

Я. И. Френкель

Член-корреспондент
АН СССР



ТЕОРИЯ ЯВЛЕНИЙ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА



Происхождение и свойства атмосферного электрического поля

Микроразделение электрических зарядов в атмосфере

Образование и электризация атмосферных осадков

Предгрозовые явления

Грозовые явления

Вариации атмосферного электрического поля



URSS

Я. И. Френкель

ТЕОРИЯ ЯВЛЕНИЙ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Издание второе, исправленное

МОСКВА



URSS

Френкель Яков Ильич

Теория явлений атмосферного электричества. Изд. 2-е, испр. — М.: КомКнига, 2007. — 160 с.

Предлагаемая читателю книга выдающегося отечественного физика-теоретика Я. И. Френкеля (1894–1952), в которой обобщен экспериментальный материал о напряженности электрического поля у земной поверхности, о проводимости воздуха и его ионизации на различных высотах, об объемных зарядах и др., содержит современную теорию атмосферного электричества. По теории Френкеля, электрическое поле атмосферы объясняется всецело электрическими явлениями, происходящими в тропосфере, — поляризацией облаков и их взаимодействием с Землей, а ионосфера не играет существенной роли в протекании атмосферных электрических процессов.

Хотя многие вопросы теории атмосферного электричества остаются пока еще не окончательно решенными, автор наметил основные направления дальнейших исследований: определение природы процессов, ведущих к колоссальной электризации грозовых облаков, в целях прогноза и управления ими; выяснение роли электрических сил в образовании облаков и осадков; возможность снижения электризации самолетов и увеличения безопасности полетов, а также раскрытие тайны образования шаровой молнии.

Книга рекомендуется специалистам — физикам, математикам, а также студентам и аспирантам естественных вузов.

Издательство «КомКнига». 117312, г. Москва, пр-т 60-летия Октября, 9.
Формат 60×90/16. Печ. л. 10. Зак. № 754.

Отпечатано в ООО «ЛЕНАНД». 117312, г. Москва, пр-т 60-летия Октября, д. 11А, стр. 11.

13-значный ISBN, вводимый с 2007 г.:

ISBN 978-5-484-00963-3

Соотв. 10-значный ISBN, применяемый до 2007 г.:

ISBN 5-484-00963-4

© КомКнига, 2007



Все права защищены. Никакая часть настоящей книги не может быть воспроизведена или передана в какой бы то ни было форме и какими бы то ни было средствами, будь то электронные или механические, включая фотокопирование и запись на магнитный носитель, а также размещение в Интернете, если на то нет письменного разрешения Издательства.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Глава I. Происхождение и свойства атмосферного электрического поля	7
§ 1. Электрическая поляризация облаков и создаваемое ими поле	8
§ 2. Макроразделение противоположных электрических зарядов под влиянием силы тяжести	12
§ 3. Электропроводность воздуха и ее влияние на распределение электрического поля в тропосфере	18
§ 4. Влияние зависимости электропроводности воздуха от высоты на распределение электрического поля близ земной поверхности	24
§ 5. Коронирование остроконечных предметов и отрицательный заряд земной поверхности	30
§ 6. Проблема сохранения отрицательного заряда земной поверхности	33
§ 7. Учет влияния кривизны земной поверхности	36
Глава II. Микроразделение электрических зарядов в атмосфере	39
§ 1. Облака как коллоидные системы	40
§ 2. Отрицательная электризация водяных капель в ионизированном воздухе	45
§ 3. Адсорбционная теория электризации частиц аэрозоля	49
§ 4. Электризация капель вследствие разрядки ионов на их поверхности	53
§ 5. Связь электропроводности воздуха с его запыленностью или наличием облачных капель; спектр атмосферных ионов	58
§ 6. Несоответствие между зарядом облачных капель и электропроводностью воздуха в облаках	64
§ 7. Теория баллоэлектрических явлений	68
§ 8. Случайная и контактная электризация мелких частиц	75

Глава III. Образование и электризация атмосферных осадков	80
§ 1. Перезарядка дождевых капель	80
§ 2. Образование и выпадение дождя	86
§ 3. Образование электрических перенапряжений в облаке в связи с укрупнением капель	94
§ 4. Эффекты релаксации и электрических сил, поддерживающих укрупнившиеся капли	98
§ 5. Грозовые облака и корреляция между грозовой деятельностью и выпаданием дождя	101
§ 6. Роль коллективных эффектов	103
Глава IV. Предгрозовые явления	109
§ 1. Острие в однородном электрическом поле. Заряд заземленного проводящего шара	109
§ 2. Извлечение электрического тока из атмосферы	113
§ 3. Разряд с острия и электрический ветер	118
§ 4. Громоотвод	123
Глава V. Грозовые явления	127
§ 1. Возникновение и распространение молний	127
§ 2. Динамика отдельных грозовых разрядов	132
§ 3. Развитие канала молнии в положительную и в отрицательную стороны и распространение электрических импульсов вдоль этого канала	135
§ 4. Шаровая молния	140
§ 5. Сравнение теории шаровой молнии с данными наблюдений	143
Глава VI. Вариации атмосферного электрического поля	146
§ 1. Суточные и сезонные вариации электропроводности и градиента потенциала	147
§ 2. Электродный эффект	149
Литература	151
Приложение	153

ПРЕДИСЛОВИЕ

Первая попытка научной теории атмосферного электричества принадлежит великому русскому ученому М. В. Ломоносову (1753 г.) и связана с опытными исследованиями, произведенными им совместно с его другом И. В. Рихманом, трагически погибшим от грозового разряда. Несмотря на то, что физика времен М. В. Ломоносова обладала весьма скудными экспериментальными и теоретическими данными в области электричества и метеорологии, Ломоносов с присущей ему силой гения сумел в своей теории по существу правильно вскрыть самые общие моменты в процессе образования атмосферного электричества и, в частности, роль восходящих и нисходящих потоков воздуха, предвосхитив многие современные представления по этому вопросу. Теория атмосферного электричества получила дальнейшее развитие в XIX веке и в процессе накопления эмпирического материала неоднократно подвергалась в течение этого времени пересмотру и переработке. К настоящему времени накопился новый экспериментальный материал о напряженности электрического поля у земной поверхности, о проводимости воздуха и его ионизации на различных высотах, об объемных зарядах и т. д. Экспериментальные исследования по этим вопросам за последние десятилетия тесно связаны с именами В. Н. Оболенского, М. А. Аганина, П. Н. Тверского и их учеников. Однако этот материал до сих пор не был использован для широких теоретических обобщений, которые могли бы ориентировать экспериментальное исследование и способствовать объединению экспериментальных данных, относящихся к отдельным вопросам, в одно целое.

Предлагаемая книга ставит своей целью именно эту задачу. По всей вероятности решает она ее недостаточно полно

и, быть может, не везде правильно. В свое оправдание я должен сказать, что мне нередко приходилось сталкиваться с недостаточностью имеющихся сведений, в особенности по вопросу о распределении электрического поля вблизи облаков. Следует также учесть, что процессы, протекающие в атмосфере, почти никогда не выступают в чистом „лабораторном“ виде; они всегда осложнены влиянием ряда дополнительных явлений, роль которых может от случая к случаю сильно меняться. Мне представляется важным, выделив только основные факторы, определяющие протекание электрических процессов в свободной атмосфере, рассмотреть их действие, отбросив всякого рода побочные обстоятельства, хотя последние в некоторых случаях могут существенно влиять на ход рассматриваемых процессов.

Хотя многие вопросы теории атмосферного электричества остаются еще не окончательно решенными, но излагаемые в этой книге соображения указывают на те направления, в которых должно продолжаться и развиваться их изучение. Последнее требует не только новых идей, но и новых приборов. Однако, вопросов методического характера я в своей книге вовсе не касаюсь.

Приступая к своей работе пять лет тому назад, я не знал о ряде прежних работ, содержащих некоторые вспомогательные представления и формулы. Таким образом, все эти формулы и представления мне пришлось выводить самому. Мне кажется, однако, что написанная мной книга является в достаточной степени новой — как в смысле общих идей, так и в отношении трактовки ряда частных вопросов, — чтобы быть опубликованной ныне, к 100-летнему юбилею Главной Геофизической обсерватории, которая всегда уделяла немало внимания изучению вопросов атмосферного электричества и в которой я сам работал последнее время.

ГЛАВА I

ПРОИСХОЖДЕНИЕ И СВОЙСТВА АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Говоря об электризации различных предметов и, в частности, об электризации облаков и земной поверхности как причине возникновения электрического поля в атмосфере, мы обычно игнорируем тот факт, что электрические заряды разных знаков не могут возникать и исчезать, но могут лишь *разделяться в пространстве*. Таким образом, положительная электризация одних предметов может осуществляться лишь при отрицательной электризации других. Иными словами, элементарным процессом в области электрических явлений следует считать не процесс электризации, а процесс *поляризации*, связанный с пространственным разделением зарядов противоположного знака, которые при обычных условиях распределены во всех точках пространства в эквивалентных количествах.

Существующие в природе или лаборатории электростатические поля (помимо тех, которые обусловлены электромагнитной индукцией) зависят, следовательно, от электрической поляризации различных — макроскопических или микроскопических — объектов.¹

Природные условия отличаются от лабораторных тем, что электрическая поляризация в первом случае имеет преимущественно макроскопический характер, т. е. связана с удалением зарядов противоположного знака на значительные расстояния друг от друга (ввиду чего в этом случае часто говорят об „электризации“), в то время как во втором случае

¹ См. Я. И. Френкель, Курс электродинамики, т. I.

эти расстояния имеют сплошь и рядом молекулярные размеры.

Для суждения о тех поляризационных процессах, которыми обусловлено земное, или как его обычно называют, атмосферное электрическое поле, необходимо поэтому, прежде всего, познакомиться в общих чертах со строением, т. е. пространственным распределением этого поля.

§ 1. Электрическая поляризация облаков и создаваемое ими поле

Опыт показывает, что вблизи земной поверхности существует довольно сильное электрическое поле, которое при отсутствии облаков направлено сверху вниз („нормальное“ поле) и имеет порядок 1 в/см , колеблясь около этого значения с амплитудой, обычно не превышающей нескольких десятых вольта на сантиметр. Однако, при наличии облачности, эти колебания могут достигнуть очень больших значений — до нескольких сот вольт на сантиметр и приводить не только к изменению величины поля, но и к изменению направления поля на противоположное. В частности, прохождение над данной местностью облака сопровождается, как правило, уменьшением градиента потенциала, который в случае облаков с достаточно большой вертикальной мощностью (например грозовых) меняет знак, что соответствует изменению нормального направления поля (сверху вниз) на обратное (снизу вверх).

Эти факты естественно дополняются рядом других фактов, установленных Симпсоном и другими исследователями [1], с помощью специально сконструированного ими прибора для записи величины и направления электрического поля в атмосфере (альтиэлектрограф) и характеризующих распределение этого поля с высотой — вплоть до 8 км. Следует, впрочем, заметить, что точность этого прибора весьма невелика.

Оказывается, что в присутствии облаков это поле искажается (по сравнению с нормальным полем, соответствующим отсутствию облачности) следующим образом. *Под облаком* оно ослабляется и даже принимает обратное направление (см. выше). *Внутри* облака оно сохраняет, в основном,

нормальное направление (сверху вниз), причем средняя напряженность его (независимо от характера облаков) оказывается примерно в 100 раз больше, чем у поверхности земли при ясном небе (т. е. достигает порядка 120—130 в/см).¹ Наконец, над облаком электрическое поле имеет, как правило, направление, обратное нормальному, причем напряженность его бывает обычно меньше, чем внутри облака (рис. 1).

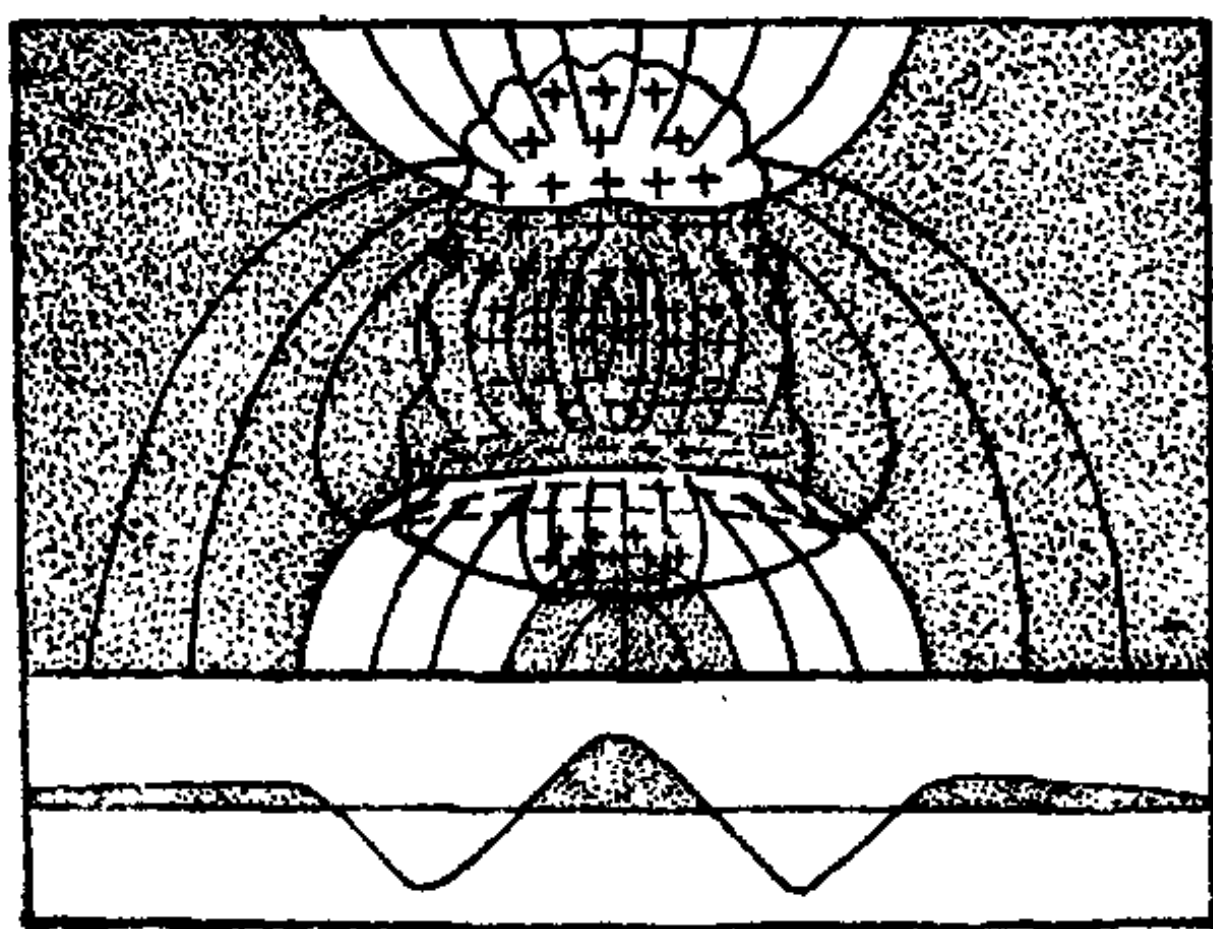


Рис. 1. Схема распределения (по Симпсону) электрических зарядов и силовых линий в грозном облаке (верхняя часть рисунка) и градиента потенциала на земле (нижняя часть рисунка).

Эти факты свидетельствуют о том, что облака электрически поляризованы снизу вверх, т. е. что у их нижнего края преобладают заряды отрицательного знака, а у верхнего края — положительного (рис. 2а).

В отсутствие облаков поверхность земли имеет отрицательный заряд, а компенсирующий его положительный заряд находится в атмосфере. Однако, происхождение этих зарядов и связь их с поляризацией облаков оставались до последнего времени невыясненными.

¹ За исключением облаков относительно малой мощности порядка нескольких сот метров, внутри которых напряженность поля остается незначительной — того же порядка, как и вблизи земной поверхности (см. Комельков [2]).

Вопрос этот может быть разрешен следующим образом.

Прежде всего, необходимо учесть то обстоятельство, что земля является хорошим проводником электричества. Поэтому поляризованное облако должно индуцировать на ее поверхности заряд, эквивалентный в отношении поля, создаваемого им в воздухе, электрическому изображению облака, т. е. системе зарядов, распределенных под землей симметрично относительно земной поверхности и противоположных по знаку зарядам облака.¹

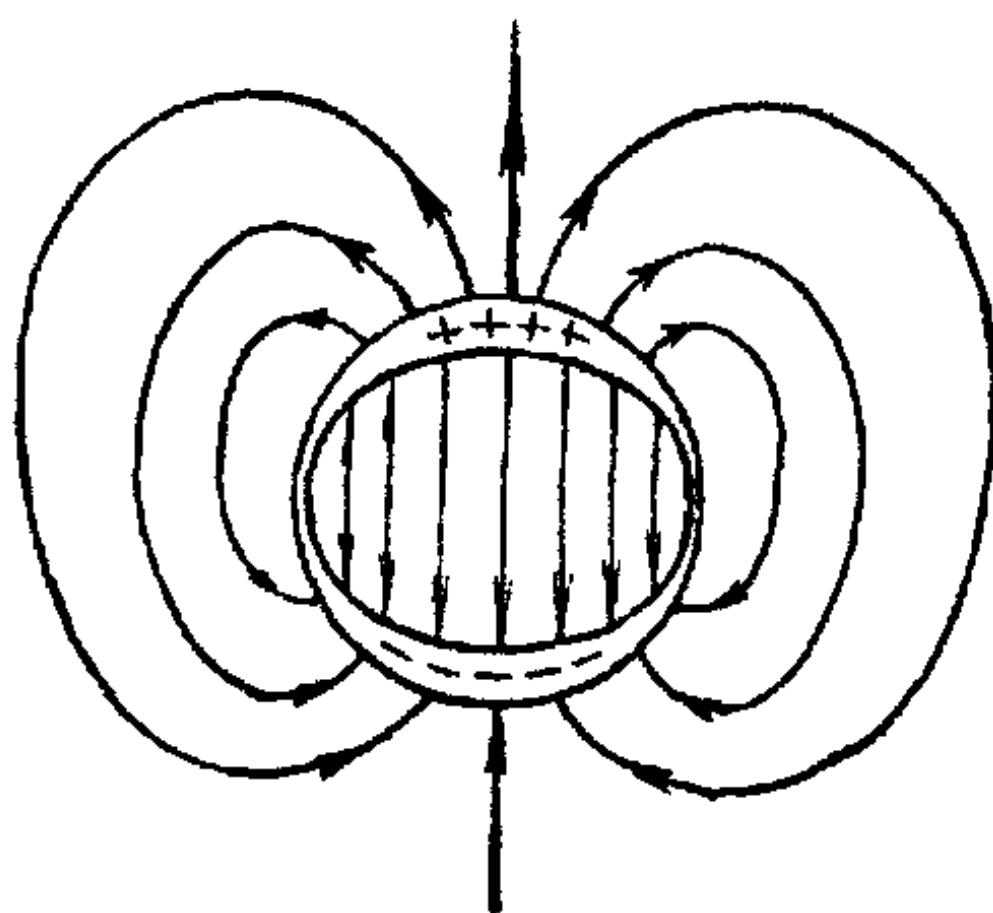


Рис. 2а. Электрическое поле однородного поляризованного шарообразного облака.

Таким образом, „электрическое изображение облака“ оказывается тождественным с оригиналом как в смысле очертаний, так и в отношении распределения электрического заряда в нем. А именно, верхний край изображения, соответствующий нижнему краю оригинала, имеет заряд противоположного, т. е. положительного знака, а нижний край — отрицательного знака.

Электрическое поле над земной поверхностью сводится, грубо говоря, к результирующему полю обоих облаков и

¹ Эти результаты должны быть несколько изменены при учете того обстоятельства, что земля представляет собой изолированный, а не „заземленный“ шар (см. ниже § 7, гл. I.).

имеет вид, изображенный на рис. 2*b*. Под облаком оно имеет аномальное направление — от земли, поверхность которой заряжена положительно, к нижней кромке облака. Площадь этой „аномальной“ зоны несколько больше площади самого облака. За пределами рассматриваемой зоны электрическое поле имеет нормальное направление. Силовые линии

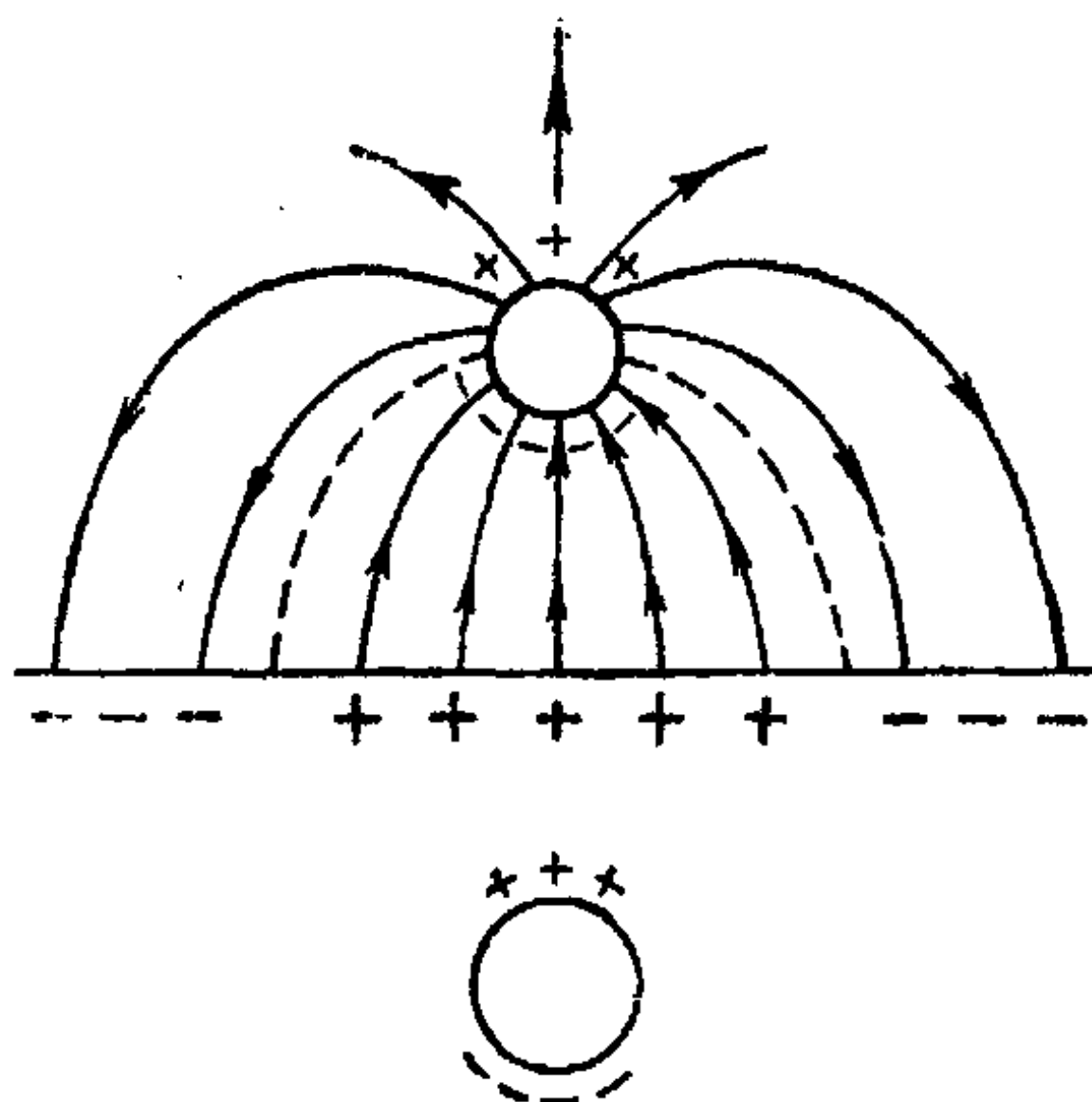


Рис. 2*b*. Поле облака и его отражения в поверхности земли.

его начинаются на верхней — положительно заряженной — кромке облака и сначала направляются вверх или вбок, а затем заворачивают к земной поверхности, на которую опускаются в вертикальном направлении.

С точки зрения изложенных представлений¹ электрическое поле над безоблачной поверхностью земли обуславливается тем же, что и поле внутри облаков, т. е. электрической поляризацией последних, благодаря влиянию земной поверхности, на которой возникают заряды противоположного знака.

¹ Которые были развиты автором в 1944 г. См. Изв. АН СССР серия геофиз. и географич., т. 8, стр. 244.

Это объяснение не является исчерпывающим. В действительности, явления в земной атмосфере осложняются еще рядом других обстоятельств, которые будут подробно рассмотрены нами позже.

§ 2. Макроразделение противоположных электрических зарядов под влиянием силы тяжести

Прежде чем развивать дальше изложенные выше представления, мы должны попытаться дать ответ на основной вопрос теории атмосферного электричества — вопрос о причине рассмотренной поляризации облаков.

При выяснении этой причины необходимо иметь в виду, что всякое микроразделение электрических зарядов, чем бы оно ни обуславливалось, может привести к их макроразделению под влиянием силы тяжести, если только заряды разных знаков связаны с материальными частицами разных размеров. Предположим, например, что более крупные облачные частицы (капли воды или кристаллики льда) заряжены отрицательно, тогда как более мелкие несут положительный заряд эквивалентной величины (к такому представлению приводит, в частности, баллоэлектрическая теория, — см. ниже). Под влиянием силы тяжести более крупные частицы должны падать — относительно воздуха — быстрее, чем более мелкие. В результате на нижней кромке облака будут выступать отрицательные заряды, а на верхней — положительные, что соответствует экспериментальным данным.

Величина результирующей поляризации может быть вычислена теоретически на основании следующих соображений. Поляризация облака сопровождается появлением в нем электрического поля, которое стремится задержать падение более тяжелых частиц и ускорить падение более легких. В том случае, если тяжелые частицы заряжены отрицательно, а легкие — положительно, это поле должно быть направлено сверху вниз. По мере увеличения поляризации, т. е. усиления сопутствующего поля, скорости падения тяжелых и легких частиц (по отношению к воздуху) все более и более сближаются, пока при некотором значении поля $E = E_0$ они не становятся одинаковыми. После этого дальнейшее возрастание поля и поляризации прекращается: облако достигает

в электрическом отношении *стационарного* состояния. Само собой разумеется, что это стационарное состояние может быть фактически достигнуто лишь в том случае, если воздух, в котором падают облачные частицы, со своей стороны поднимается с *достаточной скоростью*, превышающей скорость падения облачных частиц по отношению к нему. Таким образом, сила тяжести может привести к длительному макро-разделению зарядов разного знака, т. е. к устойчивой поляризации облака лишь при наличии достаточно мощных восходящих токов в нижних слоях атмосферы.

Но, как известно, именно такими токами и обуславливаются образование и механическая устойчивость облаков.

Облако представляет собой не определенную *вещь*, но определенный стационарный *процесс*. Восходящие струи воздуха несут с собой влагу — сначала в виде паров воды; последние, достигнув достаточно высокого уровня, соответствующего такой температуре, при которой они насыщают воздух, начинают конденсироваться. На этом уровне и образуется нижняя кромка облака, которая, как правило, характеризуется гладкой и строго горизонтальной поверхностью. Выше этой нижней кромки облако состоит из насыщенного пара, концентрация которого продолжает уменьшаться с высотой,¹ и из капелек жидкости различных размеров. На верхней и боковой поверхностях облака эти капельки вновь испаряются. Таким образом, облако подобно пламени горящей свечи, которое сохраняет неизменную форму, несмотря на то, что вещество, образующее его, непрерывно сменяется **новым**.

Этим вопросом мы займемся подробнее ниже. Здесь нам хотелось лишь отметить тот факт, что электрическая поляризация облака является результатом такого же стационарного процесса, как и самое облако.

Возвращаясь к вопросу о причинах его электрической поляризации, заметим, что специальный характер этих причин не имеет существенного значения, поскольку они обеспечивают микрораспределение зарядов разного знака: остальное, и притом наиболее существенное, делает сила тяжести (в связи с восходящими течениями воздуха).

¹ Если температура с высотой монотонно убывает.

Так, например, при вулканических извержениях в воздух поднимаются густые облака пепла в виде сухой неорганической пыли, которые дают чрезвычайно интенсивные электрические эффекты, обусловливаемые тем, что при дроблении частиц пепла более мелкие частицы получают электрический заряд, обратный по знаку заряду более крупных частиц. Под влиянием силы тяжести эти заряды, первоначально почти сливающиеся друг с другом, разделяются в пространстве в вертикальном направлении, совершенно так же, как и в случае обычных водяных облаков.

Направление поляризации в пылевых облаках (которые возникают аналогичным образом в случае пылевых и, в частности, песчаных бурь) может быть обратным ее направлению в водяных облаках, обуславливая резкие локальные аномалии в распределении электрического поля.

Средняя напряженность последнего в стационарном состоянии может быть легко оценена, исходя из того условия, чтобы противоположно заряженные крупные (масса m_1 , заряд $-q_1$) и мелкие (масса m_2 , заряд q_2) частицы падали относительно воздуха с одинаковой скоростью.¹ Обозначая подвижности частиц, т. е. скорости, приобретаемые ими под влиянием единичной силы, через u_1 и u_2 , получаем для скорости их движения относительно воздуха выражения

$$v_1 = u_1(m_1g - q_1E), \quad v_2 = u_2(m_2g + q_2E), \quad (1)$$

откуда следует, что в стационарном состоянии ($v_1 = v_2$)

$$u_1(m_1g - q_1E) = u_2(m_2g + q_2E),$$

т. е.

$$E = \frac{u_1m_1 - u_2m_2}{u_1q_1 + u_2q_2} g. \quad (2)$$

Если частицы обоих сортов трактовать как шарики с радиусами r_1 и r_2 , то подвижности их могут быть вычислены по формуле Стокса

$$u = \frac{1}{6\pi\eta r},$$

¹ Это условие, как мы увидим ниже, выполняется в случае обычных водяных облаков, так как капельки воды заряжены отрицательно, а воздух содержит избыток положительных ионов.

где η — вязкость воздуха, а массы — по формуле

$$m = \frac{4\pi}{3} \rho r^3,$$

где ρ — их плотность. Подставляя эти выражения в (2), получаем

$$E = \frac{4\pi\rho g}{3} \cdot \frac{r_1^2 - r_2^2}{q_1/r_1 + q_2/r_2}. \quad (3)$$

Если предположить, что радиусы крупных частиц значительно больше, чем радиусы мелких; далее, что электрические потенциалы крупных частиц численно одинаковы, т. е. что $q_1/r_1 = \varphi$, и, наконец, что $q_1/r_1 \gg q_2/r_2$, то предыдущая формула принимает вид

$$E \cong \frac{4\pi\rho r_1^2}{3\varphi} g. \quad (3a)$$

Полагая здесь $\rho \cong 1$, $g = 10^8$, $\varphi \cong 0,1$ в $= 3 \cdot 10^{-4}$ э. ст. ед. и $r_1 = 10$ $\mu = 10^{-5}$ см (последняя цифра представляется, впрочем, весьма сомнительной), получаем

$$E = 10 \text{ CGSE} = 3000 \text{ в/см.}$$

Напомним, что напряженность электрического поля на земной поверхности при безоблачной погоде равна 1 в/см, а средняя напряженность его в обычных — водяных — облаках, согласно Симпсону, составляет около 150 в/см.

Общая скорость падения частиц в стационарном состоянии образуемого ими облака может быть вычислена по формуле

$$v \left(\frac{1}{q_1 u_1} + \frac{1}{q_2 u_2} \right) = g \left(\frac{m_1}{q_1} + \frac{m_2}{q_2} \right),$$

которая при приведенных выше условиях сводится к

$$v = \frac{1}{9} \frac{\rho g}{\eta} r_1^2.$$

При $r_1 = 10$ μ , v имеет порядок 0,1 см/сек, т. е. общая скорость падения частиц по отношению к воздуху

оказывается во много раз меньше скорости восходящих токов воздуха (которая, как известно, имеет порядок 100 см/сек).

Мы предполагали до сих пор, что движение воздуха под облаками и в облаках сводится к восходящим токам. Это представление является, конечно, схематическим. Оно, во-первых, не учитывает обыкновенного — горизонтального — ветра, а, во-вторых, игнорирует тот факт, что восходящие токи должны компенсироваться токами нисходящими в соседних местах.

Фактически, при отсутствии горизонтального ветра, циркуляция воздуха в нижних слоях атмосферы сводится, как будет показано ниже, к образованию системы „ячеек Бенара“, т. е. ряда столбов, ограниченных вертикальными призматическими поверхностями; по осям этих столбов, а также вблизи их осей воздух поднимается, а вблизи границ — опускается. При наличии горизонтального ветра к вертикальной скорости воздушных масс должна быть прибавлена скорость их горизонтального перемещения, которая может быть различной на разных уровнях.

Оставляя покамест это осложнение в стороне, рассмотрим, прежде всего, те электрические эффекты, которые связаны с нисходящими токами воздуха, а также с горизонтальным (или приблизительно горизонтальным) течением его на высоте от областей восходящего движения к областям движения нисходящего.

Во всех случаях отрицательно заряженные капли вследствие своего относительно большого веса должны *опускаться* по отношению к воздуху. Таким образом, так же, как и в частном случае восходящих токов, отрицательная электризация должна была бы сосредоточиваться внизу, а положительная — вверху. Так как, однако, скорость горизонтального (центробежного) движения воздуха должна возрастать с высотой, то положительно заряженная область должна, вообще говоря, отделяться от отрицательно заряженной и сместиться в сторону, более отдаленную от оси восходящего движения воздуха в центре облака. Можно даже представить себе, что в нижнем ярусе облаков, вокруг центральной области, где воздух поднимается вверх, расположится отрицательно заряженная область, а положительный заряд, ее компенсирующий

распределится еще дальше вокруг нее (а не *над* ней, как обычно).

Аналогичные смещения, приводящие к частичному разделению противоположно наэлектризованных областей в *горизонтальной* плоскости, могут обуславливаться и обычными горизонтальными течениями воздуха в том случае, если скорость последнего на уровне облаков меняется с высотой. При количественном рассмотрении этих эффектов необходимо учитывать притяжение между зарядами противоположных знаков, которое в большей или меньшей степени препятствует электрической поляризации облаков в горизонтальном направлении. Величина этой поляризации зависит от градиента скорости горизонтального ветра в вертикальном направлении и в случае квазистационарного состояния может быть легко вычислена из условия компенсации конвекционного тока, образованного движением (на разных уровнях и с разными скоростями) отрицательных и положительных зарядов вместе с воздухом и током проводимости, зависящим от движения положительных и отрицательных легких ионов под влиянием горизонтального электрического поля, создаваемого этой поляризацией.

Необходимо заметить, что облачность отнюдь не ограничивается районами с восходящими токами воздуха, в которых происходит конденсация водяного пара, т. е. процесс облакообразования. Эта облачность должна, по крайней мере частично, сохраняться и в соседних областях, где воздушные струи постепенно меняют свое направление на обратное, и даже отчасти — в области нисходящих токов, где она постепенно ликвидируется. Относящиеся сюда вопросы в настоящее время мало исследованы даже с точки зрения выпадения осадков и еще меньше — с точки зрения электрических эффектов, к которым приводят неоднородности в движении воздуха на уровне облаков. К тому же, наряду с кучевой облачностью, которая возникает под влиянием вертикальной конвекции воздуха, существуют другие виды облачности (обусловленные фронтальным движением воздушных масс разной температуры), которые связаны с электрическими эффектами несколько иного типа.

Рассматривать относящиеся сюда вопросы более подробно мы не имеем здесь возможности.

§ 3. Электропроводность воздуха и ее влияние на распределение электрического поля в тропосфере

Изложенные в § 1 соображения о происхождении электрического поля в атмосфере не учитывали того обстоятельства, что она обладает хотя и малой, но все же конечной электропроводностью. Последняя обнаруживается наиболее простым и непосредственным образом в том обстоятельстве, что находящиеся в воздухе наэлектризованные тела постепенно теряют свой заряд даже в том случае, когда они полностью изолированы от земли. О величине проводимости воздуха можно судить по скорости спада их начального заряда.

Последний, как известно, спадает экспоненциально по формуле

$$q = q_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (4)$$

где „время релаксации“ τ связано с удельной электропроводностью воздуха λ соотношением

$$\tau = \frac{1}{4\pi\lambda}. \quad (5)$$

При выводе этого соотношения предполагается, что находящиеся в воздухе ионы обоих знаков совместно участвуют в проведении электрического тока вплоть до самой поверхности тела.¹ В действительности это предположение не оправдывается у самой поверхности, если только ионы того же знака, что и заряд последней, не регенерируются непрерывным образом внутри самого тела. При таких условиях заряд этого тела

¹ Соотношение (4) выводится следующим образом. Электрическое поле на поверхности проводящего тела, погруженного в диэлектрик с проницаемостью ϵ , направлено по нормали и связано с поверхностной плотностью заряда σ соотношением $\epsilon E = 4\pi\sigma$. Суммарный заряд тела q равен интегралу $\int \frac{\epsilon E}{4\pi} dS$ по его поверхности. С другой стороны, сила тока, текущего через эту поверхность, равна $\int \lambda E dS$. Отсюда следует, что $-\frac{dq}{dt} = \frac{4\pi\lambda}{\epsilon} q$ и далее $q = q_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$, где $\tau = \frac{\epsilon}{4\pi\lambda}$. В случае воздуха $\epsilon = \lambda$.

может нейтрализоваться только ионами противоположного знака, которые притягиваются к нему извне. Таким образом, скорость рассеяния электрического заряда, сообщенного изолированному телу в некоторый начальный момент $t = 0$, описывается формулой (4) при замене τ на одну из двух величин: $\tau_+ = \frac{1}{4\pi\lambda_+}$, где λ_+ — та доля электропроводности воздуха, которая зависит от положительных ионов — в том случае, если заряд тела отрицательный, и $\tau_- = \frac{1}{4\pi\lambda_-}$ — в том случае, если этот заряд положительный. Полная электропроводность воздуха λ равна при этом сумме обеих „парциальных“ электропроводностей λ_+ и λ_- .

Не останавливаясь здесь на этих деталях, заметим, что электропроводность воздуха обуславливается, в основном, ионизирующим действием космических лучей, проникающих в атмосферу из мирового пространства. Вопрос о происхождении этих лучей в настоящее время еще совершенно не выяснен. Вдаваться в рассмотрение их состава (который также еще не совсем ясен) в этой книге также нет надобности. Для нас существенно лишь то обстоятельство, что интенсивность космической радиации, если судить о ней по степени ионизации воздуха, возрастает с высотой над земной поверхностью и практически не зависит от солнечного или звездного времени.¹

Над поверхностью суши, вплоть до высоты порядка нескольких сот метров, ионизация воздуха зависит также от радиоактивности некоторых веществ, выделяющихся из земли, — в особенности от эманации радия. Однако на больших высотах, так же, как и над поверхностью моря, этот „приземный“ эффект исчезает, и ионизация воздуха целиком и полностью обуславливается космическими лучами.

Так как, с одной стороны, интенсивность последних возрастает с высотой — по мере уменьшения толщины пронизы-

¹ По мнению Милликена, это обстоятельство объясняется тем, что космические лучи возникают, в основном, в междוזвездном пространстве. Согласно новейшим взглядам, они могут быть связаны с галактикой и даже Солнцем, сохраняя благодаря совокупности рассеянных магнитных полей, изотропное распределение в окружающем пространстве.

ваемой ими толщи атмосферы, — а плотность воздуха, с другой стороны, при этом непрерывно уменьшается (по экспоненциальной формуле), то число пар ионов, образующихся за единицу времени в воздухе на разных высотах, сначала возрастает, на некоторой высоте — порядка 18 км — достигает максимума и в дальнейшем монотонно убывает с высотой (см. рис. 3а). Это соображение подтверждается измерениями проводимости воздуха, проведенными на стратостате Эксплорер II (см. рис. 3б).¹

Этот ход ионизации воздуха с высотой совершенно сходен с тем, который зависит от ионизирующего действия ультрафиолетовой радиации солнца и который приводит к образо-

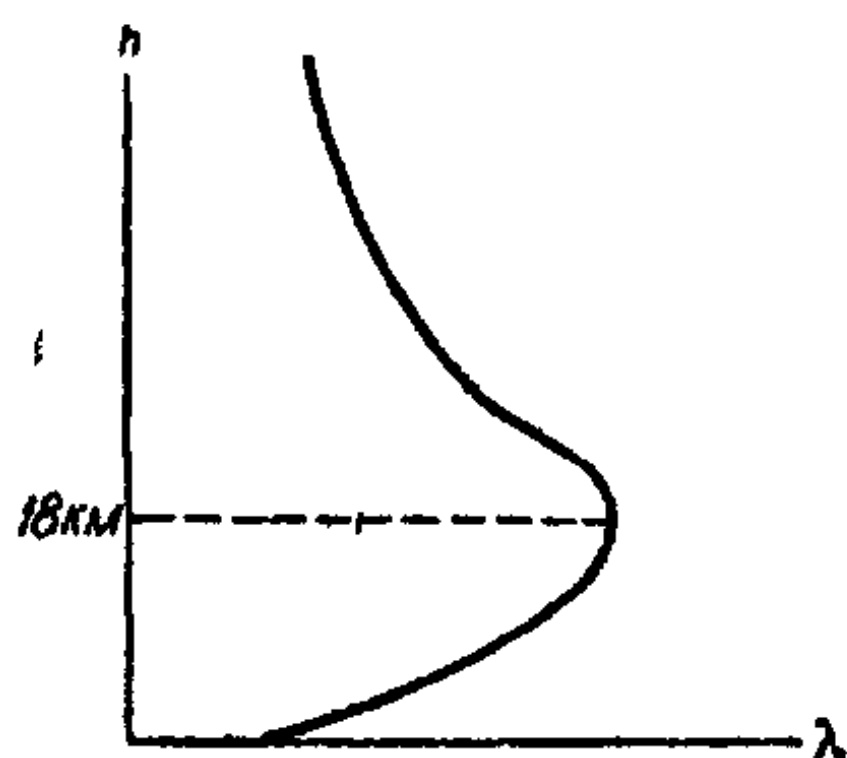


Рис. 3а. Изменение электропроводности воздуха с высотой.

ванию ионосферы с ее *E*-слоем на высоте около 100 км и *F*-слоем на высоте 200—400 км. Слой атмосферы на высоте 18 км совершенно аналогичен этим ионосферным слоям, с той лишь разницей, что, будучи обусловлен космическими, а не ультрафиолетовыми лучами солнца, он характеризуется постоянной величиной ионизации, не зависящей от времени суток.²

Процессы ионизации атомов и молекул, т. е. вырывания из них быстрых электронов, сопровождаются процессами рекомбинации с этими электронами или отрицательными ионами, которые они образуют при соединении с нейтральными атомами (или молекулами) кислорода. Если концентрация положи-

¹ Рис 3б в схематизированном виде заимствован из книги П. Н. Тверского „Атмосферное электричество“.

² Эта аналогия несколько нарушается тем обстоятельством, что в нижних слоях воздуха, наряду с легкими (молекулярными) ионами, присутствуют также более тяжелые и даже очень тяжелые ионы, подвижность которых очень мала. Следует иметь в виду, что проводимость воздуха пропорциональна произведению степени ионизации на подвижность ионов, которая, в свою очередь, обратно пропорциональна давлению воздуха на соответствующей высоте.

тельных и отрицательных ионов, т. е. число их n в единице объема, одинакова, то число рекомбинаций (в той же единице

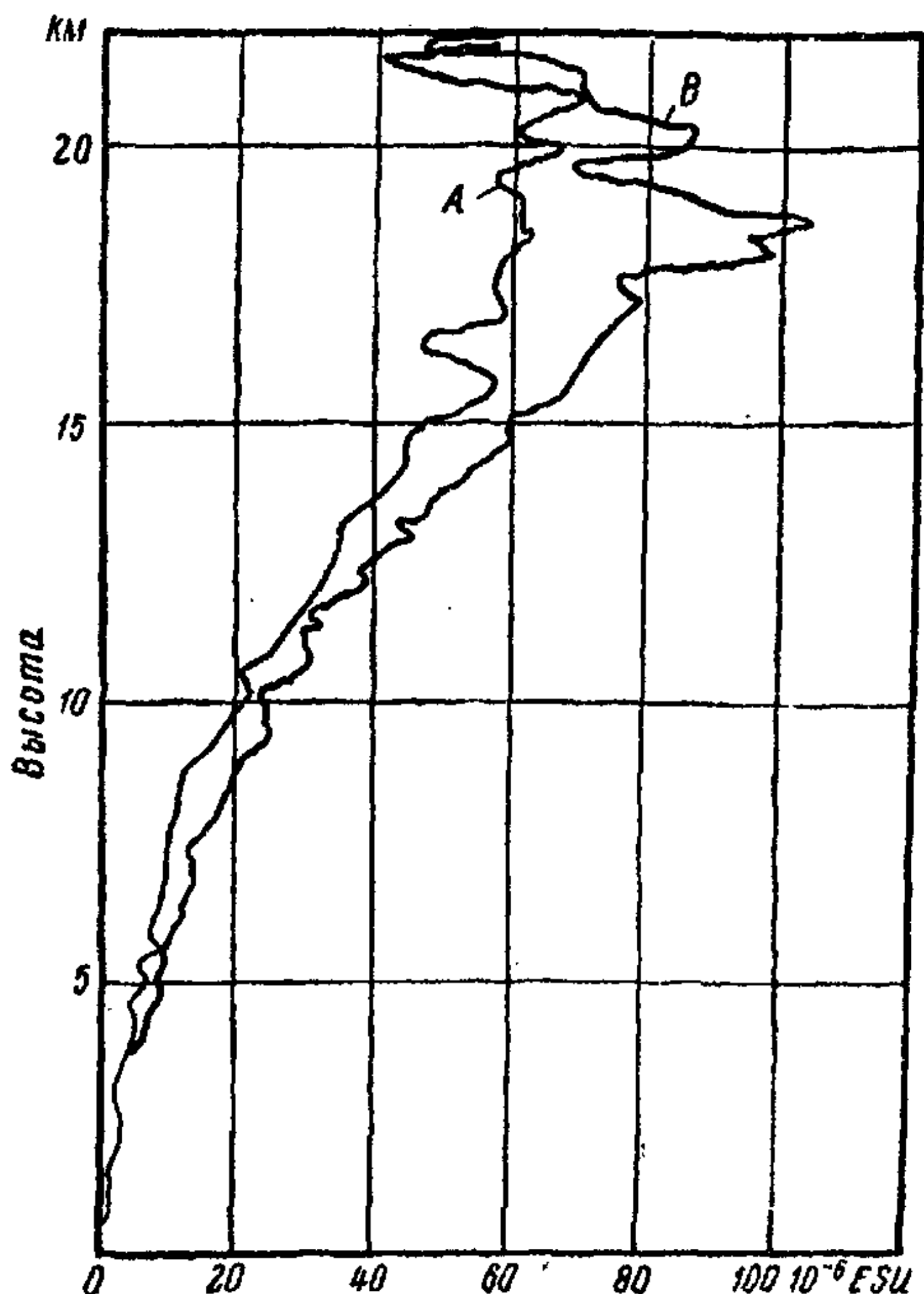


Рис. 36. Измеренное изменение электропроводности воздуха с высотой.

объема) в 1 сек. пропорционально n^2 , тогда как число ионизаций (вызываемых космическими лучами) пропорционально концентрации нейтральных молекул воздуха n_0 . Стационарное ионизационное состояние атмосферы характеризуется

равенством между числом ионизаций и числом рекомбинаций, т. е. уравнением

$$\alpha n_0 = \beta n^2, \quad (6)$$

где α представляет собой коэффициент, пропорциональный интенсивности космических лучей, а β — коэффициент рекомбинации, совершенно не зависящий от этой интенсивности. Таким образом концентрация ионов в стационарном состоянии определяется формулой

$$n = \sqrt{\frac{n_0 \gamma J}{\beta}},$$

где $\alpha = \gamma J$. J — интенсивность космических лучей, а γ — коэффициент пропорциональности.

Высота слоя максимальной ионизации, о которой говорилось выше, определяется максимумом предыдущего выражения как функции высоты.

Поскольку этот максимум лежит гораздо ниже высоты ионосферы (примерно в 10 раз) и поскольку обычные — водяные — облака также, в основном, сосредоточиваются в тропосфере, т. е. на высоте, не превышающей 10—15 км, то между электрическими явлениями, протекающими в ионосфере (и имеющими, как известно, фундаментальное значение для радиофизики и земного магнетизма), и электрическими явлениями вблизи земной поверхности — в области тропосферы — не должно быть решительно ничего общего. К тому же выводу с еще большей убедительностью приводит рассмотрение вертикальной составляющей атмосферного, или лучше, „тропосферного“ электрического поля на соответствующих высотах.

Поскольку атмосфера обладает конечной электропроводностью, создаваемое в ней (поляризованными облаками и их электрическими „изображениями“) электрическое поле должно вызывать *электрические токи*, замыкающиеся через землю. Непосредственно над поверхностью земли эти токи должны иметь вертикальное направление: над безоблачными участками — вниз, а под мощными облаками — вверх (точнее — от земли к нижней кромке облаков).

Ограничиваясь условиями ясной погоды и рассматривая электрический ток в пределах таких высот, для которых он

остается практически вертикальным, мы приходим к заключению, что в этих пределах, при условии стационарного (в электрическом отношении) режима, *плотность тока должна оставаться постоянной*, т. е. не зависящей от высоты. Обозначая эту плотность через j , мы имеем, следовательно,

$$j = \lambda E = \text{const.} \quad (7)$$

Так как, согласно предыдущему, электропроводность воздуха λ возрастает с высотой, то отсюда следует, что напряженность электрического поля в тропосфере (поскольку это поле сохраняет вертикальное направление) должна убывать с высотой обратно пропорционально λ . Этот вывод находится в полном согласии с экспериментальными фактами, которые показывают, что уже на высоте 10 км над земной поверхностью E уменьшается по сравнению со своим средним значением над этой поверхностью примерно в 20 раз.

Это убывание поля, вытекающее из условий стационарности электрического состояния атмосферы в области ясной погоды, может иметь место лишь в том случае, если атмосферный воздух обладает *положительным объемным зарядом*. В самом деле, проводя координату z вертикально вверх и замечая, что по отношению к этой координате поле E имеет отрицательный знак, мы можем написать уравнение Пуассона следующим образом:

$$-\frac{dE(z)}{dz} = 4\pi\rho.$$

Так как E убывает с увеличением z , то левая сторона этого равенства имеет положительный знак, откуда следует, что $\rho > 0$. Средняя величина плотности объемного заряда тропосферы может быть оценена, исходя из упомянутого факта, что на высоте около 10 км атмосферное электрическое поле практически исчезает (уменьшается в 20 раз). Это значит, что положительный заряд, сосредоточенный в тропосфере, практически компенсирует отрицательный заряд земной поверхности.

Плотность последнего на 1 см² равна

$$\frac{E_0}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \sigma/\text{см} \cong 3 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE.}$$

Деля эту величину на $10 \text{ км} = 10^6 \text{ см}$, получаем $\rho \cong 3 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$.

Заметим, что если бы поверхность земли имела положительный заряд, то при тех же самых условиях, вытекающих из стационарности электрического поля в атмосфере (при вертикальности его направления), воздух имел бы *отрицательный* заряд той же самой величины.

§ 4. Влияние зависимости электропроводности воздуха от высоты на распределение электрического поля близ земной поверхности

Электрический ток в атмосфере не может сохранять вертикального направления на всех высотах. Если исходить из простых представлений, изложенных в § 1, то на уровне верхнего края облаков электрические силовые линии должны иметь направление, близкое к горизонтальному. Вопрос этот, к сожалению, до сих пор не подвергался опытному исследованию.

При отклонении силовых линий от вертикального направления, простое условие стационарности тока (7), т. е. $\frac{\partial J_z}{\partial z} = 0$, заменяется более сложным

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

т. е.

$$\lambda \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda E_z) = 0, \quad (8a)$$

поскольку электропроводность λ зависит только от z . Таким образом, предыдущие соображения, основанные на предположении, что поле сохраняет всюду вертикальное направление, утрачивают смысл.

Ясно, однако, что наличие объемного положительного заряда у нижних слоев воздуха должно способствовать сохранению электрическим полем в районах ясной погоды вертикального направления (сверху вниз), усиливая в этом отношении непосредственное действие положительных зарядов, сосредоточенных близ верхнего края облаков (а также отрицательных зарядов, образующих их „отражение“ под поверхностью земли).

Если бы проводимость воздуха оставалась постоянной как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении, т. е. если бы электрическое поле облаков искажалось только под влиянием земли, в соответствии со схемой рис. 2*b*, то напряженность этого поля на поверхности земли убывала с расстоянием от облака, примерно, обратно пропорционально кубу этого расстояния (подобно полю элементарного электрического диполя). Опыт показывает, однако, что в действительности подобное убывание не имеет места и что даже в пустынных районах Сахары и Средней Азии, т. е. на очень больших расстояниях от облаков, электрическое поле у поверхности земли сохраняет не только неизменное — вертикальное — направление, но и более или менее постоянную величину.¹ Это обстоятельство можно было бы попытаться объяснить искажением электрического поля вследствие изменения электропроводности воздуха с высотой, а также в горизонтальном направлении (см. ниже), в связи с основным условием — стационарности электрической циркуляции в атмосфере и земле.

Рассмотрим, прежде всего, несколько подробнее роль, играемую землей. Выше мы трактовали землю как идеально проводящее тело, роль которого сводится к полному экранированию электрического поля во внутренних областях, причем внешнее действие соответствующего поверхностного заряда эквивалентно действию электрического изображения исходных зарядов.

В действительности, земля обладает конечной проводимостью порядка 10^9 CGSE, т. е. примерно в 10^{18} раз большей, чем электропроводность воздуха непосредственно у земной поверхности ($3 \cdot 10^{-4}$ CGSE). Таким образом, электрическое поле облаков не только „отражается“ землей, но и частично проникает внутрь нее. В условиях стационарного режима вертикальная составляющая плотности электрического тока по обе стороны от земной поверхности остается непрерывной. Обозначая величины, относящиеся к земле, индексом 0, мы имеем, следовательно,

$$\lambda E_z = \lambda_0 E_z^0, \quad (9)$$

¹ К сожалению, вопрос этот не подвергался до сих пор достаточно подробному экспериментальному исследованию.

тогда как горизонтальные слагающие поля остаются непрерывными

$$E_x = E_x^0, \quad E_y = E_y^0. \quad (9a)$$

Так как отношение λ/λ_0 имеет порядок 10^{-13} , то из (9) следует, что $E_z^0/E_z \cong 10^{-13}$. Такой же порядок по отношению к E_z имеют и горизонтальные составляющие поля E_x и E_y .

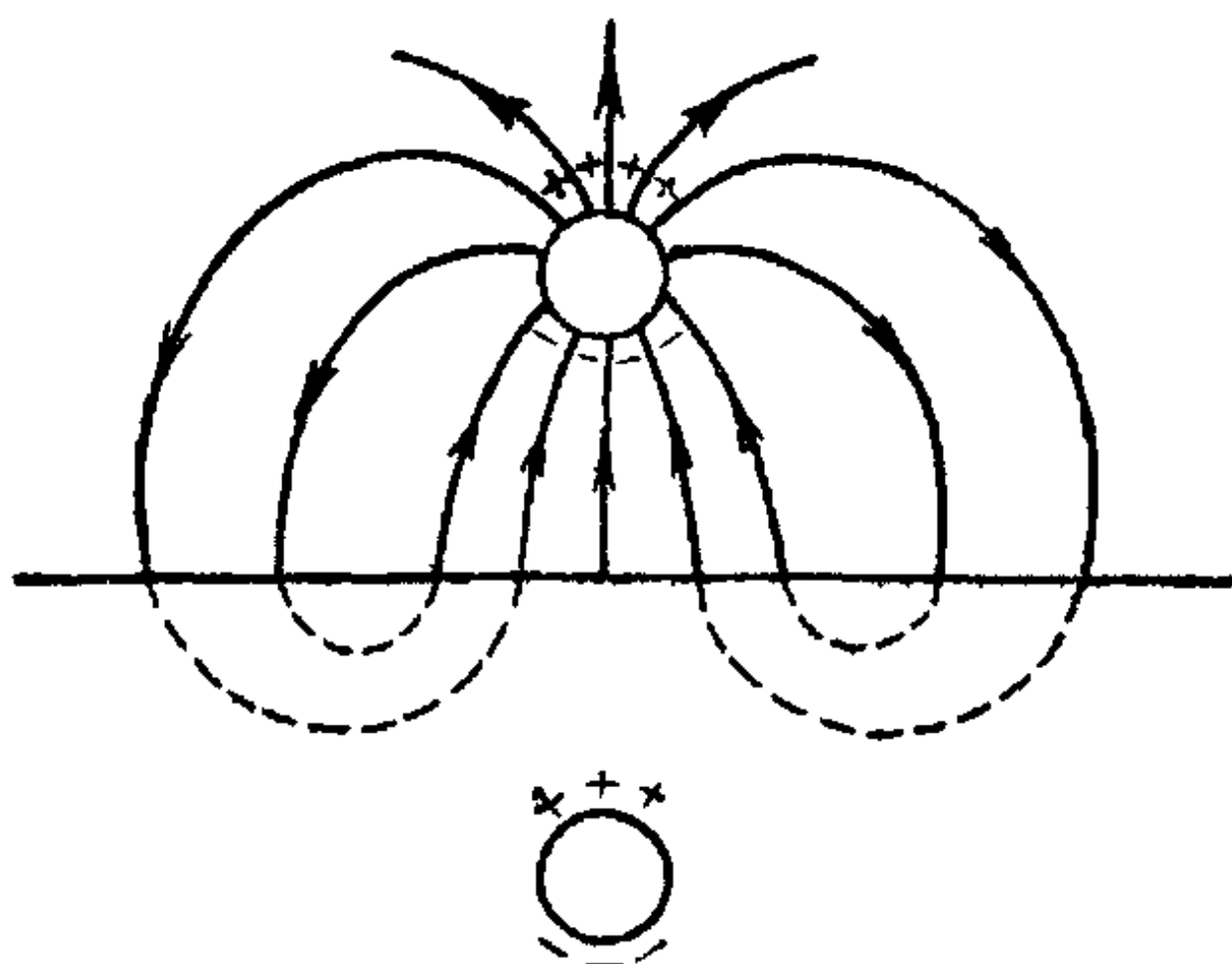


Рис. 4. Электрические токи, генерируемые облаками в атмосфере и земле.

Что касается зависимости поля \vec{E}^0 внутри земли от координат, то она имеет такой же характер, как и соответствующая зависимость внешнего поля. Если для простоты трактовать облако как элементарный диполь с вертикально направленным моментом p , расположенный на высоте h , то при учете конечной электропроводности земли электрическое изображение его p' , которым определяется поле над поверхностью ее, будет очень близко к p , а поле внутри земли будет представлять собой поле элементарного диполя p'' , совпадающего по положению и направлению с исходным (p), но в 10^{13} раз меньшего по величине.

При таких условиях электрическое поле над поверхностью земли и под ней может быть представлено рис. 4. Сплошными линиями изображаются силовые линии над поверхностью

земли, а пунктирными — под ней. Первые отличаются от тех, которые соответствуют случаю абсолютно проводящей земли (см. рис. 2), небольшим наклоном (порядка λ/λ_0) к вертикали на самой поверхности; вторые замыкают первые под землей. Таким образом, пунктирные линии совместно со сплошными, продолжением которых они являются, представляют собой линии электрического тока.

Изложенные результаты относятся к тому случаю, когда электропроводность воздуха (и земли) можно считать постоянной. Чтобы учесть влияние изменения ее в вертикальном направлении, мы предположим, что она возрастает с высотой по экспоненциальному закону

$$\lambda = \bar{\lambda} e^{\alpha z}. \quad (10)$$

Это предположение оправдывается приближенным образом при высотах, значительно меньших оптимальной z^* (которой соответствует максимум λ).¹

Имея далее в виду искажение поля на *больших* расстояниях от создающего его облака, мы будем попрежнему трактовать последнее как элементарный диполь, сосредоточенный на высоте, близкой к нулю, т. е. весьма малой в сравнении с расстоянием его r от рассматриваемой точки M (рис. 5).

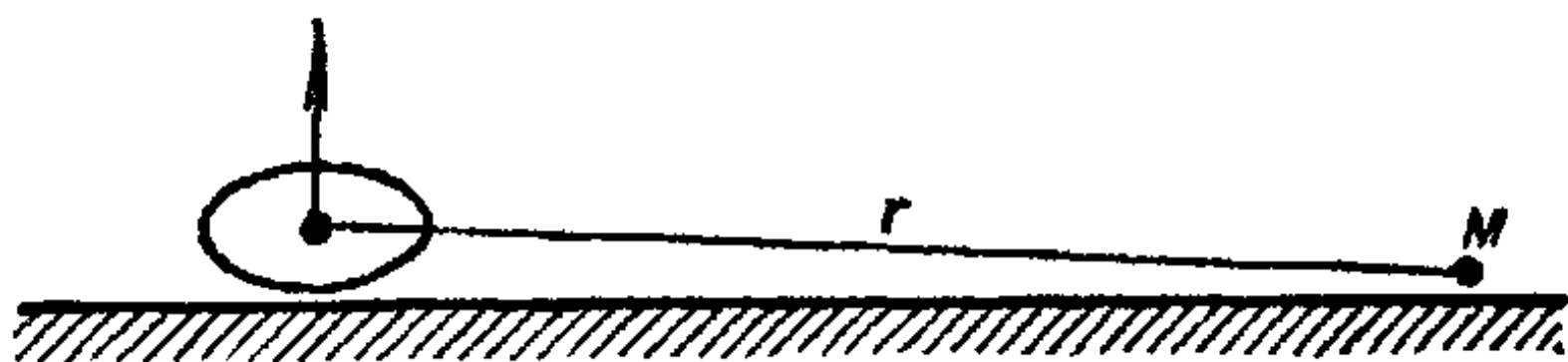


Рис. 5. Поле облака в отдаленной точке.

Наконец, электропроводность земли мы, так же как вначале (§ 1), будем считать бесконечной и роль ее сводить, таким образом, к удвоению исходного диполя.

¹ Т. е. при высотах, меньших, скажем, 10 км, где λ в 20 раз больше своего значения на поверхности земли. Дальнейшее изменение λ не играет при этом существенной роли, поскольку поле в более высоких областях практически исчезает. Коэффициент α равен приблизительно 0,26, если измерять z в километрах (ср. Г. Бенндорф, Атмосферное электричество, ГТТИ 1934, гл. I, § 2).

Если последний остается неизменным во времени (что необходимо для существования стационарного режима), то наша задача сводится к определению потенциала φ в верхнем полупространстве (воздухе) при условии, что электропроводность последнего меняется с высотой по формуле (10).

Условие стационарности тока имеет вид, даваемый уравнением (8). Полагая в (8a) $E = -\text{grad } \varphi$, получаем

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = 0,$$

т. е.

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0,$$

или, согласно (10),

$$\nabla^2 \varphi + \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0. \quad (11)$$

Подстановкой

$$\varphi = \psi e^{-\beta z} \quad (11a)$$

это уравнение приводится к виду

$$\nabla^2 \psi + (\alpha - 2\beta) \frac{\partial \psi}{\partial z} + (\beta^2 - \alpha\beta) \psi = 0$$

и при $\alpha = 2\beta$ сводится к

$$\nabla^2 \psi - \beta^2 \psi = 0. \quad (12)$$

Это уравнение отличается от обычного волнового уравнения для случая стационарного колебательного режима

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0$$

(k обозначает волновое число) только мнимостью k , т. е. заменой k^2 на $-\beta^2$.

Простейшее решение волнового уравнения имеет, как известно, следующий вид:

$$\psi = \frac{e^{ikr}}{r}$$

и соответствует сферически-симметричному источнику в точке $r = 0$. В случае элементарного электрического диполя с осью,

параллельной z , предыдущее выражение для потенциала заменяется его производной по z , т. е.

$$\psi = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) = \frac{d}{dr} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \frac{\partial r}{\partial z} = \left(\frac{ik}{r} e^{ikr} - \frac{e^{ikr}}{r^2} \right) \sin \theta,$$

где θ — угол, образуемый направлением радиуса-вектора \vec{r} с его проекцией на горизонтальную плоскость.

В интересующем нас случае нужно лишь заменить ik через $-\beta$ и для получения искомого потенциала φ умножить результат на $-p \cdot e^{-2\beta z}$. Мы получаем, таким образом,

$$\varphi = \frac{p \sin \theta}{r^2} (1 + \beta r) \cdot e^{-\beta(r+2z)}. \quad (13)$$

При $\beta = 0$, т. е. $\lambda = \text{const}$, это выражение сводится к обычному выражению для потенциала точечного диполя. Таким образом, поскольку φ удовлетворяет уравнению (10) (при $\alpha = 2\beta$), формула (13) является требуемым обобщением формулы $\varphi = \frac{p \sin \theta}{r^2}$ на случай $\lambda = \bar{\lambda} e^{\alpha z}$, учитывающим влияние дополнительных электрических зарядов, появляющихся вследствие непостоянства λ .

Заменяя $\sin \theta$ отношением z/r и дифференцируя $-\varphi$ по z , получаем следующее выражение для напряженности электрического поля у самой поверхности земли (т. е. при $z = 0$):

$$E_z^0 = - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0} = - \frac{p}{r^3} (1 + \beta r) e^{-\beta r}. \quad (13a)$$

Отсюда видно, что при $\beta r \approx 1$ это поле убывает с увеличением расстояния r несколько медленнее, чем в случае $\beta = 0$, а с дальнейшим возрастанием r — еще быстрее.

Влияние возрастания электропроводности воздуха с высотой на распределение электрического поля вблизи земной поверхности может быть также оценено приближенно, если фактическое распределение электропроводности заменить Г-образным, при котором она остается постоянной вплоть до некоторой высоты h (≈ 15 км), где она обращается в бесконечность. При таких условиях полное значение напряженности поля в любой точке земной поверхности может быть получено методом многократных отражений исходного

диполя от поверхности земли, с одной стороны, и от плоскости $z = h$ — с другой. На более подробном анализе этого вопроса не будем, однако, останавливаться.

§ 5. Коронирование остроконечных предметов и отрицательный заряд земной поверхности

Мы видим, таким образом, что причину практического постоянства электрического поля, создаваемого облаками у земной поверхности, с увеличением расстояния до ближайших облачных масс нельзя объяснить возрастанием электропроводности воздуха с высотой и связанным с этим положительным зарядом воздуха. Нетрудно, однако, обнаружить эту причину в том обстоятельстве, что электропроводность воздуха не остается постоянной в горизонтальном направлении, но резко повышается вместе с напряженностью электрического поля *под облаками* — в особенности в районе мощных грозовых облаков. Опыт показывает, что в этом случае направление поля меняет знак, а средняя напряженность его возрастает примерно раз в 100 по отношению к напряженности его в безоблачных районах, достигая, таким образом, значений порядка 100 в/см и более.

Остроконечные предметы, находящиеся на земной поверхности (шпили зданий, листья и иглы деревьев, наконец, трава), обнаруживают при таких условиях хорошо известное, хотя до сих пор недостаточно изученное явление „истечения электричества с острий“, обозначаемое в технике как явление „коронирования“. В принципе последнее объясняется резким усилением поля вблизи наиболее искривленных точек проводящих предметов. Если при этом локальное поле, например вблизи острия, достигает значения порядка 30 000 в/см, необходимого для электрического пробоя воздуха при нормальном давлении, то такой „локальный“ пробой фактически происходит. Пробитая часть воздуха вблизи острия ведет себя при этом как хороший проводник, являющийся как бы продолжением исходного проводящего тела.

Оставляя в стороне вопрос о количественной теории явления коронирования, заметим лишь, что оно обуславливает значительное усиление электрических токов, текущих от земли к нижней кромке облаков, в особенности в грозовых районах.

Наблюдения и подсчеты разных авторов показывают, что общая сила тока, образованного коронированием различных наземных остроконечных предметов и направленного под мощными облаками снизу вверх, приблизительно равна суммарной силе тока, протекающего в районах безоблачной погоды сверху вниз, т. е. от воздуха (заряженного положительно) к земной поверхности (заряженной отрицательно). К току коронирования следует добавить ток, обусловленный искровыми разрядами, т. е. молниями, проскакивающими между грозowymi облаками и земной поверхностью. По мнению некоторых авторов (например Вильсона), этот искровой ток имеет еще большее значение, чем ток коронирования; однако, большинство исследователей склоняется к противоположному мнению.

С точки зрения интересующего нас вопроса оба представления эквивалентны, поскольку они обеспечивают значительное повышение силы тока при одной и той же средней напряженности электрического поля. Это повышение при обоих механизмах — как коронирующего, так и искрового разряда — может быть формально описано как результат увеличения электропроводности воздуха λ с возрастанием напряженности электрического поля. А так как последнее достигает аномально высоких значений только под облаками, в особенности грозowymi, то и районы этой повышенной электропроводности локализуются преимущественно под грозowymi тучами.

В условиях стационарности электрической циркуляции в атмосфере (и земле) суммарный электрический ток, протекающий к земной поверхности из воздуха в районах безоблачной погоды, должен компенсироваться током, текущим в противоположном направлении под облаками. Эта компенсация может быть выражена математическим соотношением

$$\lambda_1 E_1 S_1 = \lambda_2 E_2 S_2, \quad (14)$$

где λ_1 , E_1 , S_1 — соответственно электропроводность, напряженность поля и величина земной поверхности, свободной от облаков, а λ_2 , E_2 , S_2 — те же величины для земной поверхности, покрытой облаками (в особенности грозowymi).

Произведение $E_2 S_2$, деленное на 4π , представляет собой, как известно, величину заряда, сосредоточенного на поверх-

ности S_i ($i = 1; 2$). Таким образом, при $\lambda_1 = \lambda_2$ положительный заряд той части земной поверхности, которая закрыта облаками, в точности компенсировал бы отрицательный заряд земной поверхности, свободной от облаков, и общий заряд земной поверхности равнялся бы нулю.

Если же $\lambda_2 > \lambda_1$, то $E_1 S_1 > E_2 S_2$, т. е. поверхность земли в целом должна иметь *избыточный отрицательный заряд*.

Происхождение этого заряда можно представить себе наглядно следующим образом. При условии $E_1 S_1 = E_2 S_2$ ток в областях, закрытых облаками, превысил бы ток в безоблачных областях; поэтому положительный заряд земной поверхности в областях первой группы уменьшился бы, а второй группы — увеличился. Вместе с зарядом, и притом пропорционально ему, изменилось бы и электрическое поле. Иными словами, в областях плохой погоды поле претерпело бы некоторую „усадку“.

Избыточный отрицательный заряд земной поверхности должен распределиться равномерно как в облачных, так и в безоблачных районах. Фактическое распределение поверхностного заряда земли может быть получено отсюда путем суперпозиции этого отрицательного заряда и положительного заряда, возникающего под облаками. При этом избыточному отрицательному заряду земной поверхности должен соответствовать избыточный положительный заряд атмосферного воздуха; установить теоретически точное распределение этого заряда представляется затруднительным.

В настоящее время оказывается практически невозможным определить теоретически отношение эффективных электропроводностей λ_2/λ_1 . Имеющиеся опытные данные о силе токов $\lambda_1 E_1 S_1$ и $\lambda_2 E_2 S_2$ приведены в табл. 1, причем послед.

Таблица 1

	к/км ² · год
Вертикальный ток при ясной погоде	+ 60
Осадки	+ 20
Молнии	— 20
Разряд с остроконечных предметов .	— 100
Баланс	— 40

ная величина разделена на составные части, соответствующие токам коронирования и токам молний.

Данные табл. 1 были получены Уормелем для Кэмбриджа и являются типическими.

Следует отметить, что на земном шаре одновременно в разных участках бушуют около 2000 гроз, причем общее число молний, проскакивающих ежесекундно между грозовыми тучами и земной поверхностью, составляет примерно 100, а отрицательный заряд, переносимый каждой молнией на землю, — около 20 к, что составляет $6 \cdot 10^{10}$ э. ст. ед.¹ Этого было бы достаточно для поддержания отрицательного заряда земной поверхности в районах хорошей погоды, несмотря на положительный ток, притекающий к земле из воздуха.

§ 6. Проблема сохранения отрицательного заряда земной поверхности

Проблема поддержания отрицательного заряда земли (точнее — с нашей точки зрения — земной поверхности в районах безоблачной погоды) неоднократно дискутировалась в литературе по атмосферному электричеству. С точки зрения излагаемой теории эта проблема ~~не~~ имеет смысла, так как заряд земной поверхности следует рассматривать не как первопричину атмосферного электрического поля, но как вторичное явление, обусловленное *стационарной циркуляцией электрических токов*, создаваемых этим полем и замыкающихся через землю (в связи с коронированием и искровыми разрядами в областях плохой погоды, где поле имеет обратный знак и аномально большую величину). Таким образом, землю — вместе с тропосферой — следует рассматривать не как заряженный электростатический конденсатор, а скорее как *электростатическую машину*, в которой электрический ток имеет отчасти (в промежутке между разрядниками) характер разрядного тока.

При этом роль электродвижущей силы, создающейся в электростатической машине благодаря трению и индукции, в случае атмосферного электричества играет разделение

¹ Это соответствует „зарядному“ току силой в $2 \cdot 10^3 \alpha = 6 \cdot 10^{12}$ э. ст. ед.

отрицательных зарядов, связанных с более крупными частицами (каплями, льдинками), и положительных зарядов, связанных с более легкими частицами (свободными ионами), благодаря действию силы тяжести и наличию восходящих потоков воздуха, обеспечивающих *стационарность* соответствующих электрических явлений.

Таким образом, облака представляют собой электрические или, если угодно, „электро-гравитационные“ генераторы; источниками создаваемого ими электрического поля являются электрические заряды противоположного знака, выделяющиеся на их нижней и верхней кромках; изменение же электропроводности при переходе из воздуха в землю или в самом воздухе обуславливает различные искажения и, в частности, появление избыточного отрицательного заряда на земной поверхности и компенсирующего его положительного заряда в нижних слоях атмосферы.

Идея о том, что земля вместе с нижними слоями атмосферы, в которых образуются осадки, может быть уподоблена электростатической машине и что источником электродвижущей силы является сила тяжести, уже высказывалась раньше разными авторами [3], [4]. Эти исследователи уподобляли землю электрофорной машине с самовозбуждением, не придавая существенного значения знаку зарядов, скопляющихся на земной поверхности.

Предположим, следуя указанным авторам, что в силу тех или иных *случайных* причин поверхность земли зарядилась отрицательно (а воздух — положительно). Капли воды или льдинки, образующие атмосферные осадки, поляризуясь в этом поле, превращаются в электрические диполи, нижняя сторона которых заряжена положительно, а верхняя — отрицательно. При падении этих частиц в воздухе под влиянием силы тяжести, заряд нижней их половины (положительный) рассеивается, тогда как отрицательный заряд не только сохраняется, но и, наоборот, постепенно увеличивается и, таким образом, падая на поверхность земли, увеличивает заряд последней до тех пор, пока ток проводимости, обусловленный движением ионов воздуха в соответствующем электрическом поле, не скомпенсирует конвекционный электрический ток, образованный падением заряженных капель (или льдинок).

Теория [8] отличается от теории [4] только в своей трактовке причин, вызывающих снятие положительного электрического заряда с нижней половины поляризованных частиц. По второй теории эти причины сводятся к отталкиванию положительных ионов и притяжению отрицательных, тогда как, по первой теории, силы взаимодействия с ионами не играют роли, а действие последних обуславливается относительной скоростью падения капель под действием сил тяжести (в связи со стоксовым трением) и движения соответствующих ионов под действием электрического поля земли. При отрицательном знаке заряда последней это поле, направленное вниз, заставляет положительные ионы двигаться в том же направлении, а отрицательные — навстречу падающим каплям, чем и обуславливается рассеяние с последних именно положительного заряда. Если бы в силу какой-либо случайности знак заряда земной поверхности изменился на противоположный, то тот же самый механизм „самовозбуждения“ привел бы к усилению поля, обратного по направлению тому, которое фактически существует.

Мы покажем ниже, что явление поляризации капелек воды в электрическом поле земли, в связи с различной ролью положительных и отрицательных ионов в электропроводности воздуха, позволяет объяснить ряд *вторичных* явлений атмосферного электричества и, в частности, перезарядку крупных дождевых капель при их падении на земную поверхность. Однако в создании *первичного* электрического поля земли это явление не играет роли.

Неудовлетворительность предыдущих теорий явствует, между прочим, из того обстоятельства, что они, строго говоря, относятся к тому, не имеющему места в действительности случаю, который соответствовал бы равномерному выпадению осадков на всей земной поверхности, и одновременно — возвращению связанного с ними заряда в воздух в виде тока проводимости.

При таких условиях ток проводимости и ток конвекции компенсировали бы друг друга в каждом вертикальном столбе воздуха. В действительности, осадки выпадают не одновременно по всей поверхности земли, а лишь в отдельных районах, общая площадь которых S_2 составляет примерно одну сотую всей земной поверхности $S = S_1 + S_2$. Эти районы

играют в явлениях атмосферного электричества *активную* роль, поскольку в них сосредоточиваются источники электродвижущих сил, т. е. облака, тогда как остальные (безоблачные) районы играют пассивную роль. Заметим мимоходом, что если бы эффективная электропроводность воздуха была одинакова в тех и других районах, то согласно формуле (14), мы имели бы $\bar{E}_1 S_1 = \bar{E}_2 S_2$, т. е. средняя напряженность электрического поля в безоблачных районах была бы примерно в 100 раз меньше, чем в районах, покрытых достаточно мощными облаками. Эта цифра находится в согласии с опытными данными, которые показывают, что в облаках — и под облаками — $E_2 \approx 100$ в/см, а при отсутствии их $E_1 \approx 1$ в/см. В действительности отношение E_2/E_1 должно быть несколько уменьшено, ввиду того что $\lambda_2 > \lambda_1$.

Если применять только что описанную теорию [8], [4] к районам выпадения осадков, то следует учесть то обстоятельство, что в этих районах электрическое поле имеет не отрицательный, но положительный знак. С точки зрения этой теории, поверхностный заряд земли должен был бы возрастать, сохраняя свой знак. Что же касается отрицательного знака заряда безоблачной поверхности, то для объяснения его пришлось бы прибегнуть к нашей теории, т. е. к представлению о замыкании электрических токов, текущих под облаками от земли к облакам, токами, текущими в безоблачных районах из воздуха к поверхности земли и замыкающимися через последнюю. Но при таких условиях электрический заряд облачных частиц (капель, льдинок) должен был бы иметь знак, обратный знаку заряда земной поверхности под облаками, а не совпадающий с ним, как это предполагается в вышеописанной теории.

§ 7. Учет влияния кривизны земной поверхности

Во всех предыдущих рассуждениях мы считали землю плоской. Учет ее кривизны не может, однако, сказаться ощутимым образом на результатах, так как поправка, обусловленная этой кривизной, не превышает по своей относительной величине дроби $\frac{h}{R}$, где h — высота тропосферы, равная примерно 10 км, а R — радиус земного шара (6300 км).

Рассмотрим, например, влияние кривизны земли на электризацию ее поверхности под влиянием электрически поляризованных облаков. Выше, считая землю плоской, мы показали, что электризация земной поверхности создает над последней такое же поле, как изображение облака, расположенное симметричным образом под поверхностью. При учете кривизны земного шара этот результат несколько осложняется.

Как известно из теории электрических изображений, заряд, расположенный на высоте z над поверхностью проводящего шара, создает на поверхности этого шара заряд $-e' = -\frac{eR}{R+z}$, действующий таким образом, как если бы он был расположен на глубине $z' = z \frac{R}{R+z}$. При этом предполагается, что проводящий шар „заземлен“, т. е. имеет потенциал нуль. Если же шар не заземлен, как это имеет место в случае земного шара, так что его полный заряд остается равным нулю, то для вычисления эффекта индукции, производимого внешним зарядом e , необходимо сообщить шару, наряду с зарядом $-e'$, расположенным на глубине z' , заряд $+e'$, равномерно распределенный по его поверхности, или, что то же самое (в смысле его внешних действий), сосредоточенный в центре шара. Диполь p с вертикальной осью, образованный зарядом $e_1 = e$ на высоте z_1 и зарядом $e_2 = -e$ на высоте $z_2 < z_1$, производит при таких условиях индукционный эффект, эквивалентный появлению в шаре зарядов $-e'_1$ и $-e'_2$ на глубине z'_1 и z'_2 и зарядов $+e_1$ и $+e_2$ в центре, причем

$$-e'_1 = e \frac{R}{R+z_1}, \quad -e'_2 = -e \frac{R}{R+z_2}.$$

В первом приближении эти формулы дают

$$-e'_1 = e \left(1 + \frac{z_1}{R}\right), \quad -e'_2 = -e \left(1 + \frac{z_2}{R}\right).$$

Совокупность обоих зарядов оказывается, таким образом эквивалентной диполю с моментом $p' = e(z_1 - z_2) = p$ и избыточному заряду $e' = e'_1 + e'_2 = \frac{e(z_1 - z_2)}{R} = \frac{p}{R}$, располо-

женному на глубине $\bar{z} = \frac{1}{2}(z_1 + z_2)$. Вместе с зарядом той же величины, но противоположного знака в центре шара, этот заряд образует второй диполь с моментом, близким к $\frac{p\bar{z}}{R}$.

Таким образом, влияние кривизны земного шара сводится к присоединению к моменту p изображения облака в плоской земле дополнительного момента порядка $\frac{p\bar{z}}{R}$, которым ввиду его малости можно пренебречь.

Поскольку явления атмосферного электричества разыгрываются в пределах тонкой оболочки земли, образуемой тропосферой, влиянием кривизны земли на эти явления можно безусловно пренебречь, по крайней мере в отношении электростатических эффектов. Эта кривизна играет, однако, некоторую роль в отношении электродинамических явлений, связанных с распространением вдоль поверхности земного шара всякого рода изменений электрического потенциала, возникших в одном месте.

ГЛАВА II

МИКРОРАЗДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ В АТМОСФЕРЕ

В предыдущей главе уже указывалось на то, что разделение электрических зарядов противоположного знака в атмосфере осуществляется в два этапа. Первый — предварительный — этап заключается в микроразделении их, т. е. в удалении их друг от друга на микроскопические расстояния. Если при этом частицы вещества, с которыми связаны положительные заряды, существенно отличны по своим размерам и массе от частиц, с которыми связаны отрицательные заряды, то *под влиянием силы тяжести* эти частицы отделяются друг от друга на значительные расстояния, обуславливая макрополяризацию образуемого ими облака и вызывая электрическое поле значительной величины. При этом необходимым условием для постоянства этой поляризации во времени (т. е. для стационарности соответствующего электрического поля) является существование восходящих токов воздуха, способных поддерживать частицы того и другого сорта во взвешенном состоянии.

Переходя к вопросу о механизме микроразделения электрических зарядов, удовлетворяющем вышеуказанному принципу (о связи зарядов разного знака с материальными частицами различной величины), мы должны различать два механизма, которые представляются а priori одинаково приемлемыми, а именно: во-первых, механизм „внешней“ электризации, основанный на ионизации атмосферного воздуха (космическими лучами) и присоединении ионов определенного знака к материальным частицам (каплям, льдинкам, частицам пыли и т. д.), и, во-вторых, механизм „внутренней“ электризации,

т. е. электризации, не зависящей от ионизации воздуха и обусловленной либо непосредственным действием космических или ультрафиолетовых лучей на рассматриваемые частицы, либо же так называемым „баллоэлектрическим“ эффектом, т. е. электризацией при измельчении частиц (например, при разбрызгивании водяных капель).

§ 1. Облака как коллоидные системы

Ионизация воздуха является, как мы знаем, причиной его электропроводности. Мысль о том, что эта ионизация может вместе с тем являться причиной электризации облачных частиц и, тем самым, возникновения атмосферного электрического поля, при наличии которого она проявляется в форме атмосферных электрических токов, представляется поэтому весьма вероятной. Приемлемость такой гипотезы подтверждается тем обстоятельством, что подобный эффект наблюдается в случае коллоидных растворов в электролитах, т. е. жидких средах, содержащих ионы обоих знаков. При этом коллоидные частицы, т. е. взвешенные в растворе частицы твердых или жидких тел, обнаруживая преимущественное сродство к ионам определенного знака, захватывают часть этих ионов, оставляя ионы противоположного знака в свободном состоянии. Как известно, коагуляция подобных коллоидных растворов может быть вызвана прибавлением небольшого количества какого-либо другого электролита. Если рассматриваемые частицы обладают сродством к ионам противоположного знака, содержащимся в новом электролите, то захватывая эти ионы, они разряжаются, т. е. утрачивают свой отрицательный заряд, и слипаются.

Известно также из опытов Н. А. Бах и других [6], что при введении в раствор электролита небольшого количества мелкодисперсных частиц, образующих облако ограниченных размеров, в растворе появляются электрические токи, обусловленные, очевидно, поляризацией облака при его опускании под влиянием силы тяжести.

Водяные или ледяные облака, взвешенные в атмосферном воздухе, так же, впрочем, как разного рода пылевые облака, представляют собой полную аналогию с обычными коллоидными системами; при этом частицы их играют роль коллоид-

ных частиц, а ионизованный воздух играет роль электролита. Таким образом, рассматривая эти облака как аэрозоли, мы, естественно, можем ожидать, что образующие их частицы должны, как правило, электризоваться, захватывая из воздуха ионы того знака, к которым они имеют большее сродство. Опускаясь под влиянием силы тяжести (по отношению к окружающему воздуху), эти частицы должны, совместно с ионами противоположного знака, создавать электрическое поле, которое замедляет их падение и увлекает вместе с ними свободные ионы противоположного знака.

Не вникая, покамест, глубже в механизм электризации частиц, заметим лишь, что при рассматриваемых условиях они электризуются до определенного потенциала ζ , называемого в коллоидной химии их „электрокинетическим потенциалом“ и обычно измеряемого десятymi долями вольта. При таких условиях электрический заряд различных частиц оказывается пропорциональным первой степени их линейных размеров. Так например, в случае облака водяных капель, заряд последних выражается формулой

$$q = -\zeta r, \quad (1)$$

где r обозначает радиус капель.

Электрическое поле E , возникающее при падении этих капель в стационарных условиях, может быть вычислено следующим образом. Это поле вызывает ток проводимости с плотностью $j' = \lambda E$, который компенсируется конвекционным током, обусловленным падением самих капель. Плотность этого конвекционного тока j'' равна, очевидно, произведению заряда каждой капли на число их в единице объема N и на скорость падения *относительно воздуха* v , т. е.

$$j'' = qNv, \quad (2)$$

если считать все капли одинаковыми, так же как и заряды.

Согласно формуле Стокса, эта скорость в случае отдельных капель равна

$$v = \frac{mg - qE}{6\pi\eta r}, \quad (3)$$

где m — масса капли, а η — коэффициент вязкости воздуха. При этом предполагается, что сила qE , создаваемая полем,

направлена вверх, т. е. против силы тяжести. Заменяя в предыдущей формуле m через $\frac{4\pi}{3} r^3 \rho$, где ρ — плотность капли, и q — через ζr , получаем

$$v = \frac{\frac{4\pi}{3} r^3 \rho g - \zeta E}{6\pi\eta}, \quad (3a)$$

откуда следует

$$j'' = N \frac{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho g \zeta - \zeta^2 r E}{6\pi\eta}. \quad (3b)$$

Условие стационарности $j' = j''$ приводит, таким образом, к соотношению

$$\lambda E = \frac{N \left(\frac{4\pi}{3} \right) r^3 \rho g \zeta - \zeta^2 r E}{6\pi\eta},$$

т. е.

$$E = \frac{N \left(\frac{4\pi}{3} \right) r^3 \rho g \zeta}{6\pi\eta\lambda + \zeta^2 r}. \quad (4)$$

Мы покажем ниже, что вторым членом в знаменателе этой формулы можно пренебречь по сравнению с первым. При таких условиях формула (4) упрощается, сводясь к

$$E = \frac{M g \zeta}{6\pi \eta \lambda}, \quad (4a)$$

где $M = N \frac{4\pi}{3} r^3 \rho$ обозначает „водность“ облака, т. е. общую массу образующих его частиц (водяных капель) в кубическом сантиметре. Таким образом; электрическое поле внутри (водяного) облака определяется, с достаточной точностью, его водностью, независимо от размеров образующих его капель.

Водность облаков обычно составляет около 1 г на 1 м³, т. е. 10⁻⁶ г на 1 см³. Полагая в (4a) $g = 10^3$, $\eta = 10^{-4}$, $\lambda = 4 \cdot 10^{-4}$ (CGSE) и $\zeta \cong 0,3$ в $\cong 10^{-3}$ CGSE,¹ получаем

$$E \cong \frac{1}{2} \text{ CGSE} = 150 \text{ в/см.}$$

¹ Электрокинетический потенциал воды, согласно имеющимся данным, равен примерно 0,25 в (см. ниже).

Наличие в облаках электрического поля этого порядка величины было установлено путем наблюдений с шарами-зондами, снабженными альтиэлектрографами, т. е. приборами, позволяющими приближенным образом определять напряженность электрического поля. Замечательно при этом то обстоятельство, что, согласно [1], электрическое поле имеет в *среднем* одинаковый порядок величины в облаках самого различного типа, в том числе и в *грозовых*. Этот результат находится в полном согласии с формулой (4а). К рассмотрению его с точки зрения объяснения грозовых явлений мы вернемся ниже.

Радиус облачных частиц (т. е. капель, образующих основную массу облака) составляет обычно около 10μ , т. е. 10^{-8} см. Подставляя это значение в знаменатель формулы (4), мы видим, что второй член имеет порядок 10^{-9} , тогда как первый член оказывается на два порядка больше. Таким образом, пренебрежение этим вторым членом, приведшее нас от формулы (4) к формуле (4а), можно считать вполне законным. К тому же выводу приводит сопоставление обоих членов в числителе (3а), а именно, при $r = 10^{-8}$ первый член, характеризующий влияние силы тяжести, равен $4 \cdot 10^{-8}$, а второй $5 \cdot 10^{-6}$. Следует отметить, что это соотношение не выполняется для формулы (4) в случае капель с радиусом 10^{-2} см, приближающихся к дождевым.

Предыдущие результаты можно представить в несколько иной форме, в которой они приобретают большую наглядность. Рассмотрим облако любой формы, состоящее из капелек одинакового размера и опускающееся по отношению к неподвижному воздуху со скоростью v . Предположим, что образующие его капли имеют отрицательный заряд (что, как мы знаем, соответствует действительности), компенсируемый положительным зарядом воздуха, который обусловлен преобладанием в области, занимаемой облаком, свободных положительных ионов. За время Δt облако опускается на расстояние $\Delta z = v\Delta t$. Если бы свободные ионы (положительные и отрицательные) оставались при этом неподвижными, то у нижней границы облака выделился бы слой отрицательной электризации с объемной плотностью qN и толщиной $qNv\Delta t$, а у верхней границы обнажился бы такой же слой положительной электризации, зависящей от избытка

положительных ионов (которые ранее находились внутри облака). Благодаря проводимости воздуха эти заряды должны рассеиваться или рассасываться путем притока к облаку положительного электричества вниз и отрицательного — вверх. Скорость этого рассасывания определяется временем релаксации $\tau = \frac{1}{4\pi\lambda}$. Стационарное состояние облака получится в том случае, если время Δt отождествить с τ . Таким образом, поверхностные заряды $\pm Q$, выступающие на верхней и нижней границах облака, в условиях стационарного режима равны $qNv\tau$. Этому соответствует электрическая поляризация облака, равная на единицу объема $P = qNv\tau$ и связанная с противоположно направленным полем $E \approx 4\pi P$. Точное значение этого поля зависит от формы облака: в случае облака, ограниченного горизонтальными поверхностями, предыдущая формула является точной; в случае сферического облака, коэффициент пропорциональности должен быть уменьшен в три раза.

Полагая $v = \frac{\frac{4\pi}{3} r^3 \rho g}{6\pi\eta r} = \frac{2}{9} \frac{r^2 \rho g}{\eta}$, $q = \zeta$ и $\tau = \frac{1}{4\pi\lambda}$, получаем

$$E = \frac{2}{9} r^3 \rho \frac{g\zeta}{\eta\lambda} N \cong \frac{M}{6\pi} \frac{g\zeta}{\eta\lambda},$$

т. е. величину, в точности совпадающую с (4а).

В общем случае, при нестационарном режиме, поляризация облака должна постепенно увеличиваться до тех пор, пока обусловленное ею электрическое поле не скомпенсирует конвекционный ток током проводимости. Изменение поляризации со временем характеризуется при этом уравнением

$$j = \frac{dP}{dt} + \lambda E$$

или, так как $E = 4\pi P$,

$$j = \frac{dP}{dt} + 4\pi\lambda P,$$

решение которого имеет вид

$$\frac{dP}{dt} = \left(\frac{dP}{dt} \right)_{t=0} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad \left(\tau = \frac{1}{4\pi\lambda} \right),$$

где $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{t=0} = Nqv = \frac{Nqmg}{6\pi\eta r} = \text{const.}$ Этому соответствует следующая зависимость поляризации от времени:

$$P = P_{\infty} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right),$$

где P_{∞} — поляризация в стационарном состоянии.

§ 2. Отрицательная электризация водяных капель в ионизированном воздухе

Предыдущие результаты применимы не только к водяным облакам, но, равным образом, и к разным другим облакам — в частности, ледяным и пылевым, поскольку их можно рассматривать как аэрозоли, частицы которых заряжаются вследствие преимущественного захвата ионов определенного знака из атмосферы.

Можно привести весьма убедительные соображения в пользу того, что в случае водяных капель этот заряд является *отрицательным*, т. е. что водяные облака должны создавать в атмосфере поле не только того же порядка величины, но и *того же знака*, который вытекает и из теоретических соображений.

То обстоятельство, что капельки воды „предпочитают“ отрицательные ионы положительным, непосредственно вытекает из того экспериментального факта, что при своем образовании, например в камере Вильсона, в присутствии ионов обоих знаков (возникающих, например, при прохождении альфа- и бета-частиц) они заряжаются преимущественно отрицательно.

Этот факт истолковывался до недавнего времени неправильно, а именно, как доказательство того, что капельки воды возникают в пересыщенном водяном паре преимущественно на отрицательных ионах (при пересыщениях порядка четырехкратного; при шестикратном пересыщении роль „ядер конденсации“ переходит от отрицательных ионов к положительным).

Исследования ряда авторов^[8], произведенные в последние годы, показали, что эта точка зрения в корне неправильна и что, в действительности, не капельки возникают

на ионах, но ионы присоединяются к сформировавшимся (без их участия) зародышевым каплям, стабилизируя их на докритических стадиях их развития путем уменьшения упругости пара над их поверхностью. Это стабилизирующее действие имеет, как известно, одну и ту же величину для ионов противоположного знака, определяясь отношением $\frac{q^2}{r^4}$. Согласно формуле Томсона, давление пара над каплей с радиусом r определяется формулой

$$\lg \frac{p}{p_0} = \frac{2\sigma\omega}{kTr} - \frac{q^2}{8\pi r^4},$$

где p_0 — давление над плоской поверхностью, σ — сила поверхностного натяжения, а ω — объем, приходящийся на одну молекулу жидкой фазы. При этом второй член играет роль лишь для капелек очень малых размеров.

То обстоятельство, что водяные капли в камере Вильсона оказываются при отсутствии пересыщения или малой степени его заряженными отрицательно, свидетельствует о том, что они имеют более сильное сродство к отрицательным ионам, чем к положительным.

В случае капелек, возникающих в свободной атмосфере, практически при отсутствии пересыщения (а иногда даже в ненасыщенном паре), роль ядер конденсации играют, по всей вероятности, очень маленькие кристаллики различных солей или кислот, обладающие гидрофильными свойствами и способные растворяться в обволакивающей их водяной пленке.¹ Что же касается ионов, то, как уже упоминалось выше, они присоединяются к уже зрелым каплям.

То обстоятельство, что капли воды обнаруживают большее сродство к отрицательным ионам, чем к положительным, объясняется следующим образом.

Вода представляет собой полярное вещество, т. е. состоит из дипольных молекул. Опыт показывает, что в поверхностном слое воды эти молекулы взаимно ориентируются таким образом, что их отрицательные концы оказываются

¹ Этим растворением, с соответствующим ему понижением упругости пара, объясняется тот факт, что в некоторых случаях конденсация последнего в атмосфере происходит еще до его насыщения,

направленными наружу, а положительные — внутрь (рис. 6). Теории такой „автоориентации“ молекул воды в настоящее время не существует. Лэнгмюир [7] пытается построить ее, рассматривая молекулу воды как твердую частицу, разные половины которой (положительная — водородная и отрицательная — кислородная) имеют разные поверхностные энергии и притом такие, что соприкосновение одноименных половин соответствует меньшей энергии, чем соприкосновение разноименных. К аналогичному результату можно прийти, рассматривая, наряду с дипольным моментом воды, *квадрупольный* момент, взаимодействие которого с дипольным моментом соседних молекул может вызвать наблюдаемую ориентацию последних.¹ Как бы то ни было, но наличие подобной ориентации в поверхностном слое воды представляет экспериментальный факт, который удалось установить путем косвенных соображений, основанных на сравнении энергии растворения в воде положительных и отрицательных ионов.

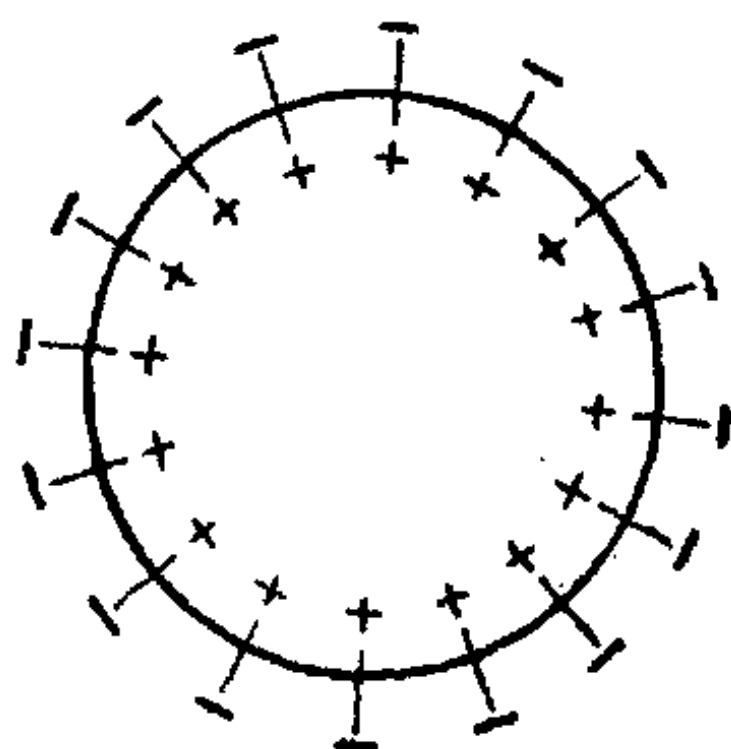


Рис. 6. Ориентация молекул на поверхности водяной капли.

Исходя из этих соображений, Фрумкин показал, что скачок потенциала, обусловленный наличием автоориентации молекул в поверхностном слое воды, составляет около $\frac{1}{4}$ в. При этом потенциал внутри воды оказывается больше, чем снаружи, на эту величину, что и указывает на то, что отрицательные концы поверхностных молекул направлены наружу, а положительные — внутрь. Обозначая среднее значение проекции момента молекул на внутреннюю нормаль к поверхности через \bar{p} , а число их на единицу поверхности — через n' , получаем для скачка потенциала выражение

$$\zeta = 4\pi n' \bar{p}$$

¹ Взаимодействие дипольных моментов друг с другом приводило бы к антипараллельной ориентации соседних молекул.

или

$$\zeta = 4\pi n \delta \bar{p},$$

где n — число молекул воды в единице объема, а δ — толщина поверхностного слоя (δ^3 — объем, приходящийся на одну молекулу, т. е. равный $\frac{1}{n}$). Полагая здесь $n \cong 3 \cdot 10^{22}$ и $\bar{p} = 0,1 \cdot 10^{-18}$, получаем

$$\zeta \cong 1,2 \cdot 10^{-8} CGSE \cong 0,3 \text{ в},$$

т. е. цифру правильного порядка величины.

Не углубляясь в дальнейшее развитие теории этого вопроса, мы можем заключить, что при захвате капелькой воды из воздуха отрицательного иона (например, O_2^-) выгадывается на $2e\zeta$ больше энергии, чем при захвате положительного. Представляется поэтому вполне естественным, что капельки воды захватывают — если не исключительно, то преимущественно — именно отрицательные ионы. Этот захват продолжается до тех пор, пока скачок потенциала ζ не компенсируется потенциалом отрицательного заряда — q , приобретаемого каплей, т. е. пока $\frac{q}{r} = \zeta$, что и приводит нас к введенной ранее формуле $q = \zeta \cdot r$.

Заметим, что наименьшее значение q , равное заряду $e = 5 \times 10^{-10} CGSE$ одного иона, соответствует при $\zeta = 0,25 \text{ в} \cong 10^{-8} CGSE$ радиусу капли порядка $5 \cdot 10^{-7} \text{ см}$. При $r = 10^{-8} \text{ см}$ заряд q должен быть в 2000 раз больше, т. е. должен равняться 10^{-6} э. ст. ед.

Мы предполагали до сих пор, что поверхности водяных капель совершенно свободны от загрязнений. При наличии последних, особенно в случае поверхностно-активных веществ (например молекулы органических кислот), способных адсорбироваться на поверхности воды, погружая свой активный карбоксильный конец в воду и оставляя парафиновый „хвост“ снаружи, скачок потенциала на поверхности может изменить не только свою величину, но и знак. К этому вопросу мы еще вернемся ниже в связи с теорией баллоэлектрических явлений. Отметим лишь то обстоятельство, что при наличии подобных примесей, которые могут обуслови-

ваться присутствием в воздухе органической пыли, поляризация облаков могла бы иметь обратный знак. Этим объясняются, быть может, некоторые аномалии атмосферно-электрических явлений. Как правило, однако, облачные частицы заряжены отрицательно, так что создаваемое ими, совместно с свободными положительными ионами, электрическое поле направлено под облаками снизу вверх, внутри облаков — сверху вниз и, наконец, над облаками — снова снизу вверх.

Наряду с обычными облаками, источниками электрического поля в отдельных областях могут служить пылевые и, в частности, песчаные облака, которые появляются во время сильных ветров в засушливых и пустынных районах. Вопрос о направлении поляризации в этих облаках и направлении создаваемого ими электрического поля не подвергался до сих пор подробному изучению. Известно лишь, что эти поля могут быть весьма значительными. Повидимому, однако, причиной заряжения пылинок является не преимущественный захват ими ионов того или иного знака, а разделение зарядов разных знаков при их дроблении (баллоэлектрический эффект, см. ниже).

§ 3. Адсорбционная теория электризации частиц аэрозоля

Изложенная в предыдущем параграфе теория электризации частиц аэрозоля благодаря захвату ими ионов из атмосферы имеет сугубо упрощенный и притом полукачественный характер. Более строгая количественная теория этого явления может быть построена следующим образом.

Обозначим энергию, выделяющуюся при адсорбции данными частицами положительного иона, через u_1 , а отрицательного — через u_2 . Разность $u_1 - u_2$ может частично обуславливаться наличием определенной ориентации поверхностных молекул (если последние имеют постоянные дипольные моменты), а также и другими факторами, характеризующими взаимодействие ионов с молекулами, из которых состоят рассматриваемые коллоидные частицы.

Если энергии u_1 и u_2 не равны друг другу, то на поверхности этих частиц адсорбируются преимущественно ионы одного знака, именно того, которому соответствует большее

значение μ_i . Таким образом, эти частицы оказываются заряженными. В окружающей их среде, т. е. в ионизованном воздухе, появляется в результате избыток свободных ионов противоположного знака.

Распределение этих ионов в пространстве, окружающем частицу, если последняя имеет форму шара и если разные частицы достаточно удалены друг от друга, определяется известным уравнением

$$\frac{1}{r} \frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} = -4\pi\rho, \quad (5)$$

где φ — потенциал, $\rho = e(n_1 - n_2)$ — объемная плотность заряда в воздухе, n_1 и n_2 — концентрация положительных и отрицательных ионов (с зарядом $\pm e$). В связи с формулой Больцмана

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= \bar{n} e^{-\frac{e\varphi}{kT}}; \\ n_2 &= \bar{n} e^{+\frac{e\varphi}{kT}} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

(где \bar{n} обозначает концентрацию ионов обоих знаков на большом расстоянии r от центра частицы, где потенциал φ можно считать равным нулю), подставляя (6) в (5), получаем

$$\frac{1}{r} \frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} = 8\pi\bar{n}e \operatorname{sh} \frac{e\varphi}{kT}. \quad (7)$$

Это уравнение просто решается лишь в случае $e\varphi \ll kT$, когда оно может быть линеаризовано, т. е. приведено к виду

$$\frac{1}{r} \frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} = \kappa^2 \varphi, \quad (7a)$$

где $\kappa^2 = \frac{8\pi\bar{n}e^2}{kT}$. Если потенциал φ достигает (у поверхности капли) 0,25 в, то такая линеаризация фактически невозможна — или, вернее, возможна только на достаточном расстоянии от капли.¹ Решение уравнения (7a), обращающееся в 0 при $r \rightarrow \infty$, выражается формулой $r\varphi = Ae^{-\kappa r}$, в которой константа A

¹ Энергия kT при комнатных температурах соответствует 0,03 в.

равна значению $\varphi = \varphi_0$ на поверхности капли при $r = r_0$. Мы имеем, таким образом,

$$\varphi = \frac{r_0}{r} \varphi_0 e^{-\kappa r}. \quad (8)$$

В действительности, наша задача состоит именно в определении φ_0 , исходя из величин μ_1 , μ_2 и \bar{n} .

Для решения ее заметим, что потенциал φ_0 складывается из потенциала „ионной атмосферы“, окружающей каплю, в которой преобладают ионы, противоположные по знаку ее заряду q , и из потенциала этого заряда. Последний на поверхности капли равен $-\frac{q}{r_0}$; что же касается первого, то он равен $\varphi_0 - q/r_0$. Электрическое поле на поверхности капли определяется только зарядом q по формуле $E_0 = q/r_0^2$. С другой стороны, оно выражается через φ формулой

$$E_0 = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)_{r=r_0} = \frac{\varphi_0}{r_0} e^{-\kappa r_0} (1 + \kappa r_0).$$

Мы имеем, таким образом, следующее соотношение между двумя неизвестными φ_0 и q :

$$q = r_0 \varphi_0 (1 + \kappa r_0) \cdot e^{-\kappa r_0}. \quad (8a)$$

Второе соотношение может быть получено из следующих соображений, относящихся к гельмгольцеву слою, образованному адсорбированными ионами 1 и 2. Обозначая толщину его через δ , имеем для поверхностной концентрации ионов в этом слое соотношения

$$n'_i = n_i^0 \delta e^{\frac{u_i}{kT}}, \quad (i = 1; 2)$$

где n_i^0 обозначает объемную концентрацию этих ионов непосредственно над поверхностью,¹ которая связана с концентрацией их на большом расстоянии формулой $n_i^0 = \bar{n} e^{\pm \frac{e\varphi}{kT}}$

¹ В том случае, когда n'_i близко к своему максимальному значению $n'_{i \max}$, величина n'_i в левой части предыдущего равенства должна быть разделена на $1 + n'_i/n'_{i \max}$.

(знак минус относится к положительным, а плюс — к отрицательным ионам). Таким образом,

$$q = e(n'_1 - n'_2) 4\pi r_0^2 = 4\pi r_0^2 \bar{n} \delta \left(e^{\frac{u_1 - e\varphi_0}{kT}} - e^{\frac{u_2 + e\varphi_0}{kT}} \right)$$

или

$$q = 8\pi r_0^2 \delta e \bar{n} e^{\frac{\bar{u}}{kT}} \operatorname{sh} \left(\frac{\Delta u + e\varphi_0}{kT} \right), \quad (9)$$

где $\bar{u} = \frac{1}{2}(u_1 + u_2)$ и $\Delta u = \frac{1}{2}(u_1 - u_2)$. Что касается величины δ , то она может быть представлена в виде $\tau_0 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}$, где m — масса адсорбированных ионов, а τ_0 — период их колебаний около поверхности адсорбента. По порядку величины при обычных температурах δ близка к 10^{-8} см.

Средняя концентрация ионов в воздухе (\bar{n}) равна на уровне облаков, примерно, 10^8 . Средняя энергия их адсорбции, вероятно, близка к нескольким вольтам, т. е. к 10^5 кал/моль. Таким образом, множитель при гиперболическом синусе в (9) весьма велик (из-за множителя $e^{\bar{u}/kT}$), а гиперболический синус весьма мал. Приравнивая его нулю, мы возвращаемся к прежнему (приближенному) определению потенциала φ_0 как $\frac{1}{2e} \times (u_2 - u_1)$. Что касается формулы (8а), то при $\bar{n} = 10^8$, для x , т. е. обратного значения толщины ионной атмосферы, получается значение порядка $0,3 \text{ см}^{-1}$, так что при $r_0 = 10^{-8}$, $xr_0 \approx 10^{-8}$, и формула (8а) сводится к обычной формуле $q = \varphi_0 r_0$, которой мы пользовались выше.

Мы видим, таким образом, что осложнения, связанные с точной теорией адсорбции ионов на поверхности капель, в интересующем нас случае весьма малой объемной концентрации этих ионов практически отпадают. Заметим, что при этом концентрацию ионов в пространстве между разными каплями можно считать практически постоянной.

В самом деле, при водности порядка 1 г/м^3 воздуха и при радиусе капель порядка 10^{-3} , общее число их в кубическом сантиметре составляет, примерно, 10^8 , и следовательно, среднее расстояние между ними оказывается порядка 1 мм , т. е. является значительно меньшим, чем „толщина

ионной атмосферы* $\frac{1}{x} = 3 \text{ см.}$ При таких условиях последнее понятие утрачивает смысл, и концентрацию ионов можно считать постоянной.¹

§ 4. Электризация капель вследствие разрядки ионов на их поверхности

До сих пор мы рассматривали ионы воздуха как обыкновенные частицы, свойства которых остаются неизменными при их захвате.

В действительности, однако, этими ионами являются заряженные молекулы воздуха, которые, падая на поверхность посторонней частицы (в частности, водяной капли), могут лишаться своего основного свойства, а именно электрического заряда, отдавая последний самой частице и отделяясь при этом от нее. В том случае, если частица захватывает как отрицательные, так и положительные ионы, отдаваемые этими ионами заряды могут взаимно нейтрализоваться, так что разрядка их на рассматриваемых частицах в среднем никакого эффекта не дает. Однако при неодинаковой концентрации и подвижности ионов, а также неодинаковой энергии их адсорбции, частица в стационарном состоянии приобретает некоторый заряд q , поле которого, ускоряя одни ионы и замедляя другие, обеспечивает компенсацию электрических токов, обусловленных ионами обоих сортов [8].

Предположим, что на большом (практически бесконечном) расстоянии от рассматриваемой изолированной частицы концентрация положительных ионов равна \bar{n}_1 , а отрицательных \bar{n}_2 . У самой поверхности, где происходит захват этих ионов, концентрация их равна нулю (см. ниже). Таким образом, концентрация их должна непрерывно возрастать с увеличением

¹ В случае обычных коллоидных растворов, в которых, благодаря высокой концентрации ионов, толщина ионной атмосферы оказывается гораздо меньше, чем линейные размеры отдельных частиц, каждая из этих частиц имеет при своем падении в дисперсной среде электрический момент, обусловленный отставанием ионной атмосферы от скорости этого падения. Сумма всех этих моментов в 1 см^3 , равная средней поляризации образуемого частицами облака, практически совпадает с поляризацией такого же облака при равномерном распределении ионов в пространстве.

расстояния от частицы r ; от значения 0 при $r = r_0$ (r_0 — радиус частицы, например водяной капли) до \bar{n}_i при $r = \infty$.

Движение ионов к частице происходит под влиянием диффузии и электрического поля, зависящего от заряда q . Рассчитанная на единицу площади, перпендикулярной к r , плотность диффузионного тока равна $e_i D_i \frac{\partial n_i}{\partial r}$, а плотность конвекционного тока $e_i n_i u_i e_i E$, где $i = 1$ для положительных ионов и 2 для отрицательных: $e_1 = +e$ и $e_2 = -e$ — заряды ионов; u_i — подвижность их (скорость, приобретаемая ими под влиянием единичной силы), E — напряженность поля.

Таким образом, суммарные электрические токи, обусловленные притоком ионов к частице, выражаются формулами:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \left[e D_1 \frac{\partial n_1}{\partial r} + e^2 n_1 u_1 E \right] 4\pi r^2; \\ I_2 &= \left[-e D_2 \frac{\partial n_2}{\partial r} + e^2 n_2 u_2 E \right] 4\pi r^2. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

В стационарном состоянии эти токи должны быть равны и противоположны по знаку, т. е. $I_1 = I$, $I_2 = -I$.

Заменяя в предыдущих выражениях D_i через $u_i kT$ и полагая $E = q/r^2$ (последнее выражение неточно, так как оно соответствует пренебрежению объемным зарядом, обусловленным неравномерным распределением ионов в окружающем каплю пространстве), получаем

$$\left. \begin{aligned} \frac{I}{4\pi} &= u_1 kT \left(e r^2 \frac{\partial n_1}{\partial r} + \frac{e^2}{kT} n_1 q \right); \\ \frac{I}{4\pi} &= u_2 kT \left(e r^2 \frac{\partial n_2}{\partial r} - \frac{e^2}{kT} n_2 q \right) \end{aligned} \right\} \quad (10a)$$

или, вводя вместо r переменную $\frac{1}{r} = s$,

$$\left. \begin{aligned} \frac{I}{4\pi} &= e u_1 kT \left(-\frac{\partial n_1}{\partial s} + \frac{e}{kT} q n_1 \right); \\ \frac{I}{4\pi} &= e u_2 kT \left(-\frac{\partial n_2}{\partial s} - \frac{e}{kT} q n_2 \right). \end{aligned} \right\} \quad (10b)$$

Интегралы этих уравнений имеют вид

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= C_1 e^{+q\vartheta/kT} + A_1; \\ n_2 &= C_2 e^{-q\vartheta/kT} + A_2, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где

$$A_1 = \frac{I}{4\pi\epsilon^2 q u_1} \quad \text{и} \quad A_2 = -\frac{I}{4\pi\epsilon^2 q u_2}. \quad (11a)$$

Что же касается коэффициентов C_1 и C_2 , то они определяются из условий $n_1 = 0$ и $n_2 = 0$ при $s = s_0 = \frac{1}{r_0}$, так что

$$C_1 = -A_1 e^{-q/r_0} \quad \text{и} \quad C_2 = -A_2 e^{+q/r_0}. \quad (11b)$$

Так как при $r \rightarrow \infty$, $n_1 = \bar{n}_1$ и $n_2 = \bar{n}_2$, то из (11) следует:

$$\bar{n}_1 = C_1 + A_1, \quad \bar{n}_2 = C_2 + A_2,$$

т. е.

$$A_1 (1 - e^{-q/r_0 kT}) = \bar{n}_1 \quad \text{и} \quad A_2 (1 - e^{+q/r_0 kT}) = \bar{n}_2,$$

или, согласно (11a)

$$\left. \begin{aligned} 1 - e^{-q/r_0 kT} &= \frac{4\pi\bar{n}_1 u_1 \epsilon^2}{I} q; \\ 1 - e^{+q/r_0 kT} &= -\frac{4\pi\bar{n}_2 u_2 \epsilon^2}{I} q. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Из этих двух уравнений однозначно определяются оба параметра, заряд частицы q и сила тока I , обусловленного движением ионов каждого сорта. Составляя отношение обоих равенств (12) друг к другу, получаем следующее уравнение для q :

$$\frac{1 - e^{-q/r_0 kT}}{1 - e^{+q/r_0 kT}} = \frac{\bar{n}_1 u_1}{\bar{n}_2 u_2}. \quad (12a)$$

Заметим, что величины $\epsilon^2 \bar{n}_i u_i$ равны парциальным электропроводностям воздуха, обусловленным ионами того и другого знака λ_i . Таким образом, отношение $\frac{\bar{n}_1 u_1}{\bar{n}_2 u_2}$ равно отношению

этих парциальных электропроводностей λ_1/λ_2 . Если $\lambda_1 > \lambda_2$, т. е. если электропроводность воздуха зависит преимущественно от положительных ионов, то заряд q имеет положительный знак, который задерживает рекомбинацию положительных ионов и ускоряет рекомбинацию отрицательных. В противоположном случае имеет место обратное соотношение. Заменяя при этом q через $-|q|$, мы можем переписать формулу (12a) в виде

$$\frac{1 - e^{-\epsilon |q|/r_0 kT}}{1 - e^{+\epsilon |q|/r_0 kT}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}, \quad (12b)$$

совершенно аналогичном (12a).

Если отношение $\frac{\epsilon |q|}{r_0 kT} \ll 1$ (т. е. потенциал шара значительно меньше 0,03 в), то из (12a) или (12b) следует

$$|q| = \frac{r_0 kT}{\epsilon} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2}. \quad (13)$$

В противоположном случае, т. е. при $\frac{\epsilon |q|}{r_0 kT} \gg 1$, можно положить приближенно

$$\frac{\epsilon |q|}{r_0 kT} = \lg \frac{\lambda'}{\lambda''}, \quad (13a)$$

где λ' — большее, а λ'' — меньшее из двух значений λ_i .

Экспериментальные данные об электропроводности воздуха при ясной погоде показывают, что $\lambda_1/\lambda_2 \cong 1,2$, т. е. что доля положительных ионов в электропроводности воздуха, примерно, на 20% больше, чем у отрицательных. Надежных данных о значении λ_1/λ_2 в облаках и туманах до сих пор, к сожалению, не имеется. Если предположить, что значение λ_1/λ_2 в обоих случаях одинаково, то заряд q при $r_0 = 10^{-8}$ оказался бы положительным и равным [если воспользоваться формулой (13a)] $2 \cdot 10^{-8}$ э. ст. ед., т. е. примерно в 50 е. Заметим, что обе формулы, как (13), так и (13a), соответствуют потенциалу частицы порядка $\varphi = \frac{kT}{\epsilon} \frac{\lambda'}{\lambda''}$ или $\varphi = \frac{kT}{\epsilon} \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ (где $\Delta\lambda = |\lambda' - \lambda''|$), поскольку определяемый ими заряд частицы оказывается прямо пропорциональным ее радиусу.

Мы видим, таким образом, что теория разрядки ионов на поверхности водяных капель приводит к результатам, вполне аналогичным тем, которые были получены выше на основании адсорбционной теории; при этом, однако, эффективный потенциал, а следовательно, и заряд капель уменьшаются, примерно, в 10 раз.

Выводы излагаемой теории основывались на предположении, что у поверхности капли концентрация как положительных, так и отрицательных ионов обращается в нуль. Физический смысл этого предположения может быть выяснен наиболее простым образом, если отвлечься от электрических сил, т. е. решать задачу о диффузии нейтральных частиц к капле, которой они захватываются [9]. В этом случае общее число частиц, проходящих через сферу радиуса $r > r_0$ снаружи внутрь, выражается формулой

$$G = 4\pi r^2 D \frac{dn}{dr}, \quad (14)$$

интеграл которой, ввиду условия $G = \text{const}$ при $n_{r=\infty} = \bar{n}$ и $n_{r=r_0} = 0$ сводится к

$$n = \frac{G}{4\pi D} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right), \quad (14a)$$

причем ток G выражается через \bar{n} формулой

$$G = 4\pi D r_0 \bar{n}. \quad (14b)$$

На расстоянии порядка длины свободного пробега от поверхности $r - r_0 = l$ формула (14a) принимает следующий приближенный вид:

$$n_l = \frac{G}{4\pi D} \frac{l}{r_0^2} = \bar{n} \frac{l}{r_0},$$

соответствующий линейному возрастанию n с расстоянием.

Такая зависимость n от l непосредственно вытекает из существа дела, поскольку мы предполагаем, что, ударяясь о поверхность капли, рассматриваемая частица захватывается последней. При этом возможность явления адсорбции вовсе не принимается во внимание. При наличии адсорбции граничное условие $n = 0$ на поверхности капли должно быть

заменено более общим уравнением $n = n^0 = \frac{n'}{\delta} e^{-\frac{u}{kT}}$, где n' — число адсорбированных частиц на единицу площади, а u — энергия, выделяющаяся при их адсорбции, например энергия испарения, если речь идет о конденсации пара на поверхности растущей жидкой капли. В этом случае n' равно своему максимальному значению; в общем случае множитель n' в предыдущем равенстве должен быть заменен на $\frac{n'}{1 + n'/n'_{\max}}$.

Решение уравнения (14) при граничном условии $n = n^0 > 0$ выражается формулой

$$n = n^0 + \frac{G}{4\pi D} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right).$$

Применяя аналогичные соображения к случаю диффузии положительных и отрицательных ионов к капле и учитывая электрическое поле, возникающее при заряджении последней, мы получим решение обобщенной задачи, заменяя повсюду \bar{n}_1 и \bar{n}_2 разностями $\bar{n}_1 - n_1^0$ и $\bar{n}_2 - n_2^0$. Так например, уравнения (12) принимают при этом следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} 1 - e^{-\frac{eq}{r_0 kT}} &= \frac{4\pi u_1 (\bar{n}_1 - n_1^0) \epsilon^2}{I} q; \\ 1 - e^{+\frac{eq}{r_0 kT}} &= - \frac{4\pi u_2 (\bar{n}_2 - n_2^0) \epsilon^2}{I} q. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

При этом разность $n_1' - n_2'$, умноженная на $4\pi r^2 \epsilon$, должна, очевидно, равняться искомому заряду q . Мы получаем, таким образом, следующее дополнительное условие, связывающее концентрации обоих ионов над самой поверхностью капли:

$$4\pi r_0^2 \epsilon \delta [n_1^0 e^{\frac{u_1}{kT}} - n_2^0 e^{\frac{u_2}{kT}}] = q. \quad (15a)$$

§ 5. Связь электропроводности воздуха с его запыленностью или наличием облачных капель; спектр атмосферных ионов

Трех уравнений (15) и (15a) недостаточно для определения шести неизвестных: q , I , n_1^0 , n_2^0 , \bar{n}_1 и \bar{n}_2 . Помимо этих уравнений мы имеем, однако, еще ряд соотношений, характе-

ризующих кинетику образования и захвата ионов в атмосфере, а именно:

1) соотношение

$$\alpha n^0 = \beta \bar{n}_1 \bar{n}_2 + \frac{I}{e} N, \quad (16)$$

характеризующее равенство числа пар ионов, возникающих под действием космических лучей (коэффициент α пропорционален интенсивности последних) и рекомбинирующих друг с другом в единице объема воздуха на больших расстояниях от капель, а также захватываемых этими каплями или какими-либо другими коллоидными частицами (N обозначает число последних в кубическом сантиметре воздуха);

2) аналогичное соотношение

$$\frac{I}{e} = \beta' n'_1 n'_2 = \beta' n_1^0 n_2^0 \delta^2 e^{+\frac{u_1 + u_2}{kT}} \quad (16a)$$

для рекомбинации адсорбированных ионов (I — число ионов каждого знака, захватываемых ежесекундно каплей);

3) соотношение

$$Nq + e(n_1 - n_2) = 0, \quad (16b)$$

выражающее условие нейтральности системы в целом, т. е. воздуха вместе с содержащимися в нем капельками.¹

Решение этих уравнений совместно с уравнениями (15) и (15a) представляет сложную задачу, на рассмотрении которой мы не будем здесь останавливаться. Заметим лишь, что это решение может, в принципе, устранить отмеченную в начале предыдущего параграфа трудность. В самом деле, в случае захвата капель свободных ионов, концентрация их в воздухе должна уменьшаться согласно (16). Если ионы обоих знаков захватываются в одинаковом количестве, то

¹ Под единицей объема мы должны понимать при этом объем, содержащий большое число капель, тогда как при выводе формулы для I мы имели в виду микроскопически малые объемы. Следует также помнить, что уравнение (16b) не выполняется на верхней и нижней краях облаков, а также во всех тех местах, где имеется объемный электрический заряд.

заряд капли q обращается в нуль. В этом случае $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = \bar{n}$ и $\frac{I}{e} = 4\pi Dr_0(\bar{n} - n^0)$. Последний результат непосредственно вытекает из формулы (14b), если заменить в ней \bar{n} через $\bar{n} - n^0$; он может быть также получен из формул (15) при переходе к пределу $q = 0$.

Таким образом, в рассматриваемом случае

$$\alpha n_0 = \beta (\bar{n})^2 + 4\pi Dr_0 N (\bar{n} - n^0). \quad (17)$$

Эта формула хорошо согласуется с опытными данными по влиянию пыли и дыма на электропроводность воздуха (которая пропорциональна \bar{n}) при $n^0 = 0$. При этом коэффициент пропорциональности у произведения \bar{n} на N , т. е. $4\pi Dr_0$, по своему численному значению также согласуется с опытными данными (при $D \cong 0,1$ и $r_0 \cong 10^{-3} - 10^{-4}$ см) [10].

Тот факт, что в этом случае $n^0 = 0$, свидетельствует, что, по крайней мере, для пыли и дыма захват ионов происходит чисто диффузионным путем.

Как уже упоминалось выше, вопрос о механизме захвата ионов каплями воды (или кристалликами льда) в облаках и туманах до сих пор не может считаться вполне выясненным.

Опытные данные о направлении поляризации облаков показывают, что капельки воды электризуются преимущественно отрицательно, в то время как большая доля в электропроводности воздуха принадлежит положительным ионам ($\lambda_+/\lambda_- \cong 1,2 - 1,3$).

Последнее обстоятельство можно было бы считать непосредственным следствием первого, поскольку преимущественный захват отрицательных ионов каплями воды приводит к преобладанию в воздухе свободных положительных ионов [ср. формулу (16b)].

Такое соотношение свидетельствует, казалось бы, о том, что захват отрицательных ионов происходит адсорбционным путем — в соответствии с эффектом ориентации молекул воды на ее поверхности. Следует, однако, отметить, что данные о величине λ_+/λ_- относятся преимущественно к условиям ясной погоды (где, как мы знаем, воздух имеет избыточный положительный заряд). Вопрос об отношении λ_+/λ_-

и о сумме $\lambda_+ + \lambda_-$, т. е. о суммарной электропроводности в облаках и туманах, в настоящее время еще недостаточно изучен. Известно лишь, что электропроводность в облаках значительно меньше, чем при ясной погоде, а в некоторых туманах исчезающе мала. Известно, далее, что во многих случаях электрическое поле в облаках и туманах имеет знак, соответствующий положительной электризации образующих их водяных капель; в ряде случаев, например при выделении атмосферных осадков, эта положительная электризация безусловно имеет место. Это обстоятельство, как мы увидим ниже, может быть объяснено перезарядкой *крупных дождевых* капель во время их падения на землю (в связи с неравенством $\lambda_+/\lambda_- > 1$). Ряд других второстепенных аномалий также допускает простое объяснение, так что основное положение нашей теории об отрицательном заряде облачных частиц, не вызывает сомнений. Необходимо лишь считаться с тем, что действительность не укладывается полностью в простую схему и требует для своего исчерпывающего объяснения значительного расширения последней.

Переписывая уравнения (12) в виде

$$I = \frac{4\pi\lambda_1 q}{1 - e^{-q/r_0 kT}} = \frac{4\pi\lambda_2 q}{e^{q/r_0 kT} - 1}, \quad (18)$$

где $\lambda_1 = \lambda_+$ и $\lambda_2 = \lambda_-$, мы видим, что при потенциале капель порядка 0,3 в, т. е. в 10 раз большем того, который соответствует энергии теплового движения ($kT \approx 0,03$ в), ток может быть выражен через заряд q простой формулой

$$I = 4\pi\lambda_1 q \quad (q > 0) \quad (18a)$$

в случае положительного заряда и

$$I = 4\pi\lambda_2 q \quad (q < 0). \quad (18b)$$

в случае заряда отрицательного. Эти формулы показывают, что в обоих случаях (при $\frac{|q|}{r_0} \gg kT$) сила тока, образуемого разрядом ионов на каплях, сводится к значению, обусловленному движением одних лишь одноименных (т. е. отталкиваемых) ионов.

Уравнение (17) в этом случае заменяется следующим:

$$\alpha n^0 = \beta \bar{n}^2 + \frac{4\pi |q| \lambda_{\pm}}{\epsilon} N. \quad (19)$$

В случае $\lambda_1 \approx 2 \cdot 10^{-4}$ CGSE множитель при N имеет порядок 10, тогда как в случае $q = 0$ он, согласно уравнению (17) (при $r_0 \cong 10^{-8}$ и $n^0 = 0$), равен приблизительно 1 [11].¹

Таким образом, в этом отношении между случаем сильно заряженных частиц и случаем частиц нейтральных существенной разницы нет.

Необходимо отметить, что атмосферные ионы *не* являются элементарными частицами, в виде которых они возникают. Так, например, отрицательные ионы возникают под влиянием поглощенных лучей в виде свободных электронов, которые вырывают из молекул воздуха вторичные — относительно медленные — электроны.

Последние (так же, как и потерявшие свою начальную скорость первичные электроны) связываются в дальнейшем с молекулами кислорода, образуя отрицательные ионы O_2^- . К этим отрицательным ионам присоединяются нейтральные молекулы кислорода и в особенности молекулы водяных паров, притягивающиеся к ним своими положительными концами. Таким путем образуются относительно тяжелые ионы с относительно малой подвижностью. Процесс укрупнения, или „старения“, ионов не останавливается на образовании одной сольватной (и, в частности, гидратной) оболочки, но может, повидимому, продолжаться значительно дальше, вплоть до образования мельчайших капелек воды с радиусом порядка 10^{-6} см. При этом „старение“ отрицательных ионов ничем существенно не отличается от старения положительных ионов.

Можно было бы думать, что спектр масс ионов продолжается в сторону их возрастания *непрерывным* образом вплоть до капелек с радиусом в 1 μ и выше, которые составляют основную массу облаков. Это представление

¹ Формула (19) является только приближенной. Она может применяться лишь в том случае, если $\lambda_1 \gg \lambda_2$ или $\lambda_2 \gg \lambda_1$. При $\lambda_1 \approx \lambda_2$ необходимо пользоваться точными формулами (18), которые при $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$ и $q \rightarrow 0$ превращаются в $I = 4\pi\lambda r_0 k T$.

вряд ли, однако, соответствует действительности, так как число мелких капель, лишенных электрического заряда, может быть, повидимому, гораздо больше, чем число заряженных капелек.

Существование, наряду с заряженными каплями, капель нейтральных говорит в пользу того представления, что капли сначала образуются на нейтральных „ядрах“ (например на кристалликах солей), а затем уже, при дальнейшем своем росте, захватывают из воздуха электрические заряды (преимущественно отрицательные). Этим, повидимому, отличается образование относительно легких ионов, возникающих в результате присоединения нейтральных молекул (водяного пара) к положительным и отрицательным ионам, от образования более крупных капель, которые возникают без помощи ионов, но, достигнув больших размеров, захватывают их из воздуха. Рассматриваемое отличие, если только оно реально существует, имеет, однако, *кинетический*, а не *статистический* характер; с точки зрения статистического равновесия, ионы — легкие, тяжелые и сверхтяжелые, т. е. заряженные капли, — образуют единый спектр. В электропроводности воздуха основную роль играют при этом лишь легкие фракции ионов, образованные отдельными заряженными молекулами, с подвижностью порядка $1,5 \frac{\text{см}}{\text{сек}} / \frac{\text{в}}{\text{см}}$. Заметим, что тяжелые ионы имеют подвижность порядка $10^{-4} \frac{\text{см}}{\text{сек}} / \frac{\text{в}}{\text{см}}$.¹

К сожалению, спектр легких ионов или, вернее, их подвижностей известен в настоящее время лишь очень приблизительно образом. Для определения этого спектра, поток воздуха, содержащего исследуемые ионы, пропускается в продольном направлении через цилиндрический конденсатор (прибор Эберта), к обкладкам которого приложена некоторая разность потенциалов V . Соответствующее этой разнице поперечное электрическое поле успевает притянуть ионы — положительные или отрицательные — к внутреннему электроду, в зависимости от его полярности; при этом с возрастанием

¹ В воздухе наблюдаются также ионы с подвижностью до $20-30 \frac{\text{см}}{\text{сек}} / \frac{\text{в}}{\text{см}}$, которые, повидимому, образованы двукратно и трехкратно заряженными молекулами.

разности потенциалов V возрастает и масса притягиваемых ионов. Таким путем можно отделить друг от друга ионы с подвижностью в пределах, скажем, от 20 до 1,5 (легкие, состоящие из нескольких молекул) и от 1,5 до $0,01 \frac{\text{см}}{\text{сек}} / \frac{\text{в}}{\text{см}}$ (средние, состоящие из нескольких десятков молекул). Однако обнаружить таким образом заряженные капли с радиусом порядка 1μ и выше не удастся. Необходимо отметить, что ионы с различной массой могут чрезвычайно быстро переходить друг в друга: тяжелые — в легкие путем испарения в относительно сухом воздухе, и легкие — в тяжелые путем конденсации влаги в относительно влажном воздухе.

При исследовании распределения электрических зарядов в облачных массах необходимо учитывать также изменения размеров капелек, вызываемые аналогичными причинами в связи с движением этих капель вместе с воздухом, в котором они взвешены; в случае очень мелких капель эти изменения могут сопровождаться изменениями величины зарядов отдельных капель и изменением распределения этих зарядов в пространстве.

§ 6 Несоответствие между зарядом облачных капель и электропроводностью воздуха в облаках

Если электрический потенциал облачных частиц (т. е. капель с радиусом порядка 10^{-3} см) близок к 0,3 в, а число их в 1 см^3 близко к 1000 (что соответствует водности в 1 г/м^3), то общая величина связанного заряда, несомого каплями в 1 см^3 , должна была бы достигать — 10^6 в . Для компенсации этого заряда число свободных одновалентных положительных ионов в 1 см^3 воздуха должно было бы равняться этой цифре. Это требование легко может быть согласовано с условием (19), если считать число свободных отрицательных ионов в облаках достаточно малым. Оно находится, однако, в полном противоречии с тем обстоятельством, что электропроводность воздуха в облаках и туманах оказывается не повышенной (почти в 1000 раз по сравнению с нормой для ясной погоды), а, наоборот, пониженной. Это противоречие можно устранить, если отказаться от представления о том, что водяные капли захватывают одни лишь отрицательные ионы,

т. е. либо вовсе отказаться от адсорбционной теории, либо же „смягчить“ ее, уменьшив должным образом потенциал ζ . В первом случае для преимущественной отрицательной электризации облачных капель необходимо было бы допустить, что средняя подвижность отрицательных ионов, которые возникают под влиянием космических лучей в виде свободных электронов и некоторое время остаются таковыми, значительно больше, чем подвижность положительных ионов. Опыт показывает, однако, что, по крайней мере при ясной погоде, $\lambda_+ > \lambda_-$, т. е. что большая подвижность отрицательных ионов перекрывается большей концентрацией ионов положительных. А так как знак заряда капель определяется отношением λ_+/λ_- , то в этом случае — если только это отношение в облаках больше единицы, так же как и при ясной погоде — капли имели бы в среднем положительный, а не отрицательный заряд.

Это противоречие отпадает, если стать на вторую точку зрения, т. е. допустить, что равновесный потенциал капель ($|q|/r_0$) гораздо ниже его теоретического значения 0,25 в. При этом речь идет о снижении его не в несколько раз, а во столько раз, чтобы общий отрицательный заряд капель в 1 см³ уменьшился по крайней мере в 10^3 — 10^4 раза, т. е. чтобы концентрация свободных положительных ионов, необходимых для его компенсации согласно уравнению (19), не только не увеличилась бы, но наоборот, уменьшилась. Такое снижение электрокинетического потенциала ζ не может иметь теоретического оправдания. Оно означало бы, что средний заряд капель с радиусом 10^{-3} см равен не 2000, а всего лишь двум-трем элементарным зарядам. При таких условиях для сохранения согласия между теоретическим значением средней напряженности электрического поля в облаках, определяемым формулой (4а), и экспериментальным значением (150 в/см) пришлось бы снизить электропроводность воздуха примерно в 1000 раз, что так же противоречит как элементарным принципам теории, так и данным опыта.

Из указанных противоречий имеется, повидимому, лишь один выход, заключающийся в учете *статистического распределения капель по их размерам*.

Мы предполагали до сих пор, что размеры всех капель одинаковы, соответствуя радиусу $r = r_0 = 10^{-3}$ см.

Непосредственное исследование капель в облаках показывает, что это предположение не соответствует действительности и что в облаках, наряду с мелкими каплями с радиусом от 1 до 10 μ , существуют и более крупные, с радиусом от 10 до 100 μ , т. е. 10^{-3} — 10^{-2} см. Водность облака определяется в основном более крупными каплями, тогда как в общей величине электрического заряда, поскольку последний пропорционален первой степени радиуса, основную роль играют более мелкие капли.¹

Экспериментальные данные о распределении капель по размерам могут быть выражены удовлетворительным образом формулой вида

$$f(V) dV = A e^{-\frac{V}{V_0}} dV \quad (20)$$

для числа капель, объем которых заключен в пределах между V и $V + dV$ (V_0 — среднее значение объема). При этом постоянная A определяется формулой

$$\int_0^{\infty} f(V) dV = A V_0 = N, \quad (20a)$$

где N — общее число капель в данном макроскопическом объеме (скажем, в 1 см³).

Переходя от объема капель к их радиусу r ($V = \frac{4\pi}{3} r^3$), можно переписать формулу (20) в виде

$$F(r) dr = B e^{-r^3/r_0^3} r^2 dr, \quad (21)$$

где $\frac{4\pi}{3} r_0^3 = V_0$, а постоянная B равна $\frac{N}{3r_0^3}$.

При таких условиях средний заряд капель оказывается равным

$$\bar{q} = \bar{r} = \int e^{-r^3/r_0^3} r^3 dr / \int e^{-r^3/r_0^3} r^2 dr.$$

¹ Так например, если бы, при одной и той же водности (1 г/м³), облака состояли из капель с радиусом в 10^{-6} см, то число таких капель в единице равнялось бы 10^6 , а общий заряд составлял $10^6 e$; при $r_0 = 10^{-2}$, N равнялось бы единице и $qN = q = 10^4 e$.

Этот интеграл можно взять приближенно, заменив под-интегральную функцию в числителе функцией Гаусса с максимумом в точке $r = r^*$, определяемой уравнением $-\frac{3r^2}{r_0^3} + \frac{3}{r} = 0$, т. е. $r^* = r_0$. Разлагая $-\frac{r^3}{r_0^3} + 3 \lg r$ в ряд по степеням $r - r_0$, имеем, далее,

$$-\frac{r^3}{r_0^3} + 3 \lg r = -1 + 3 \lg r_0 - \frac{9}{2r_0^2}(r - r_0)^2,$$

откуда получаем

$$\int e^{-r^3/r_0^3} r^3 dr \approx \frac{r_0^4}{3e} \sqrt{2\pi},$$

и так как

$$\int_0^\infty e^{-r^3/r_0^3} r^2 dr = \frac{1}{3} \int_0^\infty e^{-r^3/r_0^3} d(r^3) = \frac{r_0^3}{3},$$

$$\bar{q} = \frac{\sqrt{2\pi} \zeta r_0}{e}.$$

При среднем радиусе капель $r_0 = 10^{-3}$ средний заряд их оказывается таким, какой соответствовал бы одинаковым капелькам с радиусом, в $\frac{\sqrt{2\pi}}{e} = \frac{2,5}{2,7}$ раз меньшим r_0 .

К сожалению, мы не располагаем в настоящее время надежными измерениями зарядов облачных капель. Имеются данные лишь о заряде крупных дождевых капель. Последний оказывается обычно положительным (см. ниже вопрос о перезарядке крупных капель), причем общий заряд 1 см^3 воды достигает ± 10 э. ст. ед. При разделении этого количества воды на капли радиусом в 1 мм , на каждую из них приходится заряд порядка 10^{-2} э. ст. ед., т. е. в 100 раз больший того, который по теории приходится на одну подобную каплю. При разделении же 1 см^3 воды на капли радиусом 10^{-2} см , на каждую из них приходится заряд 10^{-5} э. ст. ед., как раз соответствующий теоретическому значению. Впрочем, сопоставление результатов адсорбционной теории заряжения капель с опытными данными о заряде

осадков вряд ли имеет смысл, поскольку заряд этих осадков может изменяться не только по величине, но и по знаку.

Таким образом, вопрос о механизме заряжения облачных частиц следует считать не вполне выясненным.

Хотя простая адсорбционная схема в общих чертах подтверждается, однако, целый ряд деталей поддается объяснению лишь с большими или меньшими натяжками. Для полного решения вопроса нехватает экспериментальных данных, которые пока свидетельствуют лишь о том, что факторы, влияющие на электризацию капель и, в частности, на электризацию крупных капель, образующих дождь, не исчерпываются адсорбционным механизмом.

Следует отметить, в частности, то обстоятельство, что адсорбционная теория заряжения частиц воды, по существу, применима лишь к жидким каплям, а не к кристалликам льда, из которых состоят облака, существующие (или образующиеся) на больших высотах. Теория электризации капель путем захвата ионов из воздуха и их разрядки одинаково применима как к каплям, так и к ледяным кристалликам; однако, как было указано выше, она приводит к неправильному знаку при определении заряда атмосферных осадков.

Ко всем этим вопросам мы еще вернемся ниже, в специальной главе, где будет обсужден еще ряд обстоятельств, осложняющих определение электрического заряда облачных частиц (см. гл. III).

§ 7. Теория баллоэлектрических явлений

Наряду с изложенными выше теориями, которые исходят из представления о том, что заряжение облачных частиц вызывается преимущественным захватом (адсорбционным или диффузионным) из воздуха ионов определенного знака, существует еще одна теория этой электризации, совершенно не связанная с ионизацией воздуха. Эта теория исходит из того представления, что электризация взвешенных в воздухе частиц обусловливается *соприкосновением* их друг с другом, или же, наоборот, их *отделением друг от друга* при различных процессах распыления (например при разбрызгивании).

Первый вариант этой теории, применявшийся разными авторами, не выдерживает серьезной критики. При сопри-

косновении и, в частности, при трении двух частиц друг о друга, на них возникают заряды противоположного знака только в том случае, если эти частицы имеют *различную* химическую природу или находятся в физически различных состояниях. Между тем, в случае аэрозолей мы имеем дело, как правило, с частицами одинаковой природы, отличающимися друг от друга только своими *размерами*. Для того чтобы электризация этих частиц при соприкосновении друг с другом могла привести к макроскопическому разделению зарядов противоположного знака (под влиянием силы тяжести), нужно, чтобы более мелкие частицы всегда заряжались электричеством одного знака, а более крупные — электричеством противоположного знака. Для этого трудно придумать какие-либо разумные основания.

В этом отношении в гораздо более выгодном положении находится второй вариант теории, усматривающий причину электризации частиц в их отделении друг от друга. Здесь в особенности имеется в виду явление электризаций капель при их разбрызгивании, открытое экспериментально еще в конце прошлого столетия [12] и исследованное весьма тщательно М. А. Аганиным, Н. Гезехусом [48] и др. Процесс дробления может вызываться, например, падением в воздухе слишком крупных капель (со скоростью, превосходящей 8 м/сек), от которых при этом отрываются мелкие брызги, или падением крупной водяной струи в воду (в водопадах), сопровождающимся поднятием в воздух большого количества мелких брызг. Опыт показывает, что в последнем случае эти брызги (относимые восходящими потоками воздуха на большую высоту) имеют преимущественно отрицательный электрический заряд, тогда как более крупные капли воды, так же как и основная ее масса, остающаяся внизу, имеют положительный заряд. Возникающее таким образом электрическое поле направлено, следовательно, снизу вверх; опыт показывает при этом, что оно может достигать весьма значительной величины — порядка нескольких десятков вольт на сантиметр.

Наряду с этим собственно „баллоэлектрическим“ эффектом, который разные исследователи пытались использовать для объяснения происхождения электрического поля грозовых облаков, в природе и технике наблюдаются аналогичные

процессы, в которых, однако, вода заменяется другими веществами. Эти процессы либо непосредственно связаны с распылением крупных частиц на мелкие (например при размоле крупных частиц угля для получения угольной пыли), либо же с подъемом крупных и мелких частиц в воздух (например при взлете пыли под влиянием восходящих токов воздуха).

Последним механизмом обусловлены электрические явления, сопровождающие пылевые бури и вулканические извержения, в частности, извержение больших масс пепла. Громадная туча пепла, извергаемая действующим вулканом, является средоточием мощной грозовой деятельности. Заряды частиц пепла не подвергались изучению. Известно лишь, что тучи пепла дают наиболее мощные грозовые эффекты при полном отсутствии влаги. Присутствие водяных паров, таким образом, не способствует, но, наоборот, препятствует электризации частиц пепла.

Чем же обуславливаются электрические заряды этих частиц, равно как и заряды частиц обыкновенной пыли или мелких водяных брызг?

На этот вопрос (за исключением случая распыления воды, см. ниже) до последнего времени никакого ответа не существовало. Между тем, найти ответ на него нетрудно, в особенности в случае распыления гетерополярных веществ, т. е. кристаллов, построенных, подобно каменной соли, из ионов противоположного знака (Na^+ и Cl^-).

Начальное „субмикроскопическое“ разделение этих ионов вытекает из самой природы соответствующих веществ. Переход от этого субмикроскопического разделения к более грубому „микроскопическому“ разделению может осуществляться следующим образом. При температурах, отличных от абсолютного нуля, правильность строения кристалла типа Na^+Cl^- нарушается, и притом в тем большей степени, чем выше температура. В кристаллической решетке появляются „свободные места“, или „дырки“, за счет выхода занимавших их ионов на поверхность кристалла. Кроме того, некоторые ионы переходят в междоузлия, по которым они путешествуют по всему объему кристалла. Дырки также перемещаются по последнему с помощью эстафетного механизма, который обеспечивает перемешивание соответствующих ионов [14].

Оставляя в стороне „дислоцированные атомы“, т. е. атомы, попавшие в междоузлия кристаллической решетки, и ограничиваясь рассмотрением подвижных дырок, заметим, прежде всего, что образование последних в поверхностном слое кристалла связано с увеличением его энергии¹ (поскольку соответствующий ион переходит из состояния, в котором он имеет, скажем, шесть соседей, в состояние, в котором он имеет меньшее число соседей, например одного). Далее, это увеличение энергии может быть различным для положительных и для отрицательных ионов (в зависимости, например, от их электрического заряда или же, при численной одинаковости зарядов обоих знаков, от их геометрических размеров). Поэтому число положительных ионов, перешедших со своих мест на поверхность кристалла, т. е. другими словами, число N'_1 положительных ионных дырок, оставленных ими в кристалле, должно, вообще говоря, отличаться от числа N'_2 дырок, оставленных отрицательными ионами. Обозначая энергии дыркообразования соответственно через u_1 и u_2 , мы можем выразить число дырок того и другого типа, которые должны были бы существовать в кристалле при данной абсолютной температуре, формулой

$$N'_i = Ne^{-\frac{u_i}{kT}}, \quad (i = 1; 2), \quad (22)$$

где N обозначает общее число ионов каждого знака (или, вернее, общее число занимаемых ими мест).

С электрической точки зрения каждая дырка в кристалле эквивалентна присутствию в нем электрического заряда, противоположного по знаку тому иону, отсутствием которого эта дырка образована. Для того чтобы кристалл находился в состоянии статистического равновесия, необходимо, чтобы концентрация n_1 положительных дырок *внутри* него, в среднем, совпадала с концентрацией n_2 отрицательных дырок во всем объеме, кроме поверхностного слоя, в котором разность $n_1 - n_2$ может быть отличной от нуля и в котором электрическое поле E , обусловленное этой разностью, уравновешивается диффузией ионов обоих знаков.

¹ См. Я. И. Френкель, Кинетическая теория жидкостей, гл. I, § 6.

На поверхности кристалла лишние ионы должны находиться как бы в адсорбированном состоянии. Что же касается внутренней области кристалла, расположенной достаточно далеко от его поверхности, то она должна обладать электрическим потенциалом φ (по отношению к наружному пространству), определяемым из того условия, что энергия отрицательных зарядов, эквивалентных положительным дыркам $u_1 - e\varphi_0$, равнялась бы энергии положительных зарядов, эквивалентных отрицательным дыркам $u_2 + e\varphi_0$, при одинаковой концентрации тех и других. Мы получаем, таким образом, для изменения потенциала в поверхностном (диффузионном) слое выражение

$$\varphi_0 = \frac{u_1 - u_2}{2e}. \quad (23)$$

Это изменение потенциала осуществляется за счет постепенного изменения концентрации положительных и отрицательных дырок в поверхностном слое кристалла согласно уравнениям:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = + 4\pi e (n'_1 - n'_2) \quad (23a)$$

и

$$n'_1 = \bar{n} e^{-\frac{u_1 - e\varphi(x)}{kT}}, \quad n'_2 = \bar{n} e^{-\frac{u_2 + e\varphi(x)}{kT}} \quad (23b)$$

При этом заряд дырок в диффузионном поверхностном слое компенсирует заряд ионов, вышедших на поверхность кристалла. Таким образом, теория образования поверхностного двойного слоя в рассматриваемом случае формально совпадает с теорией образования подобного слоя в случае металлического электрода, опущенного в раствор электролита.

Не останавливаясь на точном решении уравнений (23a) и (23b)¹, заметим лишь, что эффективная толщина диффузного слоя (расположенного под поверхностью кристалла), определяется формулой

$$\delta = \frac{1}{\kappa} = \sqrt{\frac{kT}{8\pi\bar{n}e^2}} \quad (24)$$

(если диэлектрическую проницаемость кристалла принять за единицу; в общем случае числитель подкоренного выражения нужно помножить на эту проницаемость).

¹ Я. И. Френкель, Кинетическая теория жидкостей гл. I, § 6

При $\bar{n} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (такой концентрации дырки могут достигать при комнатной температуре; вблизи температуры плавления концентрация их может быть близка к 1%), δ имеет порядок 10^{-6} ; впрочем, для разных кристаллов значения δ могут быть существенно различными, в зависимости от степени диссоциации кристаллической решетки, т. е. от концентрации дырок.¹

Представим себе теперь, что рассматриваемый кристалл подвергается распылению, т. е. что с его поверхности срываются весьма маленькие частицы. Если линейные размеры этих частиц меньше или сравнимы с эффективной толщиной двойного слоя δ , то они при своем отделении должны иметь электрический заряд того же знака, что и наружная поверхность кристалла, остальная масса которого при этом электризуется противоположным знаком. Таким образом, создаются условия, необходимые для макроскопического разделения зарядов противоположного знака под влиянием силы тяжести (поскольку, при наличии восходящих токов воздуха, более мелкие частицы выносятся вверх, а более тяжелые опускаются вниз). Как мы видели в гл. I (§ 2), возникающие при этом электрические поля могут достигать весьма больших значений, вполне достаточных для объяснения электрических явлений, сопровождающих пылевые бури и вулканические извержения.

Что касается воздушных ионов, то захват их при таких условиях имеет второстепенное значение, хотя бы по той причине, что время релаксации, характеризующее скорость рассеяния электрических зарядов в воздухе $\tau = \frac{1}{4\pi\lambda}$, весьма велико (порядка 15 мин.).

Переходя к собственно „баллоэлектрическому эффекту“, обнаруживаемому при разбрызгивании воды, мы должны, прежде всего, отметить, что даже абсолютно чистая дистиллированная вода содержит ионы в количестве, соответствующем степени ионизации порядка 10^{-7} , т. е. примерно 10^{15} в кубическом сантиметре. Эти ионы, согласно предыдущему, должны образовывать на или, вернее, вблизи поверхности воды диффузный двойной слой с толщиной порядка 10^{-5} см .

¹ Такую же роль, как дырки, могут играть дислоцированные ионы, а также и электроны в случае электронных полупроводников,

Наряду с этим диффузным двойным слоем, влияние которого мы не учитывали до сих пор, на поверхности воды существует двойной слой молекулярной толщины, обусловленный автоориентацией дипольных молекул воды. Этот последний слой сам по себе не может иметь никакого значения для баллоэлектрического эффекта. Можно, однако, попытаться объяснить последний как результат комбинированного действия обоих слоев — вернее, как результат определяющего действия ориентационного слоя на знак диффузного слоя.¹ А именно, если поверхностные молекулы воды ориентированы своими отрицательными концами наружу, а положительными — внутрь, то положительные ионы, присутствующие в воде, должны были бы выделяться наружу, а отрицательные — оставаться внутри, совершенно так же, как и ионы внешнего происхождения (например, воздушные). При таких условиях потенциал диффузного слоя имел бы внутри капли воды знак, обратный знаку ориентационного слоя, и мелкие брызги воды должны были бы заряжаться положительно.

К сожалению, этот естественный вывод не подтверждается на опыте, который показывает, что мелкие водяные брызги имеют не положительный, а отрицательный заряд. Правда, в лабораторных условиях этот знак бывает отрицательным или положительным, в зависимости от характера имеющихся в воде или в воздухе *примесей*. В частности, А. Н. Фрумкин и А. Д. Обручева показали [15], что прибавлением к воде незначительных количеств поверхностно-активных веществ можно добиться того, чтобы водяные брызги имели либо отрицательный, либо положительный знак: в первом случае двойной электрический слой, образованный ориентированными молекулами, должен создавать внутри воды отрицательный потенциал (т. е. электрические моменты этих молекул должны быть направлены наружу), а во втором — положительный потенциал (так же, как в случае чистой воды).

Возможно, что баллоэлектрический эффект, обычно наблюдаемый в естественных условиях и характеризующийся отрицательной электризацией мелких водяных капель, объясняется наличием поверхностно-активных загрязнений, обуславливающих перемену знака ориентационного двойного слоя (наличие

¹ Подобное объяснение уже предлагалось ранее Кёном. [12].

подобных загрязнений вполне естественно в случае воды, соприкасающейся с почвой). Вопрос этот для своего окончательного решения требует дополнительного экспериментального изучения.

Опыты многочисленных исследователей, занимавшихся изучением баллоэлектрических явлений как в воде, так и в других жидкостях, показали, во-первых, что этот эффект наблюдается только в случае *полярных* жидкостей и, во-вторых, что при прибавлении к этим жидкостям растворов электролитов (т. е. при значительном увеличении концентрации ионов), баллоэлектрический эффект сильно *уменьшается*. Первый факт, с точки зрения излагаемой теории, представляется вполне естественным, что же касается второго, то на первый взгляд он, как будто, противоречит теории. Нетрудно, однако, показать, что в действительности он лишь подтверждает ее.

В самом деле, согласно формуле (24), толщина диффузного (ионного) слоя с увеличением концентрации ионов уменьшается (обратно пропорционально квадратному корню из этой концентрации). Мы видели выше, что уже при той весьма малой концентрации, которая существует в чистой воде, благодаря ее естественной диссоциации, ионный слой имеет весьма малую толщину — порядка 10^{-5} см. Таким образом, в этом случае зарядом обладают практически лишь капли или брызги, линейные размеры которых не превосходят 10^{-5} см. Если же в воду ввести раствор электролита с концентрацией 10^{-2} нормального, т. е. содержащий 10^{-5} молекул на одну молекулу воды, то (в предположении, что все эти молекулы полностью диссоциированы) толщина ионного слоя сократится примерно в 10 раз, и вероятность того, что брызги воды окажутся заряженными, соответственно уменьшится.

§ 8. Случайная и контактная электризация мелких частиц

Помимо различных типов электризации мелких частиц, взвешенных в воздухе, которые обусловлены систематически действующими факторами, рассмотренными выше, в отсутствие этих факторов может иметь место „случайная“ электризация этих частиц, зависящая от тепловых флуктуаций. Этот флуктуационный тип электризации, впервые рассмотренный

Смолуховским [17], в простейшем случае проводящих частиц сводится к следующему.

Находясь в окружении свободных ионов, частица, не имеющая предпочтения к ионам определенного знака, захватывает их не строго закономерным образом, но то чаще ионы одного знака, то чаще ионы другого знака. В результате, даже при $\zeta=0$ заряд частицы в отдельные моменты времени оказывается отличным от нуля, неправильно колеблясь около среднего значения, равного нулю.

Вероятность того, что „мгновенный“ заряд частицы равен q , может быть определена по формуле Больцмана $e^{-u/kT}$, если положить в ней $u = \frac{q^2}{2c}$, где c — электроемкость частицы, например, радиус ее r — в случае частицы сферической формы.

Среднее значение u оказывается при этом равным той же самой величине $\frac{1}{2} kT$, как и среднее значение любой другой слагающей энергии, выражающейся квадратично через одну из координат—или слагающих скорости. Мы получаем, таким образом, $\frac{q^2}{2c} = \frac{1}{2} kT$ и, следовательно (при $c = r$),

$$\bar{q}^2 = rkT. \quad (25)$$

В случае частиц с радиусом $r = 10^{-3}$ см (размеры облачных частиц), средний квадратичный заряд $\sqrt{\bar{q}^2}$ при комнатной температуре оказывается, следовательно, равным $7 \cdot 10^{-9}$ CGSE, т. е. примерно 10 элементарным зарядам. С увеличением радиуса он возрастает пропорционально квадратному корню из последнего, а не первой его степени, как средний заряд, соответствующий отличному от нуля потенциалу ζ .

Формула (25) имеет более общее значение, чем ее вывод. Она остается справедливой при самых различных механизмах электризации частиц. Так например, в отсутствие ионов в окружающем воздухе данная частица может приобрести электрический заряд при временном соприкосновении с другой частицей—того же самого или иного сорта, которая при этом приобретает заряд равной величины, но противоположного знака. Строго говоря, заряд, приобретаемый частицей, возникает не в момент ее соприкосновения с другой

частицей, но в момент их *отделения* друг от друга. В случае частиц одинакового сорта, знак приобретаемого частицей заряда совершенно случаен, так что никакого макроразделения зарядов противоположного знака не может последовать. В случае же разнородных частиц такое разделение могло бы последовать лишь при неодинаковости размеров частиц и масс разного сорта.

Хотя, таким образом, случайная электризация частиц (т. е. величина \bar{q}^2) совершенно не зависит от ее механизма, последний существенным образом влияет на *скорость* этой электризации. Так например, если последняя происходит в ионизированном воздухе, то среднее время, необходимое для приобретения заряда $\mp V \bar{q}^2$, сравнимо с электрическим временем релаксации $\tau = \frac{1}{4\pi\lambda}$, где λ — электропроводность среды.

Несмотря на его принципиальный интерес, вопрос этот до сих пор не подвергался серьезному экспериментальному исследованию ни в естественных, ни в лабораторных условиях.

Заметим, что аналогичные электрические флуктуации могут иметь место и внутри твердых или жидких тел, содержащих свободные ионы или электроны, при их разрыве или отрыве друг от друга. Опыт показывает, например, что при распространении через жидкость мощных ультразвуковых колебаний, в ней наблюдается слабое искрение. Это искрение может быть объяснено как результат заряжения противоположных поверхностных слоев пузырька, возникающего в жидкости при ее кавитации [19]. Впрочем, более вероятно, что „кавитационные пузырьки“ возникают в этом случае, так же как и при обычном вскипании жидкости, на стенках содержащего ее сосуда или на поверхности посторонних коллоидных частиц, практически всегда в ней присутствующих. Так как поверхность их раздела, при наличии в жидкости ионов, бывает практически всегда покрыта двойным электрическим слоем (диффузного характера), то естественно, что при внезапном отрыве жидкости от твердого тела, также отделяются друг от друга и противоположные заряды, образующие противоположные стороны электрического двойного слоя. Возникающее между ними внутри линзообразной полости (заполненной газом и являющейся зародышевым

пузырьком) электрическое поле может при этом вызывать электрический пробой пузырька, т. е. видимое свечение заполняющего его газа.

При непосредственном соприкосновении двух частиц с тождественными химическими свойствами, из которых одна заряжена, а другая — нейтральна, с первой на вторую переходит некоторый заряд. В простейшем случае, если этот заряд был первоначально сосредоточен на проводящем шаре большого радиуса R , то при соприкосновении с ним очень маленького шарика с радиусом r последний, согласно [18], приобретает заряд со средней поверхностной плотностью η , равной $\frac{\pi^2}{6} \eta_0$, где η_0 — средняя поверхностная плотность первоначального заряда на большом шаре.

Это соотношение сохраняется в общих чертах и для тел нешаровидной формы: при соприкосновении их друг с другом выравниваются не их потенциалы, а (приблизительно) их электрические поля (которые в месте контакта точно компенсируют друг друга).

После разделения обеих частиц, заряды их оказываются, таким образом, пропорциональными не первой степени их линейных размеров (что соответствовало бы равенству их потенциалов), а второй степени этих размеров. При таких условиях частицы находятся в метастабильном состоянии, поскольку потенциалы их стремятся выравняться. Однако, это стремление может реализоваться лишь частично, пока они остаются еще на очень малом расстоянии друг от друга, так что через остающийся зазор порядка $10^{-7} — 10^{-6}$ см может проходить электрический ток.

Это обстоятельство необходимо иметь в виду при рассмотрении вопроса о распределении заряда, сосредоточенного первоначально на теле больших размеров, при контакте этого тела с маленькими частицами того же сорта. Поскольку потенциал этого тела остается выше потенциала отделившихся от него частиц, между ними может возникать электрическое поле и притом благодаря тому же гравитационному механизму, который уже был рассмотрен нами выше в случае *противоположно* заряженных частиц. А именно, при падении множества больших и малых частиц под влиянием силы тяжести (например в восходящем потоке воздуха),

первые обгоняют вторые и между ними возникает электрическое поле, обусловленное частичной поляризацией мелких частиц (поскольку электрические силовые линии могут начинаться и кончаться только на зарядах противоположного знака).

Предположим, например, что все частицы имеют электрический заряд положительного знака, причем крупные оказываются внизу, а мелкие вверху. Между ними возникает электрическое поле, направленное снизу вверх. Это поле может существовать лишь благодаря тому, что маленькие частицы приобретают электрический момент, направленный снизу вверх, т. е. связанный с появлением на их нижней стороне отрицательных зарядов и на верхней — положительных.

Подобные поля могут играть некоторую, хотя и второстепенную роль в явлениях атмосферного электричества, — второстепенную уже хотя бы потому, что они предполагают какое-то начальное заряджение более крупных частиц.

В случае соприкосновения двух тел *различного* сорта (в отношении химического состава или наличия адсорбированных поверхностных пленок), они должны приобретать электрические заряды противоположного знака. Однако при соприкосновении их друг с другом разность потенциалов между ними оказывается отличной от контактной разности потенциалов (т. е. разности работ выхода электронов). Условие равновесия в момент контакта сводится, грубо говоря, к тому, что контактное электрическое поле уравнивается полем, обусловленным поверхностными зарядами обеих частиц. Если одна из них очень мала в сравнении с другой, это условие сводится к тому, чтобы контактное поле (имеющее порядок 10^7 в/см) равнялось умноженной на 4π поверхностной плотности на меньшей из обеих частиц, т. е. чтобы заряд последней равнялся $q \approx 4\pi\eta r^2 = E_K r^2 \approx \approx \varphi_K \frac{r^2}{\delta}$, где $\varphi_K = E_K \delta$ — контактная разность потенциалов, а δ — расстояние порядка нескольких ангстремов. При удалении обеих частиц они, так же как и однородные частицы, оказываются в статистически неравновесном состоянии, которое успевает лишь отчасти выравниваться в первые стадии этого удаления.

ГЛАВА III

ОБРАЗОВАНИЕ И ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ АТМОСФЕРНЫХ ОСАДКОВ

§ 1. Перезарядка дождевых капель

На первый взгляд представляется естественным ожидать, что частицы атмосферных осадков, т. е. капли дождя и снежинки, на пути следования от облака к земной поверхности сохраняют тот же самый заряд, который они имеют в облаках и который, как мы знаем, является, в среднем, отрицательным.

В противоположность этому теоретическому представлению, опыт показывает, что заряд атмосферных осадков является преимущественно *положительным*.

Это несоответствие между теорией и опытом оказывается, однако, возможным устранить весьма непринужденным образом, учтя то обстоятельство, что капли больших размеров, выпадающие в виде дождя, могут на своем пути *перезарядиться*, благодаря тому обстоятельству, что в окружающем их воздухе преобладают положительные ионы (доля которых в электропроводности воздуха λ_+ больше, чем доля отрицательных λ_-).

Явление перезарядки крупных капель обусловливается *поляризацией их в атмосферном электрическом поле*, которое, как мы знаем, достигает под облаками особенно больших значений. Если бы полный заряд одной из таких капель равнялся нулю, то верхняя и нижняя половины ее имели бы заряды равной величины, но противоположного знака (а именно верхняя половина, в случае поля, направленного снизу вверх, была бы заряжена положительно, а нижняя — отрицательно). При достаточно быстром падении капли по отношению

к воздуху, электрический ток, притекающий к каждой половине капли, был бы обусловлен движением к ней ионов противоположного знака.

При таких условиях сила тока, притекающего к положительно заряженной половине, обуславливалась бы движением отрицательных ионов, а сила тока, притекающего к отрицательно заряженной половине, — движением положительных ионов. Поскольку заряды обеих половин ($\pm Q$) пропорциональны поляризующему полю (E_0), а силы токов пропорциональны поверхности, т. е. квадрату радиуса капли r_0 , то разность обеих сил токов должна быть пропорциональна выражению

$$(\lambda_+ - \lambda_-) r_0^2 E_0.$$

Произведение этого выражения на время релаксации $\tau = \frac{1}{4\pi\lambda} = \frac{1}{4\pi(\lambda_+ + \lambda_-)}$ должно, следовательно, равняться электрическому заряду Q , приобретаемому каплей в стационарном состоянии. Поскольку $\lambda_+ - \lambda_- > 0$, этот заряд должен иметь положительный знак. Заметим, кстати, что предыдущие результаты совершенно не зависят от направления поля E_0 .

В том случае, если капля имела вначале отрицательный заряд $q = -\zeta \cdot r_0$, то под влиянием изложенного выше эффекта он должен бы численно уменьшиться, а при достаточно больших размерах капли — переменить отрицательный знак на положительный.

Нетрудно убедиться, что условия, необходимые для подобной перезарядки, фактически выполняются в случае дождевых капель обычных размеров.

В самом деле, в то время как „адсорбционный заряд“ q пропорционален *первой степени* радиуса капли, индукционный заряд Q пропорционален *второй* его степени, так что в случае достаточно крупных капель индукционный заряд должен превалировать над адсорбционным. Минимальное значение r_0 , при котором этот перевес наступает, определяется (приблизительно) равенством

$$\frac{\lambda_+ - \lambda_-}{\lambda_+ + \lambda_-} r_0^2 E_0 = \zeta r_0.$$

Полагая здесь $\frac{\lambda_+ - \lambda_-}{\lambda_+ + \lambda_-} \approx 0,1$, $E_0 = 100$ в/см и $\zeta = 0,25$ в, получаем

$$r_0 = \frac{\zeta}{E_0 \cdot 10^{-1}} = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см.}$$

Эта цифра соответствует размеру капель „мороси“; размеры крупных дождевых капель бывают значительно больше.

Таким образом, возможность перезарядки дождевых капель при их падении на поверхность земли, поскольку длительность этого падения в случае не слишком крупных капель достаточно велика, является бесспорной.

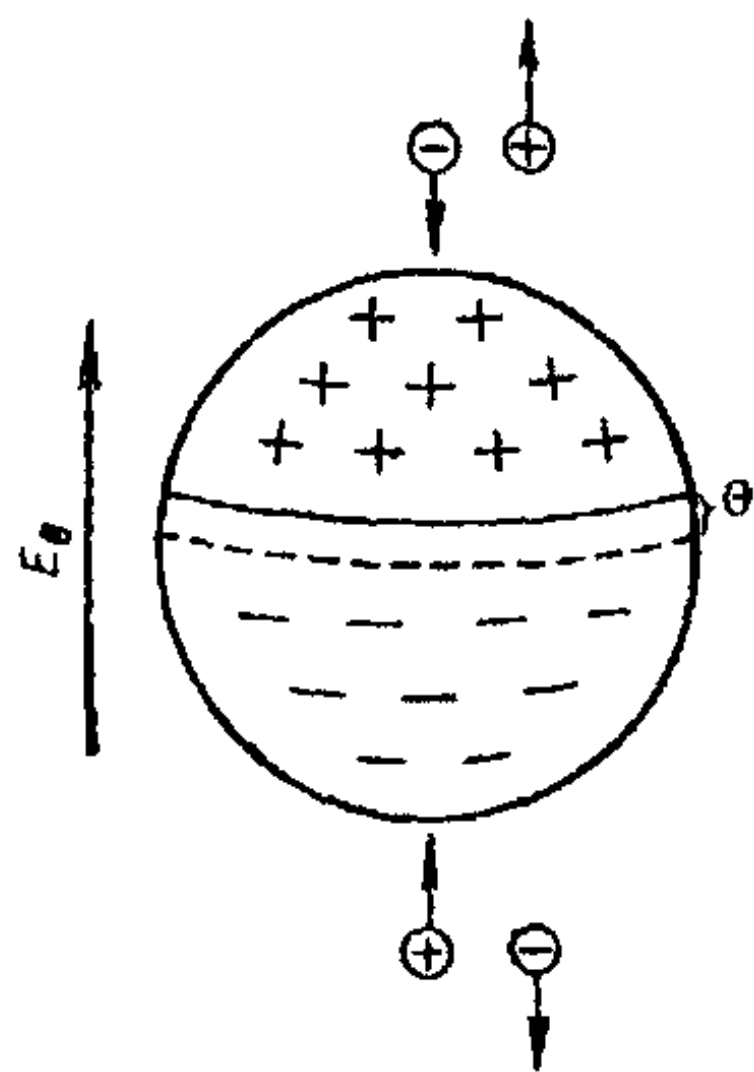


Рис. 7. Перезарядка капель благодаря индукционному эффекту.

Предыдущие соображения могут быть легко облечены в форму строгой количественной теории (Г. Ф. Друкарев [19]). Для этого рассмотрим электрическое поле около изолированного шара с зарядом Q , находящимся во внешнем однородном поле E_0 (рис. 7), направленном вертикально вверх.

При таких условиях потенциал шара описывается трехчленным выражением

$$\varphi = \frac{Q}{r} + \left(\frac{p}{r^2} - E_0 r \right) \cos \theta, \quad (1)$$

где индуцированный момент p связан с полем E_0 соотношением

$$p = r_0^3 E_0 \quad (1a)$$

и направлен в ту же самую сторону (при этом условии тангенциальная слагающая поля на поверхности шара, т. е. при $r = r_0$, исчезает). Что касается нормальной составляющей (т. е. полной напряженности поля), то она равна

$$E = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{Q}{r^2} + \left(\frac{2p}{r^3} + E_0 \right) \cos \theta, \quad (2)$$

или на поверхности шара (т. е. при $r = r_0$)

$$E = + \frac{Q}{r_0^2} + 3E_0 \cos \theta. \quad (2a)$$

В части шара, ограниченной линией $\cos \theta_0 = - \frac{Q}{3E_0 r_0^2}$, поле E направлено наружу, а в остальной части — внутрь. Таким образом (при условии достаточно быстрого движения шара по отношению к воздуху), к верхней, положительно заряженной части его поверхности притекает ток

$$I_1 = \int_0^{\theta_0} \lambda_- E \cdot 2\pi r_0^2 \sin \theta \, d\theta,$$

образованный движением отрицательных ионов, а к остальной, отрицательно заряженной части поверхности, — ток

$$I_2 = \int_{\theta_0}^{\pi} \lambda_+ E 2\pi r_0^2 \sin \theta \, d\theta.$$

Подставляя сюда выражение (2a) для E , получаем

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= + 2\pi Q \lambda_- (1 + \cos \theta_0) + 3\pi \lambda_- E_0 r_0^2 \sin^2 \theta_0; \\ I_2 &= + 2\pi Q \lambda_+ (1 - \cos \theta_0) - 3\pi \lambda_+ E_0 r_0^2 \sin^2 \theta_0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

В стационарном состоянии, соответствующем неизменности заряда шара Q , эти токи должны быть равны и противоположны друг другу, т. е. $I_1 + I_2 = 0$. Это условие дает

$$2\pi Q (\lambda_- + \lambda_+) + 6\pi E_0 r_0^2 (\lambda_- - \lambda_+) = 0,$$

т. е.

$$Q_0 = 3E_0 r_0^2 \frac{\lambda_+ - \lambda_-}{\lambda_- + \lambda_+}. \quad (4)$$

Это выражение отличается от приближенного, найденного выше, только множителем 3. Любопытно, что угол θ_0 в него не входит. В том случае, если капля имеет дополнительный заряд $q = \zeta r_0$, то Q_0 следует заменить суммой $Q_0 + q$.

В общем случае нестационарного состояния уравнение (4) заменяется следующим:

$$\frac{dQ}{dt} = I_2 + I_1,$$

т. е.

$$\frac{dQ}{dt} = 2\pi\lambda Q + 6\pi E_0 r_0^2 (\lambda_+ - \lambda_-).$$

Решение его, в том случае, если $Q = 0$ в начальный момент $t = 0$, выражается формулой

$$Q = Q_0 (1 - e^{-2\pi\lambda t}), \quad (4a)$$

т. е. имеет обычный релаксационный характер, причем „время релаксации“ $\tau = \frac{1}{2\pi\lambda}$, необходимое для достижения стационарного состояния, оказывается вдвое меньшим обычного.

Рассмотренный выше индукционный эффект сходен с тем, которым в „электрофорной“ теории [3], [4] объясняется происхождение и поддержание основного электрического поля земли.

Изложенная выше теория отличается, однако, от этих теорий механизмом электрического тока, обусловленного поляризацией капель (ср. гл. I, § 6). При этом рассматриваемый механизм свободен от противоречий, к которым приводят прежние теории, и дает правильный порядок величины для минимального радиуса капель, способных перезаряжаться ($r_0 \approx 10^{-2}$ см).

Однако решение вопроса о том, происходит ли фактически эта перезарядка в данных условиях или нет, осложняется рядом обстоятельств.

Увеличение размеров капель является, с одной стороны, обстоятельством, благоприятствующим их перезарядке, увеличивая стационарное значение $Q = Q_0$. Однако, с другой стороны, оно вызывает сокращение времени падения капель от облака до земли так, что в случае очень крупных капель с радиусом порядка 2 мм скорость падения становится близкой к 8 м/сек. При таких условиях расстояние от облака до земли, равное, скажем, 2 км, эти капли проходят за 200 сек., т. е., примерно, за 4 мин., что значительно меньше времени релаксации τ .

Этим, вероятно, объясняется то обстоятельство, что грозовые ливни, состоящие, как правило, из очень крупных капель, имеют обычно отрицательный заряд, в то время как в случае обычных дождей „обложного“ типа, состоящих из более мелких капель, заряд последних оказывается положительным.

В уже упоминавшейся работе [1] было показано, что под центральной частью грозового облака существует ограниченная область, в которой электрическое поле направлено не снизу вверх, а, наоборот, сверху вниз, т. е. так же, как при ясной погоде.

Таким образом, в этой области между нижней кромкой облака и поверхностью земли существует избыточный объемный заряд *положительного* знака, компенсируемый отрицательным зарядом земной поверхности. Причина этой аномалии в настоящее время еще не вполне ясна.

Одно из возможных объяснений заключается в том, что поверхность земли электризуется отрицательно не успевшими перезарядиться каплями дождя, оставляющими в воздухе в относительно большом количестве свободные положительные ионы.

Другое объяснение связано с баллоэлектрическим эффектом, которым может сопровождаться быстрое падение очень крупных капель, т. е. отделение от них очень мелких отрицательно заряженных брызг, которые уносятся восходящим потоком воздуха вверх, оставляя внизу исключительно положительно заряженные капли.¹

Наиболее правдоподобное объяснение рассматриваемого эффекта заключается, однако, в том, что положительные ионы, возникающие вблизи поверхности земли, вследствие коронирования остроконечных предметов (особенно сильного именно под грозовыми тучами) выходят в воздух и заряжают его положительно. При этом поверхность земли также сохраняет положительный заряд.

Заметим, что поляризация дождевых капель в электрическом поле земли, в связи с их сравнительно быстрым паде-

¹ Исходя из этих соображений, Симпсон пытался (в 1928 г.) объяснить происхождение электрического поля в облаках. Позже (в 1942 г.) он сам отказался от этого объяснения.

нием относительно воздуха, может и, вообще говоря, должна сопровождаться отделением от верхнего их полюса очень мелких капелек с положительным зарядом (поскольку верхнее полушарие их заряжено положительно, если электрическое поле под облаком направлено снизу вверх). В самом деле, при своем движении дождевые капли совершают продольные колебания, то суживаясь, то расширяясь, причем электрическое поле, в котором они движутся, усиленное в несколько раз благодаря их собственной поляризации (в момент продольного удлинения) в связи с относительным движением воздуха (вверх), должно способствовать отрыву от их верхнего полюса маленьких капель. Такого рода процесс был обнаружен лабораторными опытами Аникиева. Это явление в некоторой степени ослабляет рассмотренный выше процесс перезарядки капель, стремясь восстановить отрицательный заряд дождевых капель.

Подобный процесс был в свое время рассмотрен [8] (см. стр. 34) в связи с попыткой объяснить происхождение отрицательного заряда земной поверхности путем отдачи его последней отрицательно заряженными каплями. В действительности, как это ясно из предыдущего, такой механизм предполагает, что заряд земной поверхности *положителен*.

§ 2. Образование и выпадение дождя

Вопрос об электризации атмосферных осадков невозможно отделить от вопроса об их *образовании*. Хотя всякое видимое облако состоит из капель воды или из кристалликов льда, однако далеко не всякое облако дает осадки, выпадающие на землю. Для объяснения этого обстоятельства необходимо прежде всего установить некоторые общие принципы, определяющие *образование* облаков. Эти принципы сводятся, во-первых, к наличию паров воды около земной поверхности, и, во-вторых, к наличию восходящих токов воздуха, которыми увлекаются эти пары. На такой высоте, при которой относительная влажность поднимающегося воздуха, вследствие его охлаждения, достигает 100%, начинается конденсация водяных паров на имеющихся в воздухе ядрах конденсации — чрезвычайно маленьких гидрофильных частицах, число которых

в единице объема воздуха может достигать многих десятков тысяч.¹

Этим, между прочим, объясняется то обстоятельство, что нижняя граница облаков представляет собой, как правило, строго горизонтальную поверхность. Поперечное протяжение облаков определяется поперечным сечением восходящих столбов воздуха, которые, очевидно, должны чередоваться с нисходящими.²

Что же касается, наконец, вертикальной мощности облаков, то она определяется общим количеством содержащегося в воздухе водяного пара. Верхняя кромка облаков соответствует либо полному его израсходованию, либо же повороту воздушных струй сначала вбок (наружу), а затем вниз, т. е. переходу их от восходящего движения к нисходящему — в соседних областях. При этом облачные массы вновь испаряются. Таким образом, облако представляет собой некое стационарное состояние в циркуляции воды вместе с воздухом, характеризуемое конденсацией пара в зонах восходящего движения (выше некоторого уровня) и испарения этих капель в окружающих зонах нисходящего движения (напомним приведенное выше сравнение облака с пламенем свечи; ср. гл. I, § 2).

Образующиеся над нижней границей облака мелкие облачные капли (с радиусом порядка 1μ) продолжают подниматься вверх, увеличиваясь в размерах (а также, быть может, и в числе) благодаря дальнейшей конденсации пара. По мере своего укрупнения они в своем движении все более и более отстают от несущего их воздуха, пока, наконец, достаточно укрупнившиеся капли приобретают по отношению к нему скорость падения, превышающую скорость восходящего дви-

¹ Согласно Ж. В а с с а й (Ann. de Physique 1949 г. р. 125) эти частицы возникают, повидимому, под действием ультрафиолетовых лучей солнца на значительной высоте, образуя пересыщенные газы, которые конденсируются без помощи каких-либо посторонних ядер.

² Как показали Б е н а р и др. [20], жидкая или газообразная масса, подогреваемая снизу, при достаточной величине притока тепла становится неустойчивой и подразделяется на ячейки (так называемые „ячейки Бенара“), в центре которых эта масса движется вверх, а по краям — вниз. В стационарном состоянии эти ячейки имеют гексагональную структуру.

жения по отношению к земле. Только эти, достаточно укрупнившиеся капли способны, в принципе, выпасть на поверхность земли в виде дождя. Однако, для этого должно выполняться еще одно, не менее существенное условие. А именно, влажность воздуха под облаками должна быть достаточно велика для того, чтобы на своем пути до земной поверхности дождевые капли не успели снова испариться.

Только при одновременном выполнении обоих этих условий выпадение дождя оказывается возможным.

Вернемся теперь к вопросу о механизме укрупнения капель в облаке. Только в начальной стадии образования капель (т. е. в нижних ярусах облака) укрупнение их происходит с помощью того же механизма конденсации пара, как и образование, для которого, как уже указывалось выше, требуется наличие гидрофильных ядер. Дальнейшее укрупнение капель осуществляется с помощью совершенно другого механизма, который можно было бы назвать *гравитационной коагуляцией*. Этот механизм основан на том, что облачные капли никогда не имеют строго одинаковых размеров: среди них имеются и меньшие и большие (ср. гл. II, § 7). Согласно закону Стокса, капли больших размеров падают (относительно восходящего воздуха) быстрее, чем капли меньших размеров. При этом первые, настигая вторые, еще более укрупняются за их счет (в предположении, что при соприкосновении друг с другом они сливаются).

Обычная коагуляция капель, связанная с их беспорядочным движением, играет при этом третьестепенную роль — за исключением начальной стадии образования капель, когда они еще оказываются способными к росту путем конденсации.

Кинетика гравитационной коагуляции облачных частиц может быть приближенно рассчитана, исходя из следующей несколько упрощенной схемы [21]. Предположим, что громадное большинство этих частиц имеет один и тот же весьма маленький радиус r_0 . Предположим далее, что на высоте z над нижним основанием облака образовалась капля с радиусом R . Рассмотрим вопрос об укрупнении этой капли при ее падении за счет мелких облачных частиц. Число последних в 1 см^3 обозначим через n . Эффективное сечение капли с радиусом R по отношению к захвату одной из этих частиц равно $\pi(R + r_0)^2 \cong \pi R^2$. Отсюда следует, что такой захват

происходит в среднем на пути

$$l = \frac{1}{\pi R^2 n},$$

который можно рассматривать как среднюю длину свободного пробега капли (при данных ее размерах) в облаке.

На пути $dz' \gg l$ по отношению к поднимающемуся вверх воздуху (вместе с содержащимися в нем облачными частицами), капля должна испытать $\frac{dz'}{l} = \pi R^2 n dz'$ слияний, при которых объем ее $V = \frac{4\pi}{3} R^3$ возрастет на $dV = \omega \frac{dz}{l}$, где $\omega = \frac{4\pi}{3} r_0^3$ — объем одной облачной частицы. Подставляя сюда предыдущие выражения для V и l , получаем

$$4\pi R^2 dR = \omega n \pi R^2 dz',$$

т. е.

$$dR = \frac{1}{4} \omega n dz' \quad (5)$$

или

$$R - R_0 = \frac{1}{4} \omega n z'. \quad (5a)$$

Произведение $\omega n = \Omega$ представляет собой водность облака и имеет порядок 10^{-6} см^{-1} . Отсюда следует, что при прохождении в облаке пути $z' = 1 \text{ км} = 10^5 \text{ см}$ (по отношению к воздуху) радиус капли возрастает на $2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Таким образом, капля, которая вначале не была дождевой, становится таковой при прохождении этого пути.

Что касается потребного для этого пути времени, то оно может быть рассчитано по формуле $dz' = v' dt$, где $v' = \frac{2}{9} \frac{qR^2}{\eta} = \alpha R^2$ — скорость капель по отношению к воздуху (скоростью элементарных капель по отношению к воздуху мы пренебрегаем). Таким образом, согласно (5),

$$dR = \frac{1}{4} \Omega \alpha R^2 dt$$

и, следовательно,

$$\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} = \frac{1}{4} \Omega \alpha t. \quad (6)$$

Согласно этой формуле при $R \rightarrow \infty$ время t стремится к конечному пределу. Этот парадоксальный результат объясняется

неприменимостью формулы Стокса при больших значениях R и v' .

Полагая в (6) $\Omega = 10^{-8}$, $\alpha = \frac{2}{9} \frac{g}{\eta} = 6 \cdot 10^6$ и $r_0 \approx 10^{-4}$ см, мы получаем для времени возрастания R до, скажем, $2 \cdot 10^{-2}$ см (т. е., практически, до бесконечности) значение порядка 10^4 сек., т. е. свыше часа. При этом большая часть этого времени тратится на укрупнение от $R_0 \approx 10^{-4}$ до $R \approx 10^{-2}$ см. Если положить в (6) $R_0 = 10^{-3}$, то время, потребное для укрупнения капли до размера дождевой ($R = 10^{-2}$ или 10^{-1} см), оказывается равным 10^3 сек.

Путь z' , проходимый каплей (вниз) по отношению к восходящему воздуху, не следует смешивать с путем z , проходимым ею по отношению к неподвижному (нижнему) основанию облака или по отношению к земной поверхности. Путь z может быть вычислен из z' по формуле

$$z = z' - v_0 t, \quad (7)$$

где v_0 — вертикальная скорость восходящего потока воздуха.

Величина z может быть как положительной, так и отрицательной — в зависимости от обстоятельств. Составляя дифференциал ее, получаем $dz = dz' - v_0 dt$, т. е.

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{dz'}{dt} - v_0 = \alpha R^2 - v_0. \quad (7a)$$

Таким образом, при $R = \sqrt{\frac{v_0}{\alpha}}$ абсолютная скорость капли становится равной нулю.

Зависимость алгебраической величины пути z , пройденного каплей (т. е. ее опускания по отношению к земле), от времени определяется исключением R из (7a) и (6). Таким образом,

$$z = \frac{\alpha R_0 t}{1 - \frac{1}{4} \alpha \Omega R_0 t} - v_0 t. \quad (7b)$$

При этом минимальное значение z , т. е. максимальная высота, на которую поднимается растущая капля прежде чем

начать падать, определяется условием $\frac{dz}{dt} = v = 0$. Если вертикальная мощность облака недостаточно велика, т. е. радиус капли на самом верхнем его ярусе меньше $\sqrt{\frac{\bar{v}_0}{\alpha}}$, то капля совсем не падает вниз, а, достигнув этого яруса, выходит за пределы облака и снова испаряется.

Так как относительная влажность воздуха в облаке близка к 100%, то падающая в нем капля не испаряется. Однако, выйдя из облака, она сразу же начинает испаряться со скоростью, пропорциональной „сухости“ воздуха, т. е. дефициту влажности $c(T) - c_0$, где $c(T)$ — концентрация пара, насыщающего воздух при соответствующей температуре, а c_0 — его фактическая концентрация, равная $c(T_0)$, где T_0 — температура нижнего основания облака. Кроме того, при достаточно быстром движении капли (со скоростью свыше 1 см/сек) скорость испарения ее оказывается пропорциональной квадратному корню из скорости падения по отношению к воздуху v' [22].

Принимая это во внимание, получаем

$$-\frac{d}{dt}\left(\frac{4\pi}{3}R^3\right) = A \sqrt{v'} [c(T) - c(T_0)],$$

где A — коэффициент пропорциональности, равный

$$A = 2\pi \sqrt{R^3 D},$$

D — коэффициент диффузии.

Разность $c(T) - c(T_0)$ можно представить приближенно в виде

$$(T - T_0) \left(\frac{dc}{dT}\right)_0 = (T - T_0) c'_0,$$

а $T - T_0$ — в виде

$$\beta z = \beta (z' - v_0 t),$$

если z отсчитывать от нижнего уровня облака по направлению вниз (так же, как это делалось выше). Мы получаем в этом случае, полагая $v' = \alpha R^2$ и пренебрегая скоростью воздуха v_0 :

$$-4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = A \sqrt{\alpha \beta c'_0} R z' \quad (8)$$

или, заменяя dt через $\frac{dz'}{v'} \approx \frac{dz}{\alpha R^2}$,

$$-4\pi R^3 \frac{dR}{dz'} = \frac{A\beta c'_0}{\sqrt{\alpha}} z'.$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$R_0^4 - R^4 = B z'^3, \quad (8a)$$

где для краткости положено

$$B = \frac{\pi A \beta c'_0}{2 \sqrt{\alpha}},$$

а R_0 обозначает радиус капли при выходе ее из облака.

Полученный результат можно несколько уточнить, заменив линейную зависимость концентрации насыщенного пара от температуры зависимостью экспоненциального вида

$$c(T) = G e^{-\frac{u}{kT}}.$$

При этом,

$$\begin{aligned} c(T) - c(T_0) &= G (e^{-\frac{u}{kT}} - e^{-\frac{u}{kT_0}}) = G e^{-\frac{u}{kT_0}} (e^{\frac{u(T-T_0)}{kT_0 T}} - 1) \cong \\ &\cong c(T_0) (e^{\frac{u(T-T_0)}{kT_0^2}} - 1). \end{aligned}$$

Полгая попрежнему $T - T_0 = \beta z$ и далее $\beta \frac{u}{kT_0^2} = \gamma$, получаем

$$-4\pi R^3 \frac{dR}{dt} = A \sqrt{\alpha} c_0 (e^{\gamma z'} - 1),$$

где $c_0 = c(T_0)$ или, после замены dt на $\frac{dz'}{v'} = \frac{dz'}{\alpha R^2}$,

$$-4\pi R^3 \frac{dR}{dz'} = \frac{A}{\sqrt{\alpha}} c_0 (e^{\gamma z'} - 1),$$

т. е.

$$R_0^4 - R^4 = \frac{A c_0}{\pi \sqrt{\alpha}} \left[\frac{e^{\gamma z'} - 1}{\gamma} - z' \right]. \quad (9)$$

Если скоростью восходящего потока воздуха v_0 пренебрегать нельзя, то предыдущие формулы несколько осложняются. А именно, учитывая разницу между z' и z согласно (7) и принимая во внимание, что разность $T - T_0$ пропорциональна z , а не z' , получаем вместо (8)

$$-4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = A \sqrt{\alpha} \beta c'_0 R (z' - v_0 t),$$

т. е.

$$-4\pi R^3 \frac{dR}{dz'} = \frac{A \beta c'_0}{\sqrt{\alpha}} (z' - v_0 t)$$

или

$$R_0^4 - R_1^4 = B z'^2 - 2B v_0 \int t dz',$$

где согласно (7) и (7b),

$$z' = \frac{\alpha R_0 t}{\left(1 - \frac{1}{4} dz R t\right)}.$$

Мы не будем останавливаться на анализе полученных результатов. Заметим лишь, что они позволяют объяснить удовлетворительным образом данные наблюдения и, в частности, явление „дождевых полос“, образуемых каплями, которые полностью испаряются еще не достигнув земной поверхности, т. е. не образуя дождя (в обычном смысле этого слова).

Высоту, на которой эти полосы заканчиваются, можно получить, найдя то значение z , для которого $v = v_0$, или R обращается в нуль.

Необходимо в заключение отметить, что по мысли, высказанной недавно Лэнгмюиром [33] и в несколько другой форме Н. С. Шишкиным, капли воды могут совершать свой путь внутри облака многократно. А именно, укрупнившаяся капля, достигнув (у нижнего основания облака) критического размера, частично разбрызгивается, причем брызги ее снова увлекаются вверх, укрупняясь за счет облачных частиц сначала на этом пути, а затем при вторичном опускании. Таким образом, каждая капля дает „каскад“ капель, способных привести к осадждению целое облако.

§ 3. Образование электрических перенапряжений в облаке в связи с укрупнением капель

Рассмотрим теперь, какое значение описанные выше явления, связанные с осаждением облаков и выпадением осадков, могут иметь для явлений атмосферного электричества.

Мы предполагали выше, что электрический заряд капли связан в стационарном состоянии с ее радиусом соотношением $q = -\zeta R$ или же, при достаточно медленном ее укрупнении и перезарядке,

$$Q + q = -\zeta \cdot R + 3E \frac{\lambda_+ - \lambda_-}{\lambda_+ + \lambda_-} R^2.$$

Эти соотношения могут, однако, быть справедливы лишь при столь медленном укрупнении капель, при котором последние остаются все время в квазистационарном состоянии.

Когда укрупнившаяся капля продолжает стремительно укрупняться путем захвата новых облачных частиц вместе с их электрическими зарядами, то рост ее полного заряда со временем может существенно отклоняться от квазистационарного типа. В пределе, при крайне быстром укрупнении капли, ее отрицательный электрический заряд, не успевая измениться под влиянием захвата свободных ионов (для чего требуется время порядка нескольких минут или даже десятка минут), должен расти прямо пропорционально числу поглощенных ею элементарных капель, т. е., приблизительно, прямо пропорционально ее объему, или, следовательно, *кубу ее радиуса*. Это „кубическое“ возрастание, перегоняя „линейное“, обусловленное преимущественным захватом свободных ионов, или квадратичное, зависящее от индукционного захвата преимущественно положительных ионов, может явиться основным фактором в изменении заряда капель, пока последние падают внутри облака, и может, тем самым, привести к такому увеличению напряженности электрического поля на некотором ярусе облака, при котором в этом ярусе начинается *тлеющий разряд или даже искровой пробой воздуха*.¹

В этом обстоятельстве мы склонны видеть одну из основных причин возникновения в облаке искровых разрядов,

¹ Эта идея была разработана автором совместно с Н. С. Шишкиным [21].

известных под названием *молний*, т. е. одну из основных причин *грозовых* явлений.

С этой точки зрения грозовыми облаками могут являться лишь такие облака, которые обладают *большой вертикальной мощностью*, так как при таких условиях процесс укрупнения капель в них может пойти достаточно далеко (и, притом, достаточно быстро) для того, чтобы обеспечить возникновение в отдельных областях облака локальных пробивных градиентов электрического потенциала, необходимых для „старта“ грозовых разрядов, т. е. молний (мы увидим ниже, что после такого „старта“ этот разряд может распространяться и в такие области, где электрическое поле весьма слабо, гораздо слабее своего пробивного значения).

Рассмотрим, прежде всего, вопрос о скорости возрастания заряда (и потенциала) отдельной капли при ее кинетическом укрупнении, в том случае, если последнее происходит в столь быстром темпе, что скоростью различных процессов релаксационного характера (связанных с преимущественным захватом свободных ионов того или другого знака) можно совершенно пренебречь. В этом случае отрицательный заряд капли должен был бы расти прямо пропорционально ее объему, т. е. кубу ее радиуса, согласно приведенным формулам (5а) и (6). Мы имели бы, следовательно,

$$q \cong q_0 \frac{V}{\omega} = q_0 \frac{4\pi R^3}{3\omega}. \quad (10)$$

При $q_0 = \zeta \cdot 10^{-4} = 10^{-7}$ э. ст. ед. ($\approx 2000e$), $\omega \approx 10^{-12}$ см³ и $R = 2 \cdot 10^{-2}$ см, эта формула дает

$$q = 1 \text{ э. ст. ед.}$$

При таком заряде напряженность поля на поверхности капли равнялась бы $2 \cdot 10^8$ CGSE, т. е. была бы в десятки раз больше пробивного значения.

Отсюда ясно, что нарастание электрического заряда путем захвата мелких капель с их электрическими зарядами не может совершаться беспрепятственно, но что релаксационные процессы, в связи с коронированием должны умерить темп этого возрастания.

Нарастание конвекционного электрического тока, обусловленного движением укрупнившихся капель, должно, до

некоторой степени, компенсироваться одновременным возрастанием тока проводимости, обусловленного движением свободных ионов под действием аномально сильного электрического поля. Для определения последнего обозначим число укрупнившихся капель в единице объема на данной высоте через $N(z)$. Если все капли возникают на одной и той же высоте h над нижней границей облака (в количестве ν на единицу площади в единицу времени) и обладают в момент своего возникновения одинаковым радиусом R_0 , то в стационарном состоянии N должно быть обратно пропорционально ν' , т. е. $\propto R^2$, так, чтобы произведение $N\nu$ сохраняло на разных высотах одно и то же значение ν . Что же касается плотности конвекционного тока $i = N\nu q = \nu q$, то она должна возрастать по мере опускания капель в таком же темпе, как и их заряд q . В стационарном состоянии сумма конвекционного тока и тока проводимости λE должна оставаться постоянной и равной нулю, поскольку она исчезает над уровнем образования капель. Мы имеем, таким образом, пренебрегая конвекционным током, образованным движением облачных частиц,

$$E = - \frac{\nu}{\lambda} q. \quad (11)$$

Подставляя сюда выражение (10) для q , мы видим, что стационарное электрическое поле, возникающее в облаке при укрупнении капель путем захвата облачных частиц, зависит от числа капель, т. е. от количества осадков, которые они дали бы, падая без испарения на землю. Объем осадков, которые при таких условиях выпадают на 1 см^2 земной поверхности за 1 сек., равнялся бы произведению

$$\frac{4\pi}{3} R^3 \nu \approx \frac{4\pi}{3} \left(\frac{2h}{4} \right)^3 \nu,$$

где h — вертикальная мощность облака.

Объем осадков легко установить экспериментально. При сильных грозах он достигает нескольких миллиметров (т. е. $10^{-1} \text{ см}^3/\text{см}^2$) в час или $10^{-4} \text{ см}^3/\text{сек}$. Приравнивая предыдущее выражение 10^{-4} , получаем $\nu \approx 3$.

Эта цифра, несомненно, сильно преувеличена. Подставляя ее в (11) и полагая $\lambda \approx 10^{-8}$ и $q \approx 1$, получаем для E нелепо высокое значение $E \approx 3 \cdot 10^4 \text{ CGSE} \approx 10^7 \text{ в/см}$.

Заметим, что к аналогичным выводам приводит расчет, основанный на несколько иных принципах.

Пренебрегая зарядом облачных капель¹ и положительных ионов, а также не учитывая ток смещения, мы можем определить зависимость напряженности электрического поля E от высоты z согласно уравнению Пуассона:

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi Nq.$$

Заменяя здесь N через $\frac{v}{v} = \frac{v}{\alpha R^3} \left(\alpha = \frac{2}{9} \frac{q}{\eta} \right)$ и q через $\frac{q_0}{\omega} \frac{4\pi}{3} R^3$, получаем

$$\frac{dE}{dz} = \frac{16\pi^2 q_0 v}{3\omega \alpha} R,$$

или, пренебрегая начальным размером капель R_0 и заменяя R через $\frac{1}{4} \Omega z$, согласно (5а) (что связано также с пренебрежением скоростью восходящих потоков воздуха),

$$\frac{dE}{dz} = \frac{4\pi^2 q_0 v \Omega}{3\omega \alpha} z,$$

откуда следует

$$E = \frac{2\pi^2 q_0 v \Omega}{3\omega \alpha} z^2.$$

При $q_0 = 10^{-6}$ CGSE, $\omega = 10^{-12}$ см³, $\alpha \approx 10^6$, $\Omega = 10^{-6}$ и $v = 3$ эта формула дает

$$E = 10^{-8} z^2,$$

т. е. при $z = 1$ км $= 10^5$ см,

$$E = 10^5 \text{ CGSE} = 3 \cdot 10^7 \text{ в/см.}$$

Для того чтобы снизить значение E до разумных пределов, соответствующих пробивным значениям ($3 \cdot 10^4$ в/см), необходимо было бы увеличить ω , примерно, в 10^3 раз, т. е. предположить, что радиус облачных частиц — порядка 10^{-8} см, т. е. около 10 м, или же увеличить ω в 10^2 раз и одновре-

¹ При этом имеются в виду маленькие капельки, образующие основную массу облака, в отличие от укрупняющихся (дождевых) капель.

менно уменьшить заряд q_0 в 10 раз, что соответствовало бы потенциалу $\zeta = 0,03$ в. Эти предположения (первое — в особенности) не содержат в себе ничего неразумного.

§ 4. Эффекты релаксации и электрических сил, поддерживающих укрупнившиеся капли

Существуют в принципе еще две возможности привести предыдущую теорию в согласие с опытными фактами.

Одна из них заключается в учете разряжения капель, набравших слишком большой отрицательный заряд путем захвата свободных положительных ионов (т. е. релаксационного процесса, стремящегося обеспечить капле равновесный заряд $\bar{q} = \zeta R$), а другая — в учете, наряду с силой тяжести, противоположно ей направленной и притом несколько меньшей электрической силы, обусловленной действием электрического поля на заряженные капли.

Если не принимать во внимание индукционный эффект (и связанную с ним перезарядку капель), то уравнение, характеризующее изменение заряда во времени за счет захвата элементарных капель вместе с их зарядами и за счет потери заряда, снимаемого свободными ионами, имеет следующий вид:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{q_0}{l} v' - \frac{1}{\tau} (q - \bar{q}), \quad (12)$$

где $l = \frac{1}{\pi R^2 n}$ — длина свободного пробега капли (ср. стр. 89),

$\tau = \frac{1}{4\pi\lambda}$ и $\bar{q} = \zeta R$ — равновесное значение заряда, соответствующее радиусу капли R ; v' — скорость движения капли относительно воздуха (вместе со взвешенными в нем элементарными каплями), равна αR^2 , где $\alpha = \frac{2}{9} \frac{q}{\eta}$.

Согласно соотношению

$$dR = \frac{1}{4} \Omega v' dt,$$

которым мы пользовались выше при выводе формулы (6), можно переписать (12) в виде

$$\frac{1}{4} \Omega v' \frac{dq}{dR} = \pi R^2 n q_0 v' - \frac{1}{\tau} (q - \zeta R)$$

или

$$\frac{dq}{d(R^3)} = A - \frac{B}{R^4} (q - \zeta R), \quad (12a)$$

где

$$A = \frac{4\pi}{3} \frac{nq_0}{\Omega}, \quad B = \frac{4}{\alpha\Omega\tau}. \quad (12b)$$

Интегрирование уравнения (12) представляет значительные трудности. Последние могут быть несколько уменьшены, если во втором члене справа отбросить ζR как относительно малую величину и заменить $\frac{B}{R^4}$ на $\frac{\beta}{R^3}$, положив $\beta = \frac{B}{R} \approx \frac{B}{\bar{R}} = \text{const}$, где \bar{R} — некоторое среднее значение R .

Вводя в качестве независимой переменной величину $\xi = R^3$ (пропорциональную объему капли) и замечая, что $\frac{dq}{d\xi} + \frac{\beta}{\xi} q = \frac{1}{\xi^\beta} \cdot \frac{d}{d\xi} (\xi^\beta q)$, получаем

$$\frac{1}{\xi^\beta} \frac{d}{d\xi} (\xi^\beta q) = A,$$

т. е., следовательно,

$$\xi^\beta q = A \frac{\xi^{\beta+1}}{\beta+1}$$

(ввиду „начального“ условия $q \approx 0$ при $R \approx 0$), или окончательно,

$$q = \frac{A}{\beta+1} \xi^\beta = \frac{A}{\beta+1} R^3,$$

так же как и в приведенной ранее элементарной теории [ср. формулу (10)].

Согласно (12b), численные значения констант A и B равны:

$$A = \frac{4\pi}{3} \frac{q_0}{\omega} \cong 4 \cdot 10^5, \quad B \cong 10^{-8} \text{ и } \beta \approx 1,$$

если заменить R на 10^{-3} см.

Таким образом, в рассматриваемом приближении учет разряжения капель при их укрупнении не вносит существенного улучшения в теорию.

В случае сильных электрических полей, необходимо учитывать, наряду с силой тяжести, также и электрическую силу,

испытываемую заряженными частицами и равную qE , т. е., согласно (11) $\frac{\nu}{\lambda} q^2$. При $R = 10^{-3}$ см и $q \approx 1$, вес капли равен $\frac{4\pi}{3} R^3 g = 4 \cdot 10^{-8}$ дин, а электрическая сила (направленная вверх) равна 10^5 дин, т. е. в 10^8 раз больше. Отсюда видно, что неучет электрической силы приводит к совершенно нелепым результатам.

Следует отметить, что электрическое поле в облаке, умноженное на заряд капли, не может превысить значения, равного весу капли, или, вернее, весу капли, увеличенному на силу трения, оказываемую на нее (по Стоксу) восходящим потоком воздуха.

При учете электрической силы относительная скорость капли в уравнении (12), т. е. величина v' выражается формулой

$$v' = \frac{2}{9} \frac{gR^2}{\eta} - \frac{qE}{6\pi\eta R},$$

или, согласно (11),

$$v' = \alpha R^2 - \frac{\beta}{R} q^2, \quad (13)$$

где

$$\alpha = \frac{2}{9} \frac{g}{\eta} \quad \text{и} \quad \beta = \frac{\nu}{6\pi\eta\lambda}.$$

При этом уравнение (12а) должно быть заменено следующим:

$$\frac{dq}{d(R^3)} = A - \frac{Bq}{R^4 \left(1 - \frac{\beta}{\alpha} \frac{q^2}{R^3}\right)}. \quad (13a)$$

Интегрирование этого уравнения, ввиду его нелинейности (относительно q), представляет непреодолимые трудности. Ясно, однако, что значение q не может превысить предела q^* , при котором $v' = 0$, т. е.

$$q^* = \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{1/2} R^{3/2}. \quad (14)$$

При $\alpha = 6 \cdot 10^6$ и $\beta \approx 10^8$, $\sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \approx 0,1$ и $q^* \approx 0,1 R^{3/2}$. Это значение во много раз меньше того, которое вытекает

из формулы (10), и притом тем меньше, чем больше R . Так например, при $R = 10^{-2}$ оно дает $q^* \approx 10^{-4}$ и, следовательно, $E \approx 10$ э. ст. ед. ≈ 3000 в/см (вместо $E \approx 10^6 \cos \theta$). Однако использовать приближенное значение $q \approx q^*$ для более точного решения уравнения (13а) невозможно, так как при $v' = 0$ укрупнение капель и вместе с тем рост их заряда должны прекратиться.

Мы вынуждены поэтому ограничиться оценкой максимального заряда укрупняющихся капель по формуле (14) — удовольствоваться тем обстоятельством, что вытекающее из нее значение напряженности оказывается близким к пробивному. Незначительное местное уменьшение проводимости воздуха может обеспечить повышение E до пробивного значения, необходимого для объяснения возникновения молний.

Следует отметить то обстоятельство, что при полях $\sim 10^4$ в/см начинается разрушение капель полем (см. фото 1).

§ 5. Грозовые облака и корреляция между грозовой деятельностью и выпаданием дождя

Предыдущие соображения позволяют объяснить в общих чертах причины возникновения грозовых облаков и выяснить те характеристики, которые отличают их от облаков не грозовых.

Под грозовыми облаками подразумеваются такие, в которых имеются локальные электрические перенапряжения, обеспечивающие возможность возникновения электрической искры.

Согласно общей формуле (4а) гл. II, наличие локальных перенапряжений можно было бы объяснить аномальным уменьшением, примерно, на два порядка, локальной электропроводности воздуха λ . Такое допущение вряд ли, однако, может быть оправдано, тем более, что теория укрупнения капель путем слияния с элементарными капельками приводит к тому же результату.

Фактором, благоприятствующим развитию „грозовых перенапряжений“, является, прежде всего, вертикальная мощность, т. е. *толщина* облаков, определяющая длину пути, проходимого укрупняющимися каплями в облаке. Правда, в предыдущем параграфе было показано, что повышение отрицатель-

ной электризации капель, сопровождающее их укрупнение, ограничивается определенным пределом.

При скудости наших сведений об электрических свойствах водяных капель в облаках и еще большей скудости сведений об электрических свойствах кристалликов льда (которые преобладают на больших высотах), было бы преждевременно пытаться воссоздать теоретически полную картину распределения электрического заряда и потенциала в облаках. Мы должны поэтому удовольствоваться теоретическими соображениями весьма общего характера.

То обстоятельство, что большая вертикальная мощность облаков является решающим фактором в определении их грозового характера, можно считать твердо установленным в результате многочисленных наблюдений. Известно также, что облака с большой вертикальной мощностью обычно сопровождаются сильными ливнями.¹

Правда, корреляция между грозовой деятельностью и выпадением дождя не является совершенно твердой. Это объясняется, вероятно, тем, что в случае сильно нагретого воздуха влажность его под грозовой тучей относительно мала, так что дождевые капли испаряются на своем пути к земле.

С другой стороны, при большой влажности воздуха дождь может выпадать даже из облаков весьма малой мощности, не сопровождаясь грозовыми явлениями.

Необходимо также обратить внимание на большую роль, которую в случае мощных облаков играют процессы каскадной регенерации укрупняющихся капель в связи с их дроблением в нижних ярусах облака, где они достигают значительных размеров и откуда отделяющиеся от них меньшие брызги снова уносятся вверх. Здесь последние, достигнув некоторого уровня, снова начинают падать вниз по отношению к земле, продолжая укрупняться и выпадая в виде дождя после предварительного отщепления от них новых брызг, которые устремляются вверх.

¹ Мрачный вид грозовых облаков объясняется их большой толщиной, а также большим количеством относительно крупных капель. Отсутствие гроз зимой, а в полярных странах и летом, непосредственно вытекает из слабой вертикальной мощности облаков, образующихся при таких условиях.

Сильные электрические поля, встречающиеся местами в грозовых облаках, весьма способствуют этому дроблению (т. е. баллоэлектрическому эффекту). Известно, что в таких полях капли (в особенности их отрицательные полюсы) вытягиваются в тонкие жгуты (фото 1), причем граница устойчивости капель определяется (приблизительно) равенством между капиллярным давлением $\frac{2\sigma}{R}$ (σ — поверхностное натяжение) и натяжением $(3E_0)/8\pi$, создаваемым поляризующим их электрическим полем E_0 на полюсах. Приравнявая эти два выражения, получаем для критического поля значение

$$E_0 = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi\sigma}{R}}.$$

При $R = 10^{-2}$ см, $E_0 = 100$ э. ст. ед., т. е. 30 000 в/см, а при $R = 10^{-1}$ см, E_0 примерно в три раза меньше.

Мы видим, таким образом, что грозовой характер облаков способствует выпадению или, вернее, усилению — дождя. Обратное положение, т. е. усиление грозовой деятельности при выпадении сильного дождя, также справедливо, поскольку заряды капель способствуют локальному усилению электрического поля. Вопрос о корреляции между грозовой деятельностью и выпадением дождя в настоящее время еще не может считаться выясненным.

§ 6. Роль коллективных эффектов

Мы должны еще раз вернуться к вопросу о динамике облаков, поскольку некоторые особенности этой динамики, связанные с „коллективными эффектами“, имеют существенное значение и для явлений атмосферного электричества.

Эти коллективные эффекты относятся, во-первых, к процессу испарения облаков (вверху и с боков) и, во-вторых, к скорости падения облачных частиц.

Рассмотрим сначала вкратце эффекты первого рода.

Как уже указывалось выше (§ 2), уровень, на котором облако возникает, т. е. на котором начинается конденсация водяного пара, определяется „точкой росы“, т. е. температурой, при которой пар, содержащийся в восходящем потоке воздуха, оказывается насыщенным. При дальнейшем подъеме

воздуха с сопутствующим понижением температуры (последнее оказывается при этом вдвое более медленным, чем в случае сухого воздуха),¹ несконденсировавшийся водяной пар остается насыщенным. Таким образом, облако поддерживает внутри себя тот режим насыщенности, благодаря которому оно возникает. Этот режим простирается на ту и только на ту область, которую облако занимает: выше него, где восходящее движение воздуха заменяется расходящимся (в горизонтальном направлении), и с боков, где оно заменяется нисходящим движением, относительная влажность воздуха резко падает — до значений порядка 80—70% и ниже. Именно этим обстоятельством и обуславливается испарение облака (через всю его поверхность), кроме нижнего основания, где оно, наоборот, непрерывно регенерируется.

Эти простые соображения необходимо учитывать при рассмотрении вопроса о скорости испарения капель в облаках.

Внутри облака подобное испарение *практически* не происходит. Облачные частицы (т. е. элементарные капельки с радиусом в несколько микронов) уносятся вверх и к боковой поверхности облака, т. е. туда, где оно соприкасается с относительно сухим воздухом; там, вблизи этой границы, и происходит испарение.

Рассмотрим для простоты схематизированный случай однородного сферического облака с радиусом R , окруженного со всех сторон относительно сухим воздухом (не учитывая действия силы тяжести и падения температуры воздуха с высотой).

Обозначим концентрацию водяного пара (которую можно измерить числом частиц его в 1 см^3) внутри облака через c , а снаружи — через c' . При таких условиях, т. е. при отсутствии подтока пара к облаку, оно должно медленно испаряться.

Однако это испарение должно происходить в два этапа: 1) образующие облако элементарные капли испаряются во внутреннее пространство, за счет некоторой ненасыщенности пара, заполняющего последнее; 2) этот пар удаляется в окружающее пространство.

¹ Благодаря выделению скрытой теплоты конденсации.

Если концентрация пара, насыщенного при данной температуре, равна c_0 , то скорость первого процесса может быть выражена произведением скорости испарения каждой капельки $4\pi D_0 r_0 (c_0 - c)$ на общее их число NV , где N — число капель в единице объема облака, а $V = \frac{4\pi}{3} R^3$, R^3 — его объем. При этом r_0 обозначает радиус капельки, а D_0 — коэффициент обычной (молекулярной) диффузии пара в облаке (ср. гл. II, § 3).¹

С другой стороны, облако в целом можно рассматривать, как одну гигантскую каплю, испарение которой в окружающий относительно сухой воздух происходит согласно той же самой формуле, как и испарение отдельных капель, т. е. со скоростью $4\pi DR (c - c')$, причем D представляет собой коэффициент турбулентной диффузии пара, т. е. величину порядка $10^5 D_0$. В условиях стационарного режима (который можно было бы осуществить, подводя пар к центру облака) мы должны были бы иметь

$$\frac{4\pi}{3} R^3 n \cdot 4\pi D_0 r_0 (c_0 - c) = 4\pi DR (c - c'), \quad (15)$$

т. е.

$$c_0 - c = \frac{3}{4\pi n R^2 r_0} \frac{D}{D_0} (c - c').$$

Полагая здесь $R \approx 1 \text{ км} = 10^5 \text{ см}$, $r_0 \approx 10^{-3} \text{ см}$, $n \approx 10^8$, $\frac{D}{D_0} \approx 10^5$, получаем

$$\frac{c_0 - c}{c - c'} \approx 2 \cdot 10^{-6},$$

что соответствует совершенно незначительной степени ненасыщенности пара внутри облака. Таким образом, скорость его испарения в наружное пространство может быть определена по формуле

$$4\pi DR (c_0 - c'),$$

¹ Диффузия пара внутри облака определяется молекулярным (а не турбулентным) коэффициентом диффузии потому, что турбулентная диффузия обуславливает перемещение пара вместе с каплями, тогда как нас интересует перемещение пара относительно капель.

а относительная скорость — отношением предыдущего выражения к произведению $Vc_0 = \frac{4\pi}{3} R^3 c_0$, т. е. выражением

$$\frac{3D}{R^2} \left(1 - \frac{c'}{c_0}\right).$$

При $D = 10^4$ см²/сек, $R \approx 10^5$ см и $\frac{c_1}{c_0} \approx 0,7$, последнее выражение оказывается равным $2 \cdot 10^{-6}$. Это значит, что при рассматриваемых условиях облако должно было бы полностью испариться примерно за 10^6 сек, т. е. за 10 суток.

Коллективный эффект, характеризующий скорость падения облачных частиц, сводится к тому, что при достаточно высокой концентрации этих частиц, они увлекают вместе с собой окружающий воздух; в результате, хотя скорость их движения по отношению к окружающему воздуху остается незначительной, скорость движения воздуха, заполняющего облако, т. е., другими словами, скорость падения облака в целом, может оказаться несравненно более значительной.

Эффекты этого рода легко наблюдаются в лабораторных условиях, если ввести каплю суспензии какого-либо вещества в чистую дисперсионную среду, например каплю чернил в чистую воду или каплю суспензии тонкого металлического (алюминиевого) порошка в вазелиновом масле в чистое вазелиновое масло.¹

При этом капля суспензии, сохраняя свою округлость и лишь несколько сплющиваясь в вертикальном направлении, падает как целое (подобно тому, как падала бы в той же самой вязкой среде капля посторонней жидкости, округлость которой обеспечивалась бы поверхностным натяжением) со скоростью, приблизительно равной той, которая соответствует формуле Стокса для капли данных размеров и данной средней плотности.

Стабилизация капли обуславливается в рассматриваемом случае вихревым движением, зависящим от „трения“ между внешней средой, в которой происходит падение капли (скажем, вазелиновым маслом), и средой, образующей каплю (т. е. суспензией алюминиевой пудры в вазелиновом масле).

¹ Я. И. Френкель и А. М. Мороз [24].

Подобное вихревое движение возникает и в том случае, когда в данной среде падает капля совершенно посторонней жидкости, обладающей по отношению к этой среде определенным поверхностным натяжением, и имеет характер, изображенный на рис. 8 (в меридиональном разрезе). В рассматриваемом случае суспензия образует „сферический вихрь“ [26], который ее стабилизирует без всякого поверхностного натяжения, причем вихрь этот возникает вследствие разности удельных весов капли и окружающей среды и движется совершенно таким же образом, как обычные вихревые кольца (например кольца дыма в воздухе), с той разницей, что в последнем случае завихрение обуславливается резким толчком (при выталкивании аэрозоля, образуемого дымом), а в первом — непрерывно действующей силой тяжести.

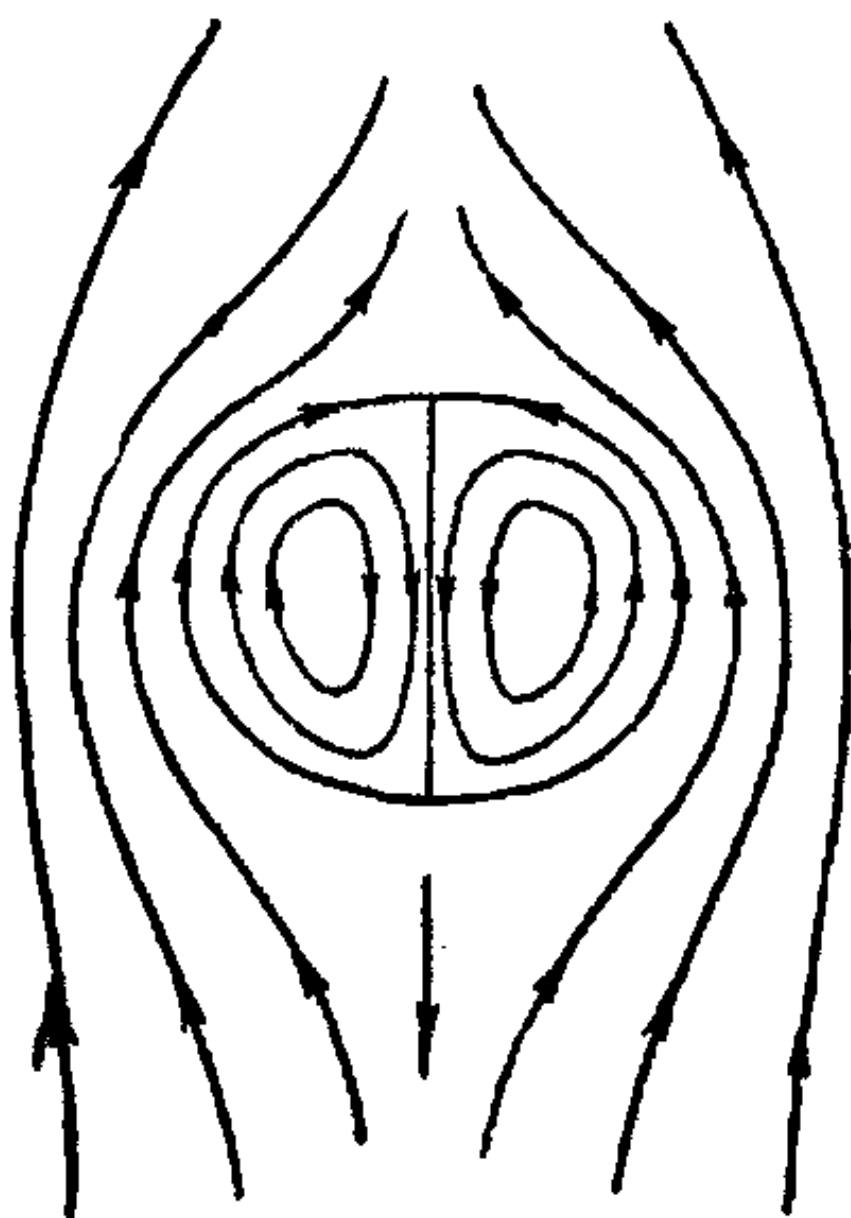


Рис. 8. Движение в шаровом вихре и окружающей среде.

Стабилизация, обусловленная вихревым движением, является неполной. Через некоторое время — тем более короткое, чем больше удельный вес суспензии, т. е. чем больше скорость падения образуемой ею капли, последняя сплющивается и в конце концов превращается в обычное вихревое кольцо.

Скорость падения капли определяется, как уже упоминалось выше, ее удельным весом и радиусом по формуле, близкой к формуле Стокса, т. е.

$$v = \frac{(M - M_0)g}{6\pi\eta R},$$

где M — масса капли, M_0 — масса эмульсии в том же объеме $\frac{4\pi}{3} R^3$; обозначая соответствующие плотности через ρ и ρ_0 , можно положить $M - M_0 = (\rho - \rho_0) \omega \frac{4\pi}{3} R^3$, где $\omega = \frac{4\pi}{3} r_0^3$ —

объем одной частицы, а n — число частиц суспензии в единице объема. Предыдущая формула переходит при этом в

$$v = \frac{2}{9} \frac{(\rho - \rho_0) \omega n g R^2}{\eta} . \quad (16)$$

Представляется интересным применить последние результаты, полученные в лаборатории, к движению облаков в воздухе, рассматривая каждое облако как отдельную „каплю“ громадных размеров.

Полагая в (16) $\rho - \rho_0 \approx 1$, $\omega \approx 10^{-9}$, $n \approx 10^3$, $R \approx 1 \text{ км} = 10^5 \text{ см}$ и $\eta = 10^2$ (турбулентный коэффициент вязкости), получаем $v \approx 10^5 \text{ см/сек}$, т. е. нелепо высокую цифру. Несоответствие ее опытным данным вероятно объясняется тем, что облако таких размеров при своем падении относительно воздуха разделяется на большое число относительно небольших масс, отделенных друг от друга относительно чистым воздухом. Вопрос этот нуждается в дальнейшем выяснении. Однако наличие подобного „коллективного“ эффекта подтверждается наблюдением облаков типа *mammato-cumulis*, само название которых указывает на характер строения их нижнего основания. Несомненно, что при таких условиях скорость облачных частиц по отношению к воздуху должна быть несколько отлична от той, которая была принята нами, исходя из представления о независимом друг от друга падении отдельных частиц (или отдельных дождевых капель). Вопрос о том, какое влияние оказывает это обстоятельство на электрическое поле, создаваемое облаком опускающихся заряженных частиц, также требует дополнительного экспериментального исследования. В литературе имеются указания на то, что при падении подобного облака в жидкой среде наблюдается появление электрического поля (так называемые *Strömungspotentiale*) [26]; это влияние могло бы быть использовано для моделирования атмосферного электрического поля в лабораторных условиях.

ГЛАВА IV

ПРