  достигает максимума, а коэффициент  $\lambda$  непрерывно уменьшается. При этом в капиллярах тела объем влаги в виде жидкости становится меньше по сравнению с объемом парообразной влаги. Когда влагосодержание определяется лишь влагой мономолекулярного слоя, коэффициенты  $\alpha$  и  $\lambda$  принимают наименьшее значение и при дальнейшем уменьшении влагосодержания изменяются незначительно.

Удельная теплоемкость указанных тел во всем интервале влагосодержания изменялась примерно по линейному закону.

## 10-7. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ МАССОПЕРЕНОСА

В соответствии с принятой системой обозначения  $u_1$  — влагосодержание парообразной влаги,  $u_2$  — жидкообразной влаги (воды),  $u_3$  — твердообразной влаги (лед) и  $u_4$  — содержание сухого воздуха в порах и капиллярах тела. Индекс 0 относится к скелету тела.

На основе закона сохранения массы вещества локальная производная объемной концентрации  $i$ -го связанного вещества по времени равна сумме дивергенции от потоков массы и источника  $i$ -го вещества, обусловленного фазовыми переходами, т. е.

$$\frac{\partial (u_i \rho)}{\partial \tau} = -\operatorname{div} (j_{idif} + j_{imol}) + I_i, \quad (10-7-1)$$

где  $j_{idif}$  — плотность диффузионного потока  $i$ -го связанного вещества.

В соответствии с соотношением (10-3-12) уравнение (10-7-1) перепишем так:

$$\frac{\partial (u_i \rho)}{\partial \tau} = -\operatorname{div} (j_{idif} + \Gamma \rho_i b_i v_i) + I_i. \quad (10-7-2)$$

При этом необходимо иметь в виду, что  $v_i$  является скоростью конвективного (молярного) переноса, она отлична по своей физической природе от линейной скорости диффузионного переноса  $v_{idif} = j_{idif}/\rho_i$ .

Источники  $i$ -го вещества обусловлены фазовыми переходами, поэтому их сумма равна нулю:

$$\sum_i I_i = 0. \quad (10-7-3)$$

Если пренебречь усадкой тела ( $\rho = \rho_0 = \text{const}$ ), то уравнение (10-7-2) имеет вид:

$$\rho_0 \frac{\partial u_i}{\partial \tau} = -\operatorname{div} (j_{idif} + \Gamma \rho_i b_i v_i) + I_i. \quad (10-7-4)$$

Дифференциальные уравнения переноса тепла получаем из уравнения переноса энергии: локальная производная объемной концентрации энергии равна дивергенции от плотности потока энергии. Обычно для твердого тела изохорную теплоемкость ( $c_v$ ) принимают равной изобарной теплоемкости ( $c_p$ ), т. е.  $c_p = c_v = c$ .

Следовательно, для капиллярнопористого тела локальная производная от объемной концентрации энтальпии по времени равна дивергенции от плотности

потока энтальпии, включая перенос энтальпии за счет конвективного и диффузионного (молекулярного) движения:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (h_0 \rho_0 + \sum h_i \rho_0 u_i) = -\operatorname{div} [j_q + \sum_i h_i (j_{i \text{ dif}} + \Pi \rho_i b_i v_i)], \quad (10-7-5)$$

где  $j_q$  — плотность потока тепла, передаваемого путем теплопроводности,

$$j_q = -\lambda \operatorname{grad} T = -\lambda \nabla T, \quad (10-7-6)$$

$\lambda$  — суммарный коэффициент теплопроводности, характеризующий молекулярный перенос тепла через скелет пористого тела и связанное с ним вещество.

Обозначим удельную теплоемкость через  $c_i$ :

$$c_i = \frac{dh_i}{dT}. \quad (10-7-7)$$

Тогда будем иметь:

$$\begin{aligned} \left( c_0 \rho_0 + \sum_i c_i \rho_0 u_i \right) \frac{\partial T}{\partial \tau} + \rho_0 \sum_i h_i \frac{\partial u_i}{\partial \tau} = \operatorname{div} (\lambda \nabla T) - \\ - \sum_i c_i (j_{i \text{ dif}} + \Pi \rho_i b_i v_i) \nabla T - \sum_i h_i \operatorname{div} (j_{i \text{ dif}} + \Pi \rho_i b_i v_i). \end{aligned} \quad (10-7-8)$$

Если умножить все члены уравнения (10-7-4) на  $h_i$ , просуммировать по всем  $i$  ( $i = 0, 1, 2, 3, 4$ ) и полученные соотношения использовать для замены величины

$\sum_i h_i \rho_0 \frac{\partial u_i}{\partial \tau}$  соответствующим выражением, то получим:

$$c_0 \rho_0 \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div} (\lambda \nabla T) + \sum_i h_i I_i - \sum_i (j_{i \text{ dif}} + \Pi \rho_i b_i v_i) c_i \nabla T, \quad (10-7-9)$$

где  $c$  — приведенная удельная теплоемкость тела,

$$c = c_0 + \sum_i c_i u_i. \quad (10-7-10)$$

Уравнение (10-7-9) совместно с (10-7-4) составляет наиболее общую систему дифференциальных уравнений массотеплопереноса в капиллярнопористых телах.

Дифференциальные уравнения фильтрации. Из уравнения (10-7-4), как частный случай, получаются уравнения движения жидкостей в пористых средах.

Если положить  $\rho_0 u_i = \Pi b_i \rho_i$  (отсутствие физико-химической связи вещества со скелетом пористого тела),  $I_i = 0$  (отсутствие источника вещества) и  $j_{i \text{ dif}} = 0$  (отсутствие диффузионного переноса), то из (10-7-1) получим уравнение фильтрации несмешивающих жидкостей ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) в пористой среде:

$$\Pi \frac{\partial (\rho_i b_i)}{\partial \tau} = -\operatorname{div} j_{i \text{ mol}} = -\operatorname{div} \left[ k \frac{k_i}{\eta_i} (\nabla P - g \rho_i) \rho_i \right]. \quad (10-7-11)$$

Плотность фильтрационного потока  $j_{i \text{ mol}}$  определялась из соотношения

$$j_{i \text{ mol}} = \Pi \rho_i b_i v_i = \rho_i k \frac{k_i}{\eta_i} (\nabla P - g \rho_i), \quad (10-7-12)$$

где  $k$  — общая проницаемость,  $k_i$  — относительная проницаемость  $i$ -й фазы.

Монокапиллярная структура тела. В монокапиллярно-пористом теле (с монокапиллярной структурой) перенос жидкости происходит с некоторой конечной скоростью  $v_{\text{скап}}$ , обусловленной действием капиллярных сил ( $\alpha_s = v_{\text{скап}}$ ). В большинстве случаев перенос пара и воздуха в порах тела происходит диффузионным путем (взаимная диффузия пара и воздуха). Только при наличии градиента общего давления ( $\operatorname{grad} P$ ) внутри пористого тела будет фильтрационный перенос пара и воздуха. Известно, что при наличии испарения жид-

кости с поверхности мениска капилляров взаимная диффузия пара и воздуха вызывает конвективный перенос влажного воздуха (стефановский поток), однако этот вид переноса можно учитывать путем введения множителя в формулу для диффузии пара в паровоздушной смеси, так как линейная скорость конвективного переноса Стефана  $v_k$  прямо пропорциональна градиенту концентрации пара или градиенту парциального давления пара. Кроме того, под влиянием теплового скольжения влажный воздух движется с некоторой скоростью  $v_c$ , которая прямо пропорциональна температурному градиенту. Поэтому этот вид переноса учитывается в виде составляющей термодиффузионного переноса.

Таким образом, полагаем  $j_{dif} = 0$  (отсутствие диффузии жидкости), тогда система дифференциальных уравнений массопереноса будет иметь вид:

$$\rho_0 \frac{\partial u_1}{\partial \tau} = -\operatorname{div} (j_{dif}) + I_1; \quad (10-7-13)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = -\operatorname{div} (\Pi p_2 b_2 v_{2cap}) + I_2; \quad (10-7-14)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u_4}{\partial \tau} = -\operatorname{div} (j_{dif}) + I_4. \quad (10-7-15)$$

Так как в инертном газе (сухом воздухе) химические превращения отсутствуют, то  $I_4 = 0$ ; фазовые превращения в области температур больше  $0^\circ \text{C}$  соответствуют переходу жидкости в пар. Из этого следует, что  $I_2 = -I_1$ . Поскольку содержание пара и воздуха ( $u_1 + u_2$ ) в порах тела ничтожно мало по сравнению с влагосодержанием жидкости  $u_2$  ( $u = u_1 + u_2 + u_4 = u_2$ ), то изменением концентрации влажного воздуха в капиллярах тела пренебрегаем ( $\rho_0 \partial u_1 / \partial \tau = 0$ ;  $\rho_0 \partial u_4 / \partial \tau = 0$ ).

Следовательно,

$$\Pi p_2 \frac{\partial b_2}{\partial \tau} = -\operatorname{div} (\Pi p_2 b_2 v_{2cap}) - \operatorname{div} j_{dif}; \quad (10-7-16)$$

$$I_2 = -I_1 = -\operatorname{div} j_{dif}; \quad (10-7-17)$$

$$\operatorname{div} j_{dif} = 0. \quad (10-7-18)$$

Тогда уравнения (10-7-16)–(10-7-18) можно написать так:

$$\Pi p_2 \left( \frac{\partial b_2}{\partial \tau} + v_{2cap} \nabla b_2 \right) = -\Pi p_2 b_2 \operatorname{div} v_{2cap} - \operatorname{div} j_{dif}. \quad (10-7-19)$$

Скорость капиллярного движения  $v_{2cap}$  зависит от среднего радиуса капилляра  $\bar{r}$ , поверхностного натяжения  $\sigma$  и коэффициента вязкости  $\eta_2$ .

Скорость капиллярного движения определяется формулой (10-3-24). Поэтому для одномерной задачи дифференциальное уравнение (10-7-19) можно написать так:

$$\left( \frac{\partial b_2}{\partial \tau} - \frac{B \bar{r}^2 p_2}{\eta_2} \frac{\Psi}{x} \frac{\partial b_2}{\partial x} \right) = b_2 \frac{B \bar{r}^2 p_2}{\eta_2} \frac{\Psi}{x^2}, \quad (10-7-20)$$

где  $B$  — постоянный коэффициент.

Таким образом, для макрокапиллярнопористого тела с монокапиллярной структурой величина  $\operatorname{div} v_{2cap}$  не равна нулю.

Коллоидное капиллярнопористое тело. Выше было установлено (см. § 10-2), что влагоперенос парообразной ( $i = 1$ ) и жидкообразной влаги ( $i = 2$ ) описывается следующими соотношениями:

$$j_i = -a_{mi} \rho_0 \nabla u - a_{mi}^T \rho_0 \nabla T = -a_{mi} \rho_0 (\nabla u + \delta_i \nabla T); \quad (10-7-21)$$

$$i = 1, 2,$$

а суммарный перенос пара и влаги равен:

$$j = j_1 + j_2 = -a_{m-0} \rho_0 \nabla u - a_{m-0}^T \rho_0 \nabla T = -a_{m-0} \rho_0 (\nabla u + \delta \nabla T) \quad (10-7-22)$$

(обозначения — см. § 10-2). Следовательно, система дифференциальных уравнений массопереноса будет иметь вид \*:

$$\rho_0 \frac{\partial u_1}{\partial \tau} = -\operatorname{div} j_1 + I_1, \quad (10-7-23)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = -\operatorname{div} j_2 + I_2. \quad (10-7-24)$$

Суммируя (10-7-23) и (10-7-24), получаем:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\operatorname{div} j_1 - \operatorname{div} j_2. \quad (10-7-25)$$

Подставив вместо  $j_1$  и  $j_2$  соответствующие выражения, получим:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = \operatorname{div} [a_{m1} \rho_0 \nabla u + a_{m1}^T \rho_0 \nabla T] + \operatorname{div} [a_{m2} \rho_0 \nabla u + a_{m2}^T \rho_0 \nabla T]. \quad (10-7-26)$$

Дифференциальное уравнение переноса тепла будет иметь вид:

$$c \rho_0 \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div} (\lambda \nabla T) + r_{12} I_{12} - \sum_i c_i j_i \nabla T. \quad (10-7-27)$$

Источник жидкости  $I_2 = I_{12}$  определяется из уравнения (10-7-23), для чего полагаем  $\partial u_1 / \partial \tau = 0$ :

$$I_2 = I_{12} = -I_1 = -\operatorname{div} j_1. \quad (10-7-28)$$

Следовательно,

$$c \rho_0 \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div} (\lambda \nabla T) + r_{12} \operatorname{div} (a_{m1} \rho_0 \nabla u + a_{m1}^T \rho_0 \nabla T) - \sum_i c_i j_i \nabla T. \quad (10-7-29)$$

Для зональной системы расчета, когда для каждого интервала (зоны)  $u$  и  $T$  коэффициенты переноса  $\lambda, a_{m1}, a_{m2}, a_{m1}^T, a_{m2}^T$  полагаем постоянными, система дифференциальных уравнений массотеплопереноса будет иметь вид:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a_m \nabla^2 u + a_m^T \nabla^2 T = a_m [\nabla^2 u + \delta \nabla^2 T], \quad (10-7-30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \tau} = & \left( a + a_{m1} \frac{r_{12}}{c} \right) \nabla^2 T + a_{m1} \frac{r_{12}}{c} \nabla^2 u - \\ & - [(c_1 a_{m1} + c_2 a_{m2}) \nabla u + (c_1 a_{m1}^T + c_2 a_{m2}^T) \nabla T] \nabla T / c. \end{aligned} \quad (10-7-31)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

*Связанное вещество жидкость — лед* ( $i = 2, 3$ ). Имеем систему: пористое тело — жидкость — лед; процессами испарения льда (сублимация) и конденсацией пара непосредственно в лед (аблация) пренебрегаем ( $I_{31} = -I_{13} = 0$ ).

Дифференциальное уравнение массопереноса для твердой фазы ( $i = 3$ ) связанного вещества значительно упрощается, так как переноса льда не происходит ( $I_3 = 0$ ),

$$\rho_0 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = -\operatorname{div} j_2 + I_2; \quad (10-7-32)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u_3}{\partial \tau} = I_3, \quad (10-7-33)$$

где  $I_2 = I_{32} = -I_{23} = -I_3$  — источник жидкости, обусловленный таянием льда. Следовательно, уравнение (10-7-32) можно написать так:

$$\rho_0 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = -\operatorname{div} j_2 + \rho_0 \frac{\partial u_3}{\partial \tau}. \quad (10-7-34)$$

\* В дальнейшем индекс  $\operatorname{div}$  у потока массы  $j$  опускаем.



При этом предполагаем, что пористое тело имеет поликапиллярную структуру, в котором перенос жидкости происходит путем капиллярной и молекулярной диффузии.

Обычно при рассмотрении систем, содержащих лед, вводится коэффициент льдистости  $\epsilon_3$ , равный отношению массы льда  $m_3$  к массе всей влаги  $m$ :

$$\epsilon_3 = \frac{m_3}{m} = \frac{u_3}{u_1 + u_2 + u_3 + u_4} = \frac{u_3}{u_2 + u_3}, \quad (10-7-35)$$

так как массосодержание пара и воздуха ничтожно по сравнению с массосодержанием жидкости и льда.

Если тело не содержит льда ( $u_3 = 0$ ), то коэффициент  $\epsilon_3 = 0$ . Если вся вода превращается в лед ( $u_2 = 0$ ), то  $\epsilon_3 = 1$ . В большинстве случаев  $\epsilon_3 < 1$  ( $0 < \epsilon_3 < 1$ ). Пользуясь соотношением (10-7-35), находим:

$$du = \epsilon_3 du_3, \quad (10-7-36)$$

откуда

$$I_3 = -I_2 = \frac{\epsilon_3}{1 - \epsilon_3} \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = \epsilon_3 \rho_0 \frac{\partial u_3}{\partial \tau}. \quad (10-7-37)$$

Тогда дифференциальные уравнения массотеплопереноса будут иметь вид:

$$\frac{\partial u_2}{\partial \tau} = a_{m2} \nabla^2 u + a_{m2}^T \nabla T - \frac{\epsilon_3}{1 - \epsilon_3} \frac{\partial u_2}{\partial \tau}; \quad (10-7-38)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T + \frac{r_{23} \epsilon_3}{c (1 - \epsilon_3)} \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + c_2 (a_{m2} \nabla u + a_{m2}^T \nabla T) \nabla T / c, \quad (10-7-39)$$

где  $r_{23}$  — удельная теплота замерзания жидкости (плавления льда),  $c$  — удельная теплоемкость,

$$c = c_0 + c_2 u_2 + c_3 u_3. \quad (10-7-40)$$

Эту систему дифференциальных уравнений можно написать так:

$$\frac{\partial u_2}{\partial \tau} = (1 - \epsilon_3) (a_{m2} \nabla^2 u + a_{m2}^T \nabla^2 T); \quad (10-7-41)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \tau} = & \left[ a + \epsilon_3 \frac{a_{m2}^T r_{23}}{c} \right] \nabla^2 T + \epsilon_3 a_{m2} \frac{r_{23}}{c} \nabla^2 u + \\ & + c_2 (a_{m2} \nabla u + a_{m2}^T \nabla T) \nabla T / c. \end{aligned} \quad (10-7-42)$$

Связанное вещество пар — лед ( $i = 1, 3$ ). Пользуясь рассмотренным методом определения источника  $I_{31}$  и полагая  $\epsilon_3 = 1$ ,  $I = \rho_0 \frac{\partial u_3}{\partial \tau} = \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau}$  ( $u = u_3$ ), получаем систему дифференциальных уравнений массотеплопереноса:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = [a_{m1} \nabla^2 u + a_{m1}^T \nabla^2 T]; \quad (10-7-43)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \left( a + \frac{r_{13}}{c} a_{m1}^T \right) \nabla^2 T + \frac{r_{13}}{c} a_{m1} \nabla^2 u + \frac{c_1}{c} (a_{m1} \nabla u + a_{m1}^T \nabla T) \nabla T; \quad (10-7-44)$$

где  $r_{13}$  — удельная теплота сублимации льда,  $c$  — удельная теплоемкость,

$$c = c_0 + c_1 u_1 + c_3 u_3. \quad (10-7-45)$$

Поскольку фильтрационный перенос массы в пористом теле отсутствует, то в дифференциальном уравнении теплопереноса членами  $\sum_i c_{ij} \nabla T$  можно прене-

бречь. Тогда система дифференциальных уравнений массотеплопереноса будет иметь вид:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = k_{11} \nabla^2 u + k_{12} \nabla^2 T; \quad (10-7-46)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = k_{22} \nabla^2 T + k_{21} \nabla^2 u, \quad (10-7-47)$$

при этом коэффициенты  $k_{12}$  и  $k_{21}$  не равны между собой.

Для системы  $i = 1, 2$ :

$$k_{11} = a_m; \quad k_{12} = a_m^T = a_m \delta; \quad (10-7-48)$$

$$k_{22} = a + a_{m1}^T \frac{r_{12}}{c}; \quad k_{21} = a_{m1} \frac{r_{12}}{c}. \quad (10-7-49)$$

Для системы  $i = 2, 3$ :

$$k_{11} = a_{m2} (1 - \varepsilon_3); \quad k_{12} = (1 - \varepsilon_3) a_{m2}^T = (1 - \varepsilon_3) a_{m2} \delta_2; \quad (10-7-50)$$

$$k_{22} = a + (1 - \varepsilon_3) a_{m2}^T \frac{r_{23}}{c}; \quad k_{21} = (1 - \varepsilon_3) a_{m2} \frac{r_{23}}{c}. \quad (10-7-51)$$

Для системы  $i = 1, 3$ :

$$k_{11} = a_{m1}; \quad k_{21} = a_{m1}^T; \quad (10-7-52)$$

$$k_{22} = a + a_{m1}^T \frac{r_{13}}{c}; \quad k_{21} = a_{m1} \frac{r_{13}}{c}, \quad (10-7-53)$$

Уравнения (10-7-46) и (10-7-47) справедливы не только для нестационарного состояния, но и для стационарного ( $\partial u / \partial \tau = 0$  или  $\partial T / \partial \tau = 0$ ).

## 10-8. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ВЛАГОТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПРОЦЕССЕ СУШКИ

В капиллярнопористых влажных телах в процессе сушки конвективная составляющая переноса тепла  $c_i j_i \nabla T$  в уравнении теплопереноса (10-7-29) мала по сравнению с кондуктивной составляющей  $\text{div} (\lambda \nabla T)$ .

К этому результату можно прийти на основании следующего анализа. Известно, что при  $(Gr \cdot Pr) < 1 \cdot 10^8$  суммарный коэффициент теплопроводности в дисперсных средах равен коэффициенту молекулярной теплопроводности, т. е. перенос тепла происходит при помощи теплопроводности. Величина  $Gr \cdot Pr = 1 \cdot 10^8$  соответствует эквивалентному критерию  $Re_a = 22$ . Сделаем оценку этой величины. Наибольшая интенсивность переноса влаги при сушке в конвективных сушилках составляет примерно  $40 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{ч}$ . В самом неблагоприятном случае диаметр эквивалентного капилляра  $d_a$  составляет около  $3 \text{ мм}$  или пористость тела  $70\%$ . Вязкость воды  $\eta_2$  при температуре  $30^\circ \text{C}$  равна  $2,88 \text{ кг/м} \cdot \text{ч}$ . Тогда критерий

$$Re_a = \frac{j_2 d_a}{\eta_2 l} = \frac{40 \cdot 3 \cdot 10^{-3}}{0,7 \cdot 2,88} \approx 5,2 \cdot 10^{-2},$$

т. е. значительно меньше 22. Поэтому величиной  $\sum_i c_i j_i \nabla T$  можно пренебречь по сравнению с  $\text{div} (\lambda \nabla T)$ . Тогда система дифференциальных уравнений влаготеплопереноса при отсутствии градиента общего давления будет иметь вид:

Д и ф ф у з и о н н ы й   в л а г о т е п л о п е р е н о с

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = k_{11} \nabla^2 u + k_{12} \nabla^2 T; \quad (10-8-1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = k_{22} \nabla^2 T + k_{21} \nabla^2 u, \quad (10-8-2)$$

где коэффициенты  $k_{11}, k_{12}, k_{22}, k_{21}$  определяются соотношениями (10-7-48) и (10-7-49).

Система уравнений (10-8-1) и (10-8-2) является наиболее общей, она справедлива не только для процессов сушки влажных материалов, но и для любого вида влаготеплопереноса.

Процесс сушки является типичным нестационарным процессом тепло- и массопереноса. Для него источник влаги  $I_2 = -I_1$  может быть выражен через локальную производную влагосодержания по времени  $(du/d\tau)$ . Воспользуемся методом расчета, впервые приведенным в работе [Л. 42].

Общее изменение влагосодержания тела  $du$  равно изменению  $d_{eu}$  в результате переноса влаги и изменению  $d_{iu}$  за счет фазового превращения жидкости в пар, т. е.

$$du = d_{eu} + d_{iu}. \quad (10-8-3)$$

При этом предполагается, что общее влагосодержание тела равно удельному содержанию жидкости ( $u = u_1 + u_2 = u_2$ ), т. е. в рассматриваемой системе  $i = 1, 2$ ,  $u_1 = 0$ .

Если процесс влаготеплопереноса нестационарный ( $du \neq 0$ ), то отношение  $d_{iu}/du$  будет конечной величиной, характеризующей относительное изменение влагосодержания за счет испарения по отношению к общему изменению влагосодержания в данной точке тела. Эта величина называется критерием или коэффициентом фазового превращения жидкости в пар и обозначается через  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = \frac{d_{iu}}{du}. \quad (10-8-4)$$

Если  $d_{iu} = 0$ , то коэффициент  $\varepsilon = 0$ , т. е. изменение влагосодержания происходит только за счет переноса жидкости; при отсутствии переноса жидкости ( $d_{eu} = 0$ ), когда изменение влагосодержания тела в любой его точке происходит только за счет испарения, коэффициент  $\varepsilon$  равен единице. Следовательно, в общем случае коэффициент  $\varepsilon$  изменяется от нуля до единицы ( $0 \leq \varepsilon \leq 1$ ) и система дифференциальных уравнений влаготеплопереноса будет иметь вид:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a_{m2} \nabla^2 u + a_{m2} \delta \nabla^2 T + \varepsilon \frac{\partial u}{\partial \tau}; \quad (10-8-5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T + \varepsilon \frac{r_{21}}{c} \frac{\partial u}{\partial \tau}. \quad (10-8-6)$$

Сравнивая уравнение (10-8-5), которое можно переписать в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{a_{m2}}{(1-\varepsilon)} [\nabla^2 u + \delta_2 \nabla^2 T], \quad (10-8-7)$$

с уравнением

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a_m (\nabla^2 u + \delta \nabla^2 T), \quad (10-8-8)$$

которое справедливо для самого общего случая, можно прийти к заключению, что они будут тождественны при условии выполнения равенств:

$$a_m = a_{m2}/(1-\varepsilon) \quad \text{и} \quad \delta = \delta_2. \quad (10-8-9)$$

Отсюда следует, что коэффициент

$$\varepsilon = \frac{a_{m1}}{a_{m1} + a_{m2}} = \frac{a_{m1}}{a_m}. \quad (10-8-10)$$

Система уравнений влаготеплопереноса (10-8-5) и (10-8-6) или (10-8-6) и (10-8-8) может быть записана в виде системы уравнений (10-8-1) и (10-8-2), но при этом коэффициенты  $k_{ij}$  ( $i = 1, 2; j = 1, 2$ ) будут равны:

$$k_{11} = a_{m2} (1-\varepsilon) = a_m; \quad k_{12} = \frac{a_{m2} \delta_2}{1-\varepsilon} = a_m \delta; \quad (10-8-11)$$

$$k_{22} = a + \varepsilon \frac{r_{21}}{c} \frac{a_{m2} \delta_2}{(1-\varepsilon)} = a + \varepsilon \frac{r_{21}}{c} a_m \delta;$$

$$k_{21} = \varepsilon \frac{r_{21}}{c} \frac{a_{m2}}{(1-\varepsilon)} = \varepsilon \frac{r_{21}}{c} a_m. \quad (10-8-12)$$

Таким образом, источник паробразной влаги  $I_1$  для нестационарного влаго-теплопереноса в процессе сушки выражается через соотношение

$$I_2 = -I_1 = \varepsilon \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau}. \quad (10-8-13)$$

Оно аналогично соотношению (10-7-37), только вместо коэффициента испарения  $\varepsilon$  входит коэффициент льдистости  $\varepsilon_s$ .

Соотношение (10-8-13) дает возможность выразить коэффициент  $\varepsilon$  через абсолютные значения потока жидкости  $|j_2|$  и потока пара  $|j_1|$ . В самом деле, подставив вместо  $\rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau}$  соответствующее выражение

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\operatorname{div} j_1 - \operatorname{div} j_2$$

и воспользуемся равенством

$$I_2 = I_1 = -\operatorname{div} j_1.$$

Тогда будем иметь:

$$I_2 = \varepsilon \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\varepsilon (\operatorname{div} j_1 + \operatorname{div} j_2) = -\operatorname{div} j_1, \quad (10-8-14)$$

откуда

$$\varepsilon = \frac{\operatorname{div} j_1}{\operatorname{div} j_1 + \operatorname{div} j_2} = \left(1 + \frac{\operatorname{div} j_2}{\operatorname{div} j_1}\right)^{-1}. \quad (10-8-15)$$

Для одномерных задач, когда векторы  $j_1$  и  $j_2$  направлены параллельно или антипараллельно, имеем:

$$\frac{\operatorname{div} j_2}{\operatorname{div} j_1} = \frac{(\partial/\partial x) j_2}{(\partial/\partial x) j_1}. \quad (10-8-16)$$

Если положить  $\varepsilon = \operatorname{const}$ , то, очевидно, и отношение (10-8-16) должно быть постоянным и равным  $|j_2|/|j_1| = \operatorname{const}$ , а из формулы (10-8-15) получаем:

$$\varepsilon = \frac{|j_1|}{|j_1| + |j_2|}. \quad (10-8-17)$$

Для сушки влажных материалов соотношение (10-8-15) можно написать так:

$$\varepsilon = \frac{a_{m1}(\nabla^2 u + \delta_1 \nabla^2 T)}{a_m(\nabla^2 u + \delta \nabla^2 T)}. \quad (10-8-18)$$

Если в соответствии с формулой (10-8-9) положим  $\delta = \delta_1 = \delta_2$ , тогда получим равенство  $\varepsilon = a_{m1}/a_m$ , что уже было установлено выше.

Таким образом, введение коэффициента  $\varepsilon$  как характеристики отношений потока жидкости и пара при нестационарном влаго-теплопереносе в процессе сушки требует соблюдения равенства (10-8-9) или (10-8-17). Эти равенства выполняются в области гигроскопического состояния влажных материалов. Введение коэффициента  $\varepsilon$  при помощи отношения (10-8-4) не требует выполнения ряда требований в том числе и постоянства его относительно координат.

Можно было формулу (10-8-17) положить за основу при выводе дифференциальных уравнений влаго-теплопереноса, как это было сделано в работе [Л. 38].

Из соотношения (10-8-17) следует

$$|j_1| = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} |j_2|. \quad (10-8-19)$$

Имеем:

$$j_1 = 1_{n1} |j_1|; \quad j_2 = 1_{n2} |j_2|, \quad (10-8-20)$$

где  $1_{n1}$  и  $1_{n2}$  — единичные векторы, направлены вдоль векторов  $j_1$  и  $j_2$ . Тогда из дифференциального уравнения

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\operatorname{div} j_1 - \operatorname{div} j_2 \quad (10-8-21)$$

получаем:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\operatorname{div} \mathbf{l}_{n1} | \mathbf{j}_1 | - \operatorname{div} \mathbf{j}_2 = -\operatorname{div} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} | \mathbf{j}_2 | \mathbf{l}_{n1} - \operatorname{div} \mathbf{j}_2.$$

Если положить  $\mathbf{l}_{n1} = \mathbf{l}_{n2}$ , а это означает, что векторы  $\mathbf{j}_1$  и  $\mathbf{j}_2$  направлены одинаково, то получим:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\operatorname{div} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \mathbf{j}_2 - \operatorname{div} \mathbf{j}_2. \quad (10-8-22)$$

Далее, предполагая, что коэффициент  $\varepsilon$  не зависит от координат ( $\varepsilon = \text{const}$ ), из (10-8-22) получаем:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\operatorname{div} \mathbf{j}_2 + \varepsilon \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau}, \quad (10-8-23)$$

откуда находим выражение для источника влаги:

$$I_2 = \varepsilon \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau}. \quad (10-8-24)$$

Предположение о равенстве векторов  $\mathbf{l}_{n1} = \mathbf{l}_{n2}$  применительно к процессу сушки означает, что векторы

$$\mathbf{j}_1 = -a_{m1} (\nabla u + \delta_1 \nabla T) \rho_0; \quad (10-8-25)$$

$$\mathbf{j}_2 = -a_{m2} (\nabla u + \delta_2 \nabla T) \rho_0 \quad (10-8-26)$$

должны быть одинаково направлены, это будет, если  $\delta_1 = \delta_2$ . Требование соблюдения равенства  $\delta_1 = \delta_2$  будет выполняться в гигроскопической области.

Необходимо отметить, что выражение (10-8-24) для источников влаги справедливо только для нестационарного влагопереноса, когда  $\frac{\partial u}{\partial \tau} \neq 0$ . Для стационарного влагопереноса ( $\frac{\partial u}{\partial \tau} = 0$ ). Коэффициент  $\varepsilon = \frac{d_i u}{du} \rightarrow \infty$ , так как  $du = 0$ . Поэтому величина источника  $I_2 = \infty \cdot 0$  есть неопределенность.

Чтобы раскрыть эту неопределенность, воспользуемся уравнением (10-8-5), из которого следует:

$$\varepsilon \frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial u}{\partial \tau} - a_{m2} \delta_2 \nabla^2 u - a_{m2} \delta_2 \nabla^2 T. \quad (10-8-27)$$

При стационарном состоянии  $\frac{\partial u}{\partial \tau} = 0$ , следовательно,

$$\varepsilon \frac{\partial u}{\partial \tau} = -a_{m2} (\nabla^2 u + \delta^2 \nabla^2 T) = \frac{1}{\rho_0} \operatorname{div} \mathbf{j}_2. \quad (10-8-28)$$

С другой стороны, из дифференциального уравнения (10-8-21) при  $\frac{\partial u}{\partial \tau} = 0$  получим:

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_2 = -\operatorname{div} \mathbf{j}_1. \quad (10-8-29)$$

Таким образом, для источника влаги при стационарном ее потоке получаем выражение

$$I_2 = \varepsilon \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = \operatorname{div} \mathbf{j}_2 = -\operatorname{div} \mathbf{j}_1, \quad (10-8-30)$$

т. е. соотношение (10-8-15).

Следовательно, уравнение для источника влаги

$$I_2 = -\operatorname{div} \mathbf{j}_1 = \operatorname{div} \rho_0 (a_{m1} \nabla u + a_{m1}^T \nabla T) \quad (10-8-31)$$

является более общим, справедливым как для нестационарного, так и стационарного влагопереноса во влажных телах.

Таким образом, система дифференциальных уравнений (10-8-1) и (10-8-2) остается прежней, только коэффициент  $k_{ij}$  определяется формулами (10-8-11) и (10-8-12).

Отсюда также следует, что коэффициент  $\varepsilon$  является характеристикой нестационарного влагопереноса, аналогичной характеристике  $m$  для нагревания или охлаждения тела в стадии регулярного режима.

Величина темпа нагревания

$$m = - \left( \frac{1}{T_c - T} \right) \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad (10-8-32)$$

Величина  $m$  является конечной величиной и равной

$$m = \frac{a}{R_v^2} \text{Bi} \Psi, \quad (10-8-33)$$

где  $\Psi$  — величина неравномерности температурного поля, изменяется от 0 до 1 ( $0 \leq \Psi \leq 1$ ),  $R_v$  — гидравлический радиус тела,  $\text{Bi}$  — критерий Био. В стационарном состоянии  $\partial T / \partial \tau = 0$ , а величина  $\left( \frac{1}{T_c - T} \right) = \infty$  ( $T = T_c$ ). Следовательно, аналогично коэффициенту  $\varepsilon$  темп нагревания  $m$  является характеристикой нестационарного теплообмена. Однако это не означает, что при нестационарном теплообмене величина  $m$  будет переменной, изменяющейся от 0 до  $\infty$ .

Следует отметить, что для расчета нестационарных полей температуры и влагосодержания тела в процессе сушки необходимо знать коэффициенты  $a$ ,  $a_m$ ,  $a_m^T$ ,  $\varepsilon$  и термодинамические характеристики  $c$  и  $r$ . Однако если воспользоваться более общим соотношением (10-8-30), то теплофизическими характеристиками будут  $a, c, r, a_{m1}, a_{m1}^T, a_m, a_m^T$ . Таким образом, введением коэффициента  $\varepsilon$  уменьшает количество параметров с 7 до 6. Во всех случаях система дифференциальных уравнений влагопереноса (10-8-1) и (10-8-2) остается одной и той же, только в решениях этой системы выражение коэффициентов  $k_{ij}$  будет разное в зависимости от теплофизических характеристик.

**Диффузионно-фильтрационный влагоперенос.** При высокоинтенсивном процессе сушки (сушка токами высокой частоты, контактная сушка и т. д.) внутри влажного материала возникает градиент общего давления влажного воздуха. В результате возникает дополнительный перенос влаги и тела ввиду наличия гидродинамического (фильтрационного) движения пара и жидкости. Градиент общего давления внутри тела возникает в результате испарения жидкости и наличия сопротивления скелета тела при движении пара. Этому способствует наличие микрокапилляров, через систему которых идет молекулярное (эффузионное) натекание воздуха из окружающей среды и диффузия скопления в системе макрокапилляров.

В этом случае система дифференциальных уравнений влагопереноса применительно к процессу сушки имеет вид (подробно — см. [Л. 45]):

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = k_{11} \nabla^2 u + k_{12} \nabla^2 T + k_{13} \nabla^2 P; \quad (10-8-34)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = k_{21} \nabla^2 u + k_{22} \nabla^2 T + k_{23} \nabla^2 P; \quad (10-8-35)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = k_{31} \nabla^2 u + k_{32} \nabla^2 T + k_{33} \nabla^2 P, \quad (10-8-36)$$

где коэффициенты  $k_{ij}$  ( $ij = 1, 2, 3$ ) равны:

$$k_{11} = a_m; \quad k_{12} = a_m \delta = (a_{m1}^T + a_{m2}^T); \\ k_{13} = k_p / \rho_0; \quad (10-8-37)$$

$$k_{21} = \frac{r\varepsilon}{c} a_m; \quad k_{22} = a + \frac{\varepsilon r}{c} a_m \delta; \quad k_{23} = \varepsilon r \frac{a_m}{c} \delta_p; \quad (10-8-38)$$

$$k_{31} = -\frac{\varepsilon a_m}{c_p}; \quad k_{32} = -\frac{\varepsilon a_m}{c_p} \delta; \quad k_{33} = \left( a_p - \frac{\varepsilon a_m}{c_p} \delta_p \right), \quad (10-8-39)$$



где  $k_p$  — коэффициент фильтрационного переноса влаги, определяемый из уравнения

$$j_p = -k_p \nabla P,$$

$\delta_p$  — относительный коэффициент фильтрационного потока влаги:

$$\delta_p = k_p / a_m \rho_0,$$

$a_p$  — коэффициент конвективной фильтрационной диффузии  $\left(a_p = \frac{k_p}{c_p \rho_0}\right)$ ;

$c_p$  — коэффициент емкости влажного воздуха в пористом теле, определяемый соотношением  $d(u_1 + u_2) = c_p dp$ . Однако в случае фильтрационного переноса в уравнение переноса тепла (10-8-35) необходимо добавить члены, характеризующие перенос тепла конвекцией

$$\sum_i c_i j_i \nabla T, \quad (10-8-40)$$

которые в ряде случаев являются значительно большими по сравнению с членами диффузионного переноса тепла.

Приведенные уравнения влагопереноса справедливы для однородного влажного тела. Для системы влажных тел они также справедливы, но надо учитывать, что на границе соприкосновения влажных тел существует скачок влагосодержания. Это обусловлено тем, что влагосодержание тела не является потенциалом переноса влаги, оно аналогично энтальпии (теплосодержанию), а не температуре.

Скачок влагосодержания на границе соприкосновения тел определяется по величине влагоемкости соприкасаемых тел  $c_m$ . На границе соприкосновения влажных тел имеет место равенство потенциала влагопереноса  $\theta_i = \theta_{i+1}$  и скачок влагосодержаний

$$u_i = \frac{c_{mi}}{c_{m(i+1)}} u_{i+1}.$$

Система уравнений (10-8-34) — (10-8-36) будет справедлива, если вместо влагосодержания  $u$  поставить потенциал влагопереноса  $\theta$ . При этом значения коэффициентов  $k_{ij}$  определяются аналогичными соотношениями, например коэффициент  $\delta$  надо заменить на  $\delta/c_m$ , а  $\delta_p$  на  $\delta_p/c_m$  и т. д., так как переход от влагосодержания  $u$  к потенциалу происходит по формуле

$$du = c_m d\theta.$$

## 10-9. ОБОБЩЕННАЯ СИСТЕМА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

Для высокоинтенсивных процессов тепло- и массопереноса потоки тепла и массы описываются не системой уравнений Онзагера

$$j_i = \sum_k L_{ik} X_k, \quad (10-9-1)$$

а обобщенной системой уравнений

$$j_i = \sum_k L_{ik} X_k + L_i^{(r)} \frac{\partial j_i}{\partial \tau}. \quad (10-9-2)$$

Например, вместо уравнения теплопроводности Фурье  $q = -\lambda \nabla T$  будет иметь место обобщенное уравнение

$$j_q = q = -\lambda \nabla T - \tau_{rq} \frac{\partial q}{\partial \tau}. \quad (10-9-3)$$

Строго говоря, соотношение (10-9-3) справедливо только для одномерных задач. Для многомерных задач соотношение (10-9-3) можно считать в качестве приближе-

ния, где период релаксации  $\tau_{rq}$  теплового напряжения определяется как некоторая экспериментальная постоянная.

Аналогичное соотношение имеет место и для диффузии влаги.

Члены  $L_i^{(r)} \frac{\partial j_i}{\partial \tau}$  соответствуют конечной скорости распространения соответствующей субстанции.

Период релаксации  $\tau_{ri}$  напряжения соответствующей субстанции  $i$  (массы, тепла и т. д.) определяется соотношением:

$$\tau_{ri} = \frac{a_i}{v_i^2}, \quad (10-9-4)$$

где  $v_i$  — конечная скорость распространения субстанции  $i$ ,  $a_i$  — коэффициент диффузии субстанции  $i$ .

Используя законы сохранения энергии и массы, а также систему обобщенных уравнений Онзагера для случая градиентной зависимости между термодинамическими силами и соответствующими потенциалами переноса, получим систему дифференциальных уравнений переноса

$$\begin{aligned} c_i \rho_0 \tau_{ri} \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial \tau^2} + c_i \rho_0 \left( \frac{\partial \theta_i}{\partial \tau} + \vec{v} \nabla \theta_i \right) = \\ = \operatorname{div} \sum_{k=1}^n L_{ik} n_k \nabla \theta_{ik} + I_i \quad (i = 1, 2, \dots, n), \end{aligned} \quad (10-9-5)$$

где  $\tau$  — время,  $c_i \rho_0$  — объемная обобщенная емкость соответствующего потенциала  $\theta_i$ ,  $\vec{v}$  — макроскопическая скорость,  $I_i$  — источник или сток потенциала,  $L_{ik}$  — кинетические коэффициенты переноса, между которыми существует соотношение взаимности Онзагера,  $L_{ik} = L_{ki}$ ,  $n_k$  — коэффициент пропорциональности между силой и градиентом потенциала. Даже при наличии только двух потенциалов и термодинамических сил ( $i, k = 1, 2$ ) система уравнений (10-8-34)–(10-8-36) описывает тепло- и массоперенос в движущейся бинарной газовой смеси, массовый и теплоперенос в молекулярных растворах, двухфазное ламинарное течение несмешивающихся жидкостей в пористых средах, диффузно-электрические явления в растворах электролитов, сушку в капиллярнопористых телах и др.

В случае постоянства коэффициентов и характеристик переноса уравнение (10-9-5) принимает вид системы уравнений:

$$\tau_{ri} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} + \frac{\partial \theta_i}{\partial \tau} + \vec{v} \nabla \theta_i = \sum_{k=1}^n k_{ik} \nabla^2 \theta_k + \Pi_i \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (10-9-6)$$

где  $k_{ik}$  — коэффициенты переноса при соответствующих потенциалах, между которыми уже не существует соотношений взаимности Онзагера ( $k_{ik} \neq k_{ki}$ );  $\Pi_i = I_i / c_i \rho$  — удельная мощность дополнительных источников. Применительно к сушке капиллярнопористых тел при умеренных температурах ( $i, k = 1, 2$ ) и при условии  $\tau_{ri} = 0$  входящие в систему (10-9-6) величины имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \theta_1 = t; \quad \theta_2 = \theta; \quad \Pi_1 = \Pi_2 = 0; \quad \vec{v} = 0; \\ k_{12} = a_q + a_m \delta \varepsilon r \frac{1}{c_q}; \quad k_{12} = \varepsilon r \frac{c_m}{c_q} \mu_m; \\ k_{21} = a_m \delta / c_m; \quad k_{22} = a_m, \end{aligned} \right\} \quad (10-9-7)$$

где  $t$  — температура тела,  $\theta$  — потенциал массопереноса,  $a_q$  и  $a_m$  — коэффициенты диффузии тепла и вещества,  $c_q$  и  $c_m$  — соответственно приведенная удельная теплоемкость материала и изотермическая массоемкость,  $r$  — удельная теплота фазового перехода,  $\varepsilon$  — критерий фазового превращения.

Применительно к высокотемпературной сушке ( $i = 1, 2, 3$ ) входящие в уравнение (10-9-6) параметры записываются соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \theta_1 = t; \quad \theta_2 = \theta; \quad \theta_3 = P; \quad \Pi_1 = \Pi_2 = \Pi_3 = 0; \\ \vec{v} = 0; \\ k_{11} = a_q + a_m \delta \varepsilon r \frac{1}{c_q}; \quad k_{12} = \varepsilon r \frac{c_m}{c_q} a_m; \quad k_{13} = a_m \varepsilon r \delta_p \frac{1}{c_q}; \\ k_{21} = a_m \delta / c_m; \quad k_{22} = a_m; \quad k_{23} = a_m \delta_p / c_m; \\ k_{31} = -\varepsilon \frac{c_m}{c_p} a_m \delta \theta; \quad k_{32} = -\varepsilon \frac{c_m}{c_p} a_m; \\ k_{33} = a_p - \varepsilon \frac{1}{c_p} a_m \delta_p; \quad \delta \theta c_m = \delta. \end{aligned} \right\} \quad (10-9-8)$$

Здесь  $P$  — потенциал фильтрационного массопереноса,  $a_p$  — коэффициент потенциалопроводности фильтрационного движения парогазовой смеси,  $c_p$  — емкость капиллярнопористого тела по отношению к влажному воздуху или пару в процессе его молярного переноса.

## 10-10. КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ МАССОТЕПЛОПЕРЕНОСА

Из системы дифференциальных уравнений влаготеплопереноса получаем ряд критериев подобия и обобщенных переменных.

1. Числа гомохромности полей потенциалов переноса, называемые числами Фурье:

$$Fo_q = \frac{a_q \tau}{R^2}; \quad Fo_m = \frac{a_m \tau}{R^2}; \quad Fo_p = \frac{a_p \tau}{R^2}, \quad (10-10-1)$$

где  $R$  — характерный размер. Между этими числами существует взаимосвязь, осуществляемая при помощи критериев  $Lu$  и  $Lu_p$ .

Массообменный релаксационный критерий Фурье

$$Fo_{rm} = \frac{a_m \tau_{rm}}{R^2}, \quad (10-10-2)$$

где все величины известны ( $a_m, R, \tau_{rm}$ ). Период релаксации концентрационного напряжения массы примерно в  $10^3$ — $10^5$  раз больше, чем период релаксации теплового напряжения. Поэтому массообменный релаксационный критерий Фурье во много раз больше теплообменного релаксационного критерия Фурье  $Fo_{rq}(Fo_{rq} = a_q \tau_{rq} / R^2)$ .

2. Критерий диффузии влаги по отношению к диффузии тепла, или диффузионный критерий влаготеплопереноса

$$Lu = \frac{a_m}{a_q}; \quad Lu_p = \frac{a_p}{a_q}. \quad (10-10-3)$$

Критерий  $Lu$  равен отношению коэффициентов диффузии массы влаги к коэффициенту диффузии тепла.

Критерий  $Lu_p$  равен отношению коэффициента конвективной диффузии к коэффициенту диффузии тепла. Можно дать и другое физическое толкование критерия  $Lu$ .

Критерий  $Lu$  определяет скорость распространения изоконцентрационной поверхности по отношению к скорости распространения изотермической поверхности, т. е. характеризует инерцию поля температур относительно поля влагосодержания (критерий инерционности тепловлагодпереноса).

Фильтрационный критерий  $Lu_p$  характеризует интенсивность распространения поля потенциала фильтрации (поля давления) по отношению к развитию поля температур.

Как видно из рис. 10-39, критерий  $Lu$  увеличивается с повышением влагосодержания по линейному закону. Начиная с влагосодержания песка  $u > 15\%$  критерий  $Lu$  больше единицы. В этом случае распространение потенциала массопереноса  $\theta$  опережает развитие поля температуры.

Фильтрационный критерий  $Lu_p$  значительно больше единицы (порядка 100—1 000), поэтому релаксация общего давления парогазовой смеси в капиллярнопористом теле происходит на 2—3 порядка быстрее по сравнению с релаксацией поля температур.

Используя критерий  $Lu$  и  $Lu_p$ , находим связи между критериями Фурье:

$$Fo_m = Fo_Lu; \quad Fo_p = Fo_Lu_p \quad (10-10-4)$$

где  $Fo = Fo_q$  — теплообменный критерий Фурье.

3. Критерий Коссовича, определяемый соотношением

$$Ko = \frac{rc_m \Delta \theta}{c_q \Delta t} = \frac{r \Delta u}{c_q \Delta t} \quad (10-10-5)$$

Критерий  $Ko$  дает зависимость между количествами теплоты, затраченной на испарение жидкости ( $r \Delta u$ ) и на нагревание влажного тела ( $c_q \Delta t$ ).

4. Критерий Поснова для диффузионного и фильтрационного переноса равен:

$$P_p = \frac{\delta \Delta T}{\Delta u} = \frac{a_{m p_0} \Delta T}{\rho_0 a_m \Delta u} = \frac{a_{m p_0} \Delta T}{\lambda_m \Delta \theta};$$

$$P_{p_p} = \frac{\delta_p \Delta p}{\Delta u} = \frac{k_p \Delta p}{\rho_0 a_m \Delta u} \quad (10-10-6)$$

Критерий  $P_p$  равен отношению интенсивности термодиффузионного переноса влаги к диффузионному переносу влаги или отношению термовлагопроводности к влагопроводности.

Критерий  $P_{p_p}$  равен отношению интенсивности фильтрационного переноса влаги к диффузионному переносу влаги.

5. В аналитических решениях в качестве обобщенной переменной часто встречается величина, равная произведению  $\varepsilon P_p Ko$ , которую иногда называют критерием Федорова:

$$Fe = \varepsilon Ko P_p = \frac{\varepsilon \delta r}{c_q} \quad (10-10-7)$$

Этот критерий не зависит от выбора потенциалов тепломассопереноса и определяется только коэффициентами  $\varepsilon$  и  $\delta$  и термодинамическими характеристиками  $r$  и  $c_q$ .

Если обозначить безразмерный температурный коэффициент сушки через  $B$

$$B = b \frac{\Delta \bar{u}}{\Delta t} = \frac{\partial (\bar{t}/\Delta t)}{\partial (\bar{u}/\Delta t)}, \quad (10-10-8)$$

где  $b = \partial \bar{t} / \partial \bar{u}$ , то отношение  $B/Ko$  дает новый критерий, названный нами критерием Ребиндера  $Rb$ :

$$Rb = \frac{B}{Ko} = \frac{c_q b}{r} \quad (10-10-9)$$

Критерий Ребиндера входит в основное уравнение баланса тепла.

В отличие от критерия Поснова температурный коэффициент сушки характеризует изменение среднеинтегральной температуры  $\bar{t}$  и среднеинтегрального



Рис. 10-39. Изменения критерия  $Lu$  в зависимости от влагосодержания песка и глины (по данным Н. Н. Бабьева).

значения влагосодержания  $\bar{u}$ , т. е. является кинетической характеристикой интегральных характеристик тепло- и влагопереноса. Критерий Поснова относится к характеристикам локальных изменений  $t$  и  $u$ .

6. Из дифференциального уравнения (10-8-36) получаем критерий

$$K = \frac{c_v \Delta p}{c_m \Delta \theta} = \frac{Bu}{Ko}, \quad (10-10-10)$$

где  $Bu$  — критерий Булыгина, введенный Ю. А. Михайловым и определяемый по соотношению [Л. 45]:

$$Bu = \frac{r c_v \Delta p}{c_q \Delta t}. \quad (10-10-11)$$

7. Из граничных условий третьего рода получаем два критерия Био: теплообменный критерий Био

$$Bi_q = \frac{\alpha R}{\lambda_q} = \frac{\alpha_h R}{\alpha_q} \quad (10-10-12)$$

и массообменный критерий Био

$$Bi_m = \frac{\beta R}{\lambda_m} = \frac{\beta_h R}{\alpha_m}. \quad (10-10-13)$$

Критерии Био изменяются от нуля до бесконечности ( $0 < Bi < \infty$ ). Если потоки тепла  $q$  ( $\tau$ ) и массы вещества  $j$  ( $\tau$ ) не могут быть определены граничными условиями третьего рода, то вместо критериев  $Bi_q$  и  $Bi_m$  используются два числа Кирпичева:

$$Ki_q = \frac{q(\tau) R}{\lambda \Delta t}; \quad Ki_m = \frac{j(\tau) R}{\lambda_m \Delta \theta}. \quad (10-10-14)$$

В случае, когда потоки  $q$  ( $\tau$ ) и  $j$  ( $\tau$ ) определяются законами Ньютона, между этими критериями существует простая взаимосвязь:

$$Ki_q = Bi_q \frac{T_c - T_n}{\Delta T}; \quad Ki_m = Bi_m \frac{\theta_n - \theta_c}{\Delta \theta}. \quad (10-10-15)$$

Величины  $\Delta T$ ,  $\Delta u$ ,  $\Delta \theta$  и  $\Delta p$ , входящие в критерии подобия тепло- и массопереноса, выбираются в соответствии с условиями конкретной задачи.

## 10-11. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ТЕПЛО- И ВЛАГОПЕРЕНОСА В ОБОБЩЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

Система уравнений тепло- и влагопереноса в безразмерном виде для одномерных неподвижных тел или сред принимает вид:

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial Fo} = \sum_{k=1}^n K_{ik}^* \left( \frac{\partial^2 \theta_k}{\partial X^2} + \frac{\Gamma}{X} \frac{\partial \theta_k}{\partial X} \right) + \Pi_i^* \quad (i, k = 1, 2, \dots, n), \quad (10-11-1)$$

где  $\theta_i$  — безразмерный потенциал переноса,  $K_{ik}^*$  — безразмерный простой или комплексный критерий, характеризующий перенос  $i$ -й взаимосвязанной субстанции под действием движущей силы с индексом  $k$ ,  $\Pi_i^*$  — безразмерный источник (или сток)  $i$ -переноса,  $Fo_i = a_i \tau / R^2$  — число гомотехности,  $X$  — безразмерная координата,  $\Gamma$  — постоянная формы, равная для неограниченной пластины нулю, для неограниченного цилиндра — единице и для шара — двум.

Для диффузионного тепло- и массопереноса во влажных телах ( $i, k = 1, 2$ ) входящие в уравнение (10-11-1) безразмерные параметры имеют вид:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= T; \quad \theta_2 = \theta; \quad \Pi_1^* = \Pi_2^* = 0; \\ k_{11}^* &= 1 + \varepsilon KoPnLu; \quad k_{12}^* = -\varepsilon KoLu; \\ k_{21}^* &= -LuPn; \quad k_{22}^* = Lu, \end{aligned} \quad (10-11-2)$$

где  $T = \frac{t - t_*}{t_c - t_*}$ ,  $\theta = \frac{\theta_* - \theta}{\theta_* - \theta_p}$  — безразмерные температура и потенциал массо-  
переноса (индекс \* характеризует фиксированное начальное значение потенциала).

Для молярно-молекулярного тепло- и массопереноса ( $i, k = 1, 2, 3$ ) безразмерные параметры  $\theta_i$  и  $k_{ik}^*$  принимают следующий вид:

$$\theta_1 = T; \quad \theta_2 = \theta; \quad \theta_3 = P; \quad \Pi_i^* = 0 \quad (i = 1, 2, 3);$$

$$k_{11}^* = 1 + \varepsilon \text{KoPnLu}; \quad k_{12}^* = -\varepsilon \text{KoLu};$$

$$k_{13}^* = \varepsilon \text{BuLu}_p; \quad (10-11-3)$$

$$k_{21}^* = -\text{LuPn}; \quad k_{22}^* = \text{Lu}; \quad k_{23}^* = -\text{Lu}_p \frac{\text{Bu}}{\text{Ko}};$$

$$k_{31}^* = -\text{Lu} \frac{\varepsilon \text{KoPn}}{\text{Bu}}; \quad k_{32}^* = \text{Lu} \frac{\varepsilon \text{Ko}}{\text{Bu}}; \quad k_{33}^* = \text{Lu}_p (1 - \varepsilon),$$

где  $P = \frac{p - p_0}{p_0}$  — безразмерный потенциал фильтрационного массопереноса.



## ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ТЕПЛО- И ВЛАГОПЕРЕНОСА

Система дифференциальных уравнений тепло- и массопереноса во влажных материалах имеет вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \varepsilon \frac{r}{c} \frac{\partial u}{\partial \tau}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial \tau} = a_{mi} \nabla^2 u_i + a_{mc}^T \nabla^2 T + \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial \tau}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a_m \nabla^2 u + a_m^T \nabla^2 t. \quad (3)$$

Средние интегральные по объему значения температуры  $t$  и влагосодержания  $u$  определяются соотношениями:

$$\bar{t} = \frac{1}{V} \int_{(v)} t \, dv; \quad \bar{u} = \frac{1}{V} \int_{(v)} u \, dv. \quad (4)$$

Если считать, что коэффициенты переноса  $a$ ,  $a_m$ ,  $a_m^T$  и термодинамические параметры  $r$ ,  $c$ ,  $\varepsilon$  не изменяются по объему тела, то можно написать:

$$V \frac{d\bar{t}}{d\tau} = a \int_{(v)} \nabla^2 t \, dv + V\varepsilon \frac{r}{c} \frac{d\bar{u}}{d\tau} = a \oint_{(F)} \nabla t \, dF + V\varepsilon \frac{r}{c} \frac{d\bar{u}}{d\tau}. \quad (5)$$

В последнем равенстве была использована теорема Гаусса — Остроградского

$$\int_{(F)} (\vec{A} \cdot \vec{1}_n) \, dF = \int_{(v)} \operatorname{div} \vec{A} \, dv. \quad (6)$$

Воспользуемся граничным условием:

$$-\lambda (\nabla t)_n + q_n(\tau) - r j_{2n}(\tau) = 0, \quad (7)$$

где  $j_2(\tau)$  — поток жидкообразной влаги на поверхности тела. Уравнение (2) для  $i = 2$  (жидкообразная влага) можно написать так:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau} = -\operatorname{div} j_2(\tau) + \varepsilon \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau}, \quad (8)$$

так как  $u_2 = u_1 + u_3$ . Следовательно, имеем:

$$\begin{aligned} \int_F v t dF &= \frac{1}{\lambda} \int_F \left[ q_n(\tau) - r j_{2n}(\tau) \right] dF = \\ &= \frac{1}{\lambda} \int_{(F)} q_n(\tau) dF - \frac{r}{\lambda} \int_{(v)} \operatorname{div} j_2 dv, \end{aligned} \quad (9)$$

Обозначим средний удельный поток тепла на поверхности:

$$q(\tau) = \frac{1}{F} \int_{(F)} q_n(\tau) dF, \quad (10)$$

а также принимая во внимание соотношение (8), будем иметь.

$$\begin{aligned} v \frac{d\bar{t}}{d\tau} &= \frac{F}{c\rho_0} q(\tau) + \frac{r d\bar{u}}{cd\tau} (1 - \\ &- \varepsilon) v + \varepsilon \frac{r}{c} v \frac{d\bar{u}}{d\tau}, \end{aligned}$$

откуда получим:

$$c\rho_0 R_v \frac{d\bar{t}}{d\tau} = r R_v \rho_0 \frac{d\bar{u}}{d\tau} + q(\tau). \quad (11)$$

В процессе сушки величина  $d\bar{u}/d\tau$  отрицательна  $\left(\frac{d\bar{u}}{d\tau} < 0\right)$  Поэтому будем ее считать по абсолютному значению. Тогда интегральное уравнение тепло- и влагообмена будет иметь вид:

$$q(\tau) = r \rho_0 R_v \frac{d\bar{u}}{d\tau} + \rho_0 R_v c \frac{d\bar{t}}{d\tau}, \quad (12)$$

где  $R_v = v/F$  — отношение объема к поверхности тела.

Этот вывод будет справедлив для более общего случая, когда источник влаги  $\varepsilon \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau}$  будет любой функцией времени, т. е. можно  $\varepsilon \rho_0 \frac{\partial u}{\partial \tau}$  заменить на  $I_2(\tau)$ .

Интегральное уравнение (12) показывает, что подведенное к телу тепло  $q(\tau)$  затрачивается на испарение влаги  $r \rho_0 R_v \frac{d\bar{u}}{d\tau}$  и на нагревание влажного тела

$\rho_0 R_v c \frac{d\bar{t}}{d\tau}$ . В некоторых работах вместо  $r$  входит величина  $(r + c_2 t)$ , где  $c_2$  — удельная теплоемкость жидкости. Это неверно, так как теплосодержание испаренной жидкости переходит из тела в окружающую среду без затраты тепла.

Источник тепла определяется соотношением  $\sum_i h_i I_i$ , где  $h_i$  — удельная энтальпия  $i$ -й фазы. При испарении жидкости  $I_2 = -I_1$  т.е.  $(h_1 - h_2) I_1 = r_{12} \cdot I_1$ . Также неверно в уравнении баланса тепла вместо  $r$  писать  $[r + c_n (t_n - t_u)]$ , где  $c_n$  — средняя теплоемкость перегретого пара, а  $t_n$  и  $t_u$  — соответственно температура пара в окружающей среде и температура испарения. Учет тепла на нагрев влаги в теле в любом фазовом состоянии учитывается суммарной теплоемкостью тела, равной

$$\rho_0 c = (c_1 u_1 + c_2 u_2 + c_3 u_3) \rho_0 = \sum_i c_i \rho_0.$$

Эти замечания нами сделаны потому, что неправильное написание уравнения баланса тепла встречается в некоторых учебных пособиях.

# РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ТЕПЛО- И ВЛАГОПЕРЕНОСА

Система дифференциальных уравнений тепловлагопереноса в обобщенных переменных для одномерной задачи (неограниченная пластина, цилиндр и шар) имеет вид:

$$\frac{\partial T(X, Fo)}{\partial Fo} = (1 + \varepsilon K_0 P_n Lu) \left[ \frac{\partial^2 T(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{\Gamma}{X} \frac{\partial T(X, Fo)}{\partial X} \right] - \varepsilon K_0 Lu \left[ \frac{\partial^2 U(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{\Gamma}{X} \frac{\partial U(X, Fo)}{\partial X} \right]; \quad (1)$$

$$\frac{\partial U(X, Fo)}{\partial Fo} = Lu \left[ \frac{\partial^2 U(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{\Gamma}{X} \frac{\partial U(X, Fo)}{\partial X} \right] - Lu P_n \times \left[ \frac{\partial^2 T(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{\Gamma}{X} \frac{\partial T(X, Fo)}{\partial X} \right], \quad (2)$$

где  $X = x/R$  — безразмерная координата,  $T = (t - t^*)/\Delta t^*$  — безразмерная температура,  $U = (u^* - u)/\Delta u^*$  — безразмерное влагосодержание,  $Fo$  — число Фурье ( $Fo = \alpha t/R^2$ ),  $\Gamma$  — постоянный коэффициент для пластины  $\Gamma = 0$ , для цилиндра  $\Gamma = 1$  и для шара  $\Gamma = 2$ ;  $\Delta t^*$  и  $\Delta u^*$  — соответственно фиксированные значения температуры и влагосодержания.

Граничные условия можно написать так:

$$\frac{\partial T(1, Fo)}{\partial X} + Ki_q Fo - (1 - \varepsilon) Lu K_0 Ki_m(Fo) = 0; \quad (3)$$

$$-\frac{\partial U(1, Fo)}{\partial X} + P_n \frac{\partial T(1, Fo)}{\partial X} + Ki_m(Fo) = 0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial T(0, Fo)}{\partial X} = \frac{\partial U(0, Fo)}{\partial X} = 0. \quad (5)$$

Начальные условия принимаем следующие:

$$\left. \begin{aligned} U(X, 0) &= U_0 = \text{const}; \\ T(X, 0) &= T_0 = \text{const}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Решение уравнений (1) и (2) при условиях (3)–(6) имеет вид:

$$T(X, Fo) = \sum_{k=1}^2 \sum_{i=1}^2 B_{ki}^q Q_{ki}; \quad (7)$$

$$U(X, Fo) = \sum_{k=1}^2 \sum_{i=1}^2 B_{ki}^m Q_{ki}, \quad (8)$$

где

$$B_{1i}^q = (-1)^i \frac{1 - v_i^2}{v_1^2 - v_2^2}; \quad B_{1i}^m = (-1)^i \frac{P_n}{v_1^2 - v_2^2}; \quad (9)$$

$$B_{2i}^q = (-1)^i \frac{(v_1^2 - 1 + \varepsilon) K_0 Lu}{v_1^2 - v_2^2}; \quad (10)$$

$$B_{2i}^m = (-1)^i \frac{Lu (1/Lu - v_i^2) - (1 - \varepsilon) K_0 P_n Lu}{v_1^2 - v_2^2}. \quad (11)$$

$$Q_{ki} = (\Gamma + 1) \int_0^{Fo} Ki_k(Fo^*) dFo^* + 2 \sum_{n=1}^{\infty} C_n^q \Phi_{\Gamma}(\mu_n X) \times \exp(-\mu_n^2 v_i^2 Lu Fo) \int_0^{Fo} Ki_k(Fo^*) \exp(\mu_n^2 v_i^2 Lu Fo^*) dFo^*. \quad (12)$$

Для неограниченной пластины  $\Gamma = 0$ :

$$C_0^Q = (-1)^n; \quad \Phi_0(\mu_n X) = \cos \mu_n X; \quad \mu_n = n\pi \quad (n = 1, 2, 3 \dots). \quad (13)$$

Для неограниченного цилиндра  $\Gamma = 1$ :

$$C_1^Q = \frac{1}{J_0(\mu_n)}; \quad \Phi_1(\mu_n X) = J_0(\mu_n X), \quad (14)$$

$\mu_n$  — корни характеристического уравнения  $J_1(\mu) = 0$ . Для шара  $\Gamma = 2$ :

$$C_2^Q = \frac{\mu_n}{\sin \mu_n}; \quad \Phi_2(\mu_n X) = \frac{\sin \mu_n X}{\mu_n X}, \quad (15)$$

$\mu_n$  — корни характеристического уравнения  $\operatorname{tg} \mu = \mu$ .

## ПРИЛОЖЕНИЕ 3

### РЕШЕНИЕ ПРИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

Обозначим безразмерные температуру через  $T$ , влагосодержание —  $U$ , координату —  $X$  ( $X = x/R$ ), время —  $Fo$  ( $Fo = \tau/R^2$ ). Тогда дифференциальные уравнения влагопереноса для одномерной задачи будут иметь вид:

$$\frac{\partial T(x, Fo)}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 T(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{\Gamma}{X} \frac{\partial T(X, Fo)}{\partial X} - \varepsilon K_0 \frac{\partial U(X, Fo)}{\partial Fo}; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U(X, Fo)}{\partial Fo} = & Lu \left[ \frac{\partial^2 U(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{\Gamma}{X} \frac{\partial U(X, Fo)}{\partial X} \right] - Lu P_n \left[ \frac{\partial^2 T(X, Fo)}{\partial X^2} + \right. \\ & \left. + \frac{\Gamma}{X} \frac{\partial T(X, Fo)}{\partial X} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\Gamma$  — постоянный коэффициент, для пластины  $\Gamma = 0$ , для цилиндра  $\Gamma = 1$  и для шара  $\Gamma = 2$ .

Задачи будем считать симметричными, т. е.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T(0, Fo)}{\partial X} &= \frac{\partial U(0, Fo)}{\partial X} = 0 \\ T(0, Fo) &\neq \infty; \\ U(0, Fo) &\neq \infty. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Граничные условия имеют вид:

$$\frac{\partial T(1, Fo)}{\partial X} - Bi_q [1 - T(1, Fo)] + (1 - \varepsilon) K_0 Lu Ki_m(Fo) = 0; \quad (4)$$

$$- \frac{\partial U(1, Fo)}{\partial X} + P_n \frac{\partial T(1, Fo)}{\partial X} + Ki_m(Fo) = 0. \quad (5)$$

Воспользуемся приближенным уравнением кривой скорости сушки:

$$j(\tau) = \rho_0 R_v \frac{d\bar{u}}{d\tau} = \rho_0 R_v N (\bar{u} - \bar{u}_p), \quad (6)$$

где  $R_v$  — отношение объема тела к поверхности,  $N$  — скорость сушки в периоде постоянной скорости,  $R_v$  — относительный коэффициент сушки,  $\bar{u}$  — среднее влагосодержание тела, определяемое по соотношению

$$\frac{\bar{u}}{w_0} = (1 + \Gamma) \int_0^1 X^\Gamma U(X, Fo) dX. \quad (7)$$

Решение системы дифференциальных уравнений (1) и (2) при условиях (3)–(6) дано М. Д. Михайловым. Это решение имеет вид:

$$T(X, F_0) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=1}^2 c_{ni} \Phi_{\Gamma}(v_i \mu_n X) \exp(-\mu_n^2 F_0); \quad (8)$$

$$U(X, F_0) = 1 + \frac{1}{\varepsilon K_0} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=1}^2 c_{ni} (1 - v_i^2) \Phi_{\Gamma}(v_i \mu_n X) \exp(-\mu_n^2 F_0), \quad (9)$$

где

$$v_i^2 = \frac{1}{2} \left[ \left( 1 + K_0 P n + \frac{1}{L_u} \right) + (-1)^i \sqrt{\left( 1 + K_0 P n + \frac{1}{L_u} \right)^2 - \frac{4}{L_u}} \right]; \quad (10)$$

$$c_{n1} = \frac{2}{\mu_n \Psi_n} [1 - \varepsilon K_0 K_1] \mathcal{P}_{n2} + \varepsilon K_0 Q_{n2}; \quad (11)$$

$$c_{n2} = -\frac{2}{\mu_n \Psi_n} [(1 - \varepsilon K_0 K_1) \mathcal{P}_{n1} + \varepsilon K_0 Q_{n1}]; \quad (12)$$

$$\Psi_n = v_1 A_{n1} \mathcal{P}_{n2} + v_2 B_{n2} Q_{n1} - v_2 A_{n2} \mathcal{P}_{n1} - v_1 B_{n1} Q_{n2}; \quad (13)$$

$$A_{ni} = \left[ \frac{v_i \mu_n}{Bi_q} - K_1 (1 + \Gamma) \frac{1 - v_i^2}{v_i \mu_n} \right] + \left[ 1 + \frac{1 - \Gamma}{Bi_q} + \right. \\ \left. + K_1 (1 + \Gamma)^2 \frac{1 - v_i^2}{v_i^2 \mu_n^2} \right] v_{\Gamma}(v_i \mu_n); \quad (14)$$

$$B_{ni} = \left[ \frac{(1 - v_i^2) + \varepsilon K_0 P n}{K_2} v_i \mu_n - (1 + \Gamma) \frac{1 - v_i^2}{v_i \mu_n} \right] \Phi_{\Gamma}(v_i \mu_n) + \\ + \left[ (1 + \Gamma)^2 \frac{1 - v_i^2}{v_i^2 \mu_n^2} - \frac{(1 - v_i^2) + \varepsilon K_0 P n}{K_2} (\Gamma - 1) \right] v_{\Gamma}(v_i \mu_n); \quad (15)$$

$$Q_{ni} = \Phi_{\Gamma}(v_i \mu_n) + \left[ K_1 (1 + \Gamma) \frac{1 - v_i^2}{v_i \mu_n} - \frac{1}{Bi_q} v_i \mu_n \right] v_{\Gamma}^{\lambda}(v_i \mu_n); \quad (16)$$

$$\mathcal{P}_{ni} = \left[ (1 + \Gamma) \frac{1 - v_i^2}{v_i \mu_n} - \frac{(1 - v_i^2) + \varepsilon K_0 P n}{K_2} v_i \mu_n \right] v_{\Gamma}(v_i \mu_n); \quad (17)$$

$$K_1 = \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} L_u \frac{K_2}{Bi_q}; \quad K_2 = \frac{R_v R_{\kappa N}}{a_m P_0}, \quad (18)$$

$\mu_n$  — корни характеристического уравнения;

$$Q_{n1} \mathcal{P}_{n2} - \mathcal{P}_{n1} Q_{n2} = 0; \quad (19)$$

$$\Phi_0(x) = \cos x; \quad v_0(x) = \sin x; \quad (20)$$

$$\Phi_1(x) = J_0(x); \quad v_1(x) = J_1(x); \quad (21)$$

$$\Phi_2(x) = \frac{1}{x} \sin x; \quad v_2(x) = \frac{1}{x_2} (\sin x - x \cos x). \quad (22)$$

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 4

### ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ЧИСЛА

Характеристические числа определяются по формуле

$$v_i^2 = \frac{1}{2} \left[ \left( 1 + \varepsilon K_0 P n + \frac{1}{L_u} \right) + (-1)^i \sqrt{\left( 1 + \varepsilon K_0 P n + \frac{1}{L_u} \right)^2 - \frac{4}{L_u}} \right].$$

Для удобства расчета в монографии А. В. Лыкова и Ю. А. Михайлова «Теория тепло- и массопереноса», Госэнергоиздат, 1963 г., приведены графики и таблицы для коэффициентов  $B_{ki}^m$  и  $B_{ki}^q$  и др.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Белопольский М. С., Труды НИИстройкерамики, вып. 18, 1961.
2. Беренштейн П. И., Исследование процессов сушки сырца полусухого прессования, Автореферат диссертации, ВНИИстекала, 1954.
3. Васильев И. С., Труды Института почвоведения, АН СССР, т. 16, 1937.
4. Ворошилов А. П., Барабанный сушильный агрегат, Госэнергоиздат, 1949.
5. Венедиктов М. В., Исследование движения свободной влаги в типичном капиллярнопористом теле в процессе сушки, Автореферат диссертации, Киев, 1955.
6. Винецкая З., Сборник работ ЦНИКП, № 2, М., 1932.
7. Верба М. И., Исследование процесса сушки материалов методом сублимации, Автореферат диссертации, МЭИ, 1955.
8. Горбцова Н. Е., Новый метод определения коэффициентов диффузии влаги, ИФЖ, № 4, 1967.
- 8а. Гаврилова Р. И., Аналитическое исследование кинетики процесса сушки с переменными коэффициентами тепло- и массопереноса, Автореферат диссертации, АН БССР, ИТиМО, Минск, 1967.
9. Гинзбург А. С., Сушка пищевых продуктов, Пищепромиздат, М., 1960.
10. Гисина К. Б., Шофер Р. И., ИФЖ, т. 7, № 5, 1964.
- 10а. Гухман А. А., Введение в теорию подобия, «Высшая школа», М., 1963.
11. Гухман А. А., Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена, «Высшая школа», М., 1967.
- 11а. Гуревич И. Г., Федоров Б. И., Шультман З. П., Тепло- и массообмен в капиллярнопористых телах, Минск, 1965.
12. Дерягин Б. В., Сидоренков Г. П., ДАН, 32, 622, 1941.
13. Дерягин Б. В., Мельникова М. К., Сборник работ, посвященных 70-летию акад. А. Ф. Иоффе, М., 1950.
- 13а. Данилов О. Л., Экспериментальное исследование процесса сушки нетканых фильтрующих материалов, Автореферат диссертации, МЭИ, 1966.
14. Докучаев Н. Ф., Применение термогигрометрических методов к исследованию процесса испарения, Автореферат диссертации, М., 1951.
- 14а. Долгов С. И., Исследование подвижности почвенной влаги и ее доступности для растений, М.—Л., 1948.
15. Дубницкий В. И., Изв. ВТИ, № 10, 1952.
- 15а. Думанский А. В., Учение о коллоидах, Госэнергоиздат, М.—Л., 1948.
16. Журавлева В. П., сб. «Тепло- и массообмен в капиллярнопористых телах», изд-во «Наука и техника», Минск, 1965.
17. Кавказов Ю. Л., Взаимодействие кожи с влагой, М., 1952.
18. Казанский М. Ф., ЖТФ, 19, 743, 1949.
19. Казанский М. Ф., Куландина А. И., ИФЖ, № 5, 1959.
20. Кауфман Б. Н., Теплопроводность строительных материалов, Госстройиздат, 1956.



21. Книппер Н. В., Доклады ВАСХНИЛ, вып. 3, М., 1959.
22. Корнев В. Г., Подпочвенное орошение, М.—Л., 1953.
23. Красников В. В., Данилов В. А., ИФЖ, т. 11, № 4, 1966.
24. Кришер О., Научные основы техники сушки, ИЛ, М., 1961.
25. Geaglske and Haugen Ind. Eng. Chem., 29, 805, 1937.
26. Kollman F., Holz als Roh- und Werkstoff, № 6, 1954, № 12, 1961.
27. Лебедев П. Д., Теплообменные сушильные и холодильные установки, «Энергия», 1966.
28. Лебедев П. Д., Сушка инфракрасными лучами, Госэнергоиздат, 1955.
29. Лебедева В. К., Исследование кинетики испарения жидкости из элементарных капилляров и капиллярнопористых тел, Автореферат диссертации, 1949.
30. Липатов С. М., Физико-химия коллоидов, М.—Л., 1948.
31. Luikov A. V., The application of the Haavside-Bromwich operational method to the solution of problem in heat, conduction, Phill. Mag., 22, 239, 1936.
32. Lukow A. W. Geschwindigkeits- und Temperaturkurven, Kolloid ZS, 71, 103, 1935.
33. Лыков А. В., Доклад на пленарном заседании Всесоюзного совещания по сушке, 1956.
34. Luikov A. W., The drying of peat, Inc. Eng. Chem., 27, 406, 1935.
35. Luikov A. W., The maximum allowable moisture gradient, Trans. Eng. Ser. Soc., 35, 17, 1935.
36. Лыков А. В., О термодиффузии влаги, ЖПХ, т. 8, стр. 19—54, 1935.
37. Лыков А. В., ЖТФ, т. 6, 1057, 1935.
38. Лыков А. В., Теоретические основы строительной теплофизики, Изд-во АН БССР, Минск, 1961.
39. Лыков А. В., Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1952.
40. Лыков А. В., ЖТФ, т. 2, стр. 708, 1932.
41. Лыков А. В., сб. «Тепло- и массообмен в капиллярнопористых телах», Минск, 1965.
42. Лыков А. В., Тепло- и массообмен в процессах сушки, Госэнергоиздат, М.—Л., 1956.
43. Лыков А. В., Ауэрман Л. Я., Теория сушки коллоидных капиллярнопористых тел в пищевой промышленности, 1946.
44. Лыков А. В., Максимов Г. А., сб. «Тепло- и массообмен в капиллярнопористых телах», Госэнергоиздат, М.—Л., 1957.
45. Лыков А. В., Михайлов Ю. А., Теория тепло- и массопереноса Госэнергоиздат, 1963.
46. Лыков А. В., Явления переноса в капиллярнопористых телах, М., Гостехиздат, М., 1954.
- 46а. Лыков А. В. и др., Приближенный метод расчета кинетики процесса сушки, ИФЖ, № 5, т. 13, 1967.
47. Лыков М. В., Леончик Б. И., Распылительные сушилки, изд-во «Машиностроение», М., 1966.
48. Любошиц И. Л., сб. «Тепло- и массоперенос», т. 4, М.—Л., 1963.
49. Максимов Г. А., Труды конференции по промышленному применению токов высокой частоты, Л., 1952.
50. Мининвич Я. М., Дополнения к книге Гирш «Техника сушки», М., 1937.
51. Миронов В. П., Труды ЦНИИМОД, т. III, 1953.
52. Михайлов Н. М., Вопросы сушки топлива на электростанциях, Госэнергоиздат, 1957.
53. Михайлов Ю. А., Сушка перегретым паром, «Энергия», 1967.
54. Нестеренко А. В., Основы термодинамических расчетов вентиляции и кондиционирования воздуха, «Высшая школа», 1952.
55. Никитина Л. М., сб. «Тепло- и массообмен в капиллярнопористых телах», Изд-во «Наука и техника», Минск, 1965.
56. Никитина Л. М., Таблицы коэффициентов массопереноса влажных материалов, изд-во «Наука и техника», Минск, 1964.

57. Никитина Л. М., Таблицы равновесного удельного влагосодержания и энергии связи влаги с материалом, Госэнергоиздат, М.—Л., 1963 и Никитина Л. М., Термодинамические параметры и коэффициенты массопереноса во влажных материалах, изд-во «Энергия» М., 1968.
58. Нерпин С. В., Чудиновский А. Ф., Физика почвы, изд-во «Наука», 1967.
59. Новиков П. А., Исследование процесса тепло- и массообмена при сублимации в условиях вакуума, Диссертация, Минск, 1962.
60. Олейников В. Н., ИФЖ, № 2, 1958.
61. Остриков М. С., О механическом действии молекулярно-поверхностных сил в дисперсных структурах при высыхании и увлажнении, Киев, 1947.
- 61а. Палеев И. И., Шумилин А. А., «Огнеупоры», № 2, 39, 1936.
62. Покровский Г. И., Наседкин Н. А., ЖТФ, № 9, 1515, 1939.
63. Полонская Ф. М., ЖТФ, 23, 796, 802, 1953.
64. Попова Е. И., Исследование процесса промерзания капиллярнопористых тел в вакууме, Автореферат диссертации, МТИПП, 1954.
65. Порхаев А. П., Коллоидный журнал, 11, 346, 1949.
66. Порхаев А. П., Докучаев Н. Ф., Труды МТИПП, т. 2, 383, 1952.
67. Поснов Б. А., ЖТФ, 23, 865, 1953.
68. Плановский А. Н., Николаев П. И., Процессы и аппараты химической технологии, Гостоптехиздат, 1960.
69. Пятачков Б. И., Кинетика сушки кускового торфа, Автореферат диссертации, МЭИ, 1954.
70. Романков П. Г., Рашковская Н. Б., Сушка в кипящем слое, «Химия», 1964.
- 70а. Раковский А. В., ЖРФХО, 42, 170 (1911).
71. Рамзин Л. К., Изв. ВТИ, № 1 (24), 1927.
72. Ребиндер П. А. и др., Физико-химические основы пищевых производств, М., 1952.
73. Роде А. А., Почвенная влага, М., 1952.
74. Розенталь Е. О., Исследование процесса сушки желатина, Автореферат диссертации, МТИПП, 1955.
75. Сб. «Исследования по строительной теплофизике», Госстройиздат, 1959.
76. Серговский П. С., «Деревообрабатывающая и лесохимическая промышленность», № 3, 1953.
77. Слободкин Л. С., Рабинович Г. Д., Терморadiационная и конвективная сушка лакокрасочных покрытий, изд-во «Наука и техника», Минск, 1966.
78. Соколов С. И., Дулицкая, «Кожаная обувная промышленность», № 10, 1936.
79. Сперанский К. В., Крашениников М. Н., Журнал опытной агрономии, т. 8, 1907.
- 79а. Сполдинг Д. Б., Конвективный массообмен, «Энергия», 1965.
80. Танаева С. В., Исследование нестационарного движения жидкости в капиллярнопористых телах, Автореферат диссертации, Минск, 1966.
81. Тепло- и массообмен в пищевых продуктах, Труды, вып. 6, Пищепромиздат, М., 1956.
82. Федоров И. М., Динамика сушки дерева, М., 1937.
83. Федоров И. М., Сушка во взвешенном состоянии, М.—Л., 1953.
84. Федякин Н. Н., Поверхностное натяжение в микрокапиллярах, сб. «Тепло- и массообмен в капиллярнопористых телах», Госэнергоиздат, М.—Л., 1957.
85. Федякин Н. Н., Смачивание адсорбционных слоев, сб. «Тепло- и массообмен в капиллярнопористых телах», Госэнергоиздат, М.—Л., 1957.
86. Фесенко Н. Г., Гидрохимические материалы, т. 18, М.—Л., 1950.
87. Филоненко Г. К., Кинетика сушильных процессов, Оборониздат, 1939.

88. Франчук А. У., Таблицы теплотехнических показателей строительных материалов, Госстройиздат, 1949.
89. Франчук А. У., Теплопроводность строительных материалов в зависимости от влажности, Госстройиздат, 1941.
90. Heisler M. R., Trans. ASME, 69, 227, 1947.
91. Чижевский А. Ф., Сушка керамики, Автореферат диссертации, Киевский политехнический институт, 1951.
92. Чматов К. В., Коллоидный журнал, 11, 44, 1949.
93. Чудновский А. Ф., Теплофизические характеристики дисперсных материалов, Физматгиз, 1962.
94. Шаповалова О. В., Передвижение почвенной влаги и ее доступность растениям в зависимости от структуры почвы, Автореферат диссертации, 1952.
95. Шейдеггер А. Э., Физика течения жидкостей через пористые среды, Гостехиздат, 1960.
96. Шервуд Т. К., Сушка твердых тел, Гослесиздат, 1936.
97. Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, ИЛ, 1956.
98. Эккерт Э. Р., Введение в теорию тепло- и массообмена, Госэнергоиздат, 1957.
99. Eckert E. R., Drake R. M., Heat and mass transfer, New York, 1959.
100. Eckert E. R., Hartnett J. P., Zeit. Ang. Mat. und Physik, 9b, 259, 1959.
101. Умов Н. А., Собрание сочинений, т. 1, М. — Л, 1949.
102. Янкелев Л. Ф., «Строительная промышленность», № 4, 1954.
103. Weinbaum S., Wheller H., Appl. Phys., 20, 113, 1949.
104. Wenzel L., Whittle R., Ind. Eng. Chem., № 8, 1451.
105. Chu C. Lane A., Conklin., Ind. Eng. Chem., № 7, 1953.
106. Valchář J., Choc. M., Tůma V., Kolar S., Sušení v Chemickém průmyslu, Praha, 1967.

# СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Глава первая. Статика процесса сушки . . . . .	7
1-1. Классификация форм связи коллоидных капиллярнопористых тел с поглощенной жидкостью . . . . .	7
1-2. Энергия связи влаги с коллоидными капиллярнопористыми телами . . . . .	23
1-3. Основные структурные характеристики капиллярнопористых тел . . . . .	27
1-4. Гигротермическое равновесное состояние капиллярнопористых коллоидных тел . . . . .	42
1-5. Термодинамические параметры влагопереноса . . . . .	62
Глава вторая. Кинетика процесса сушки . . . . .	83
2-1. Характер протекания процесса сушки . . . . .	83
2-2. Влаго- и теплообмен между поверхностью материала и окружающей средой . . . . .	90
2-3. Влияние форм связи влаги с материалом на кинетику сушки . . . . .	94
2-4. Период постоянной скорости сушки . . . . .	104
2-5. Период падающей скорости . . . . .	111
2-6. Температура материала в процессе сушки . . . . .	124
2-7. Продолжительность сушки . . . . .	133
Глава третья. Динамика процесса сушки . . . . .	134
3-1. Общие положения . . . . .	134
3-2. Период постоянной скорости . . . . .	136
3-3. Период падающей скорости . . . . .	144
3-4. Теория углубления зоны испарения . . . . .	147
3-5. Высокоинтенсивный процесс сушки . . . . .	162
3-6. Тепло- и влагообмен в процессе сушки . . . . .	167
Глава четвертая. Технология сушки . . . . .	184
4-1. Усадка материала в процессе сушки . . . . .	185
4-2. Растрескивание материала в процессе сушки . . . . .	192
4-3. Структурно-механические свойства влажных материалов . . . . .	197
4-4. Влияние режима сушки на качество материала . . . . .	207
4-5. Методика выбора оптимального режима сушки . . . . .	217
4-6. Основные направления в интенсификации процесса сушки влажных материалов . . . . .	221

<b>Глава пятая. Конвективная сушка</b> . . . . .	<b>230</b>
5-1. Влияние режима сушки на кинетику процесса сушки . . . . .	230
5-2. Основные кинетические характеристики . . . . .	243
5-3. Сушка коллоидных тел . . . . .	245
5-4. Сушка перегретым паром . . . . .	249
<b>Глава шестая. Радиационно-конвективная сушка</b> . . . . .	<b>267</b>
6-1. Основные характеристики радиационного теплообмена . . . . .	267
6-2. Механизм сушки . . . . .	270
6-3. Прерывное облучение . . . . .	280
6-4. Сушка коллоидных тел . . . . .	282
6-5. Сушка полимерных материалов . . . . .	287
<b>Глава седьмая. Кондуктивная сушка</b> . . . . .	<b>290</b>
7-1. Кинетика процесса сушки . . . . .	290
7-2. Тепло- и влагообмен при контактной сушке . . . . .	298
7-3. Влияние режимных параметров на механизм сушки . . . . .	308
7-4. Кинетические параметры сушки капиллярнопористых тел . . . . .	312
<b>Глава восьмая. Сушка в электромагнитном поле</b> . . . . .	<b>314</b>
8-1. Нагрев материала в переменном электрическом поле . . . . .	314
8-2. Электрофизические характеристики влажных тел . . . . .	316
8-3. Тепло- и массообмен при сушке токами высокой частоты . . . . .	316
8-4. Кинетика процесса высокочастотной сушки . . . . .	320
8-5. Конвективно-высокочастотная сушка . . . . .	327
8-6. Сушка в переменном магнитном поле . . . . .	331
<b>Глава девятая. Сублимационная сушка</b> . . . . .	<b>334</b>
9-1. Основные сведения . . . . .	334
9-2. Замораживание материала путем испарения в вакууме . . . . .	339
9-3. Внешний тепло- и массообмен при сублимации . . . . .	346
9-4. Внешний тепло- и массообмен при сушке . . . . .	355
9-5. Тепло- и массообмен при конденсации пара . . . . .	365
9-6. Кинетика процесса сублимационной сушки . . . . .	371
9-7. Механизм сублимационной сушки . . . . .	376
9-8. Технология сублимационной сушки . . . . .	381
9-9. Методика выбора оптимального режима сушки . . . . .	385
<b>Глава десятая. Массотеплоперенос в капиллярнопористых коллоидных телах</b> . . . . .	<b>391</b>
10-1. Перенос парообразной влаги в элементарных капиллярах . . . . .	391
10-2. Перенос жидкообразной влаги в элементарных капиллярах . . . . .	406
10-3. Перенос влаги во влажных телах . . . . .	412
10-4. Влагопроводность и термовлагопроводность влажных тел . . . . .	430
10-5. Влагоперенос в электромагнитном поле . . . . .	432
10-6. Теплоперенос во влажных телах . . . . .	435
10-7. Дифференциальные уравнения массопереноса . . . . .	444
10-8. Дифференциальные уравнения влаготеплопереноса в процессе сушки . . . . .	449
10-9. Обобщенная система дифференциальных уравнений тепломассопереноса . . . . .	454

10-10. Критерий подобия массотеплопереноса . . . . .	456
10-11. Система уравнений тепло- и влагопереноса в обобщенных переменных . . . . .	458
<i>Приложение 1. Интегральное уравнение тепло- и влагопереноса . . . . .</i>	<i>460</i>
<i>Приложение 2. Решение уравнений тепло- и влагопереноса . . . . .</i>	<i>462</i>
<i>Приложение 3. Решение при интегральных граничных условиях . . . . .</i>	<i>463</i>
<i>Приложение 4. Характеристические числа . . . . .</i>	<i>464</i>
Литература . . . . .	465



Редактор *Б. И. Леончик*  
Переплет художника *Е. В. Никитина*  
Техн. редактор *Г. Е. Ларионов*  
Корректор *Е. В. Кузнецова*

---

Сдано в набор 3/IV 1968 г. Подписано к печати 19/VIII 1968 г. Т-09686. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага типографская № 2. Усл. печ. л. 29,5. Уч.-изд. л. 33,09.  
Тираж 18 000 экз. Цена 1 р. 36 к. Заказ 1640.

Издательство «Энергия». Москва, Ж-114, Шлюзовая наб., 10.

---

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградская типография № 1 «Печатный Двор» им. А. М. Горького Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР, г. Ленинград, Гатчинская ул., 26.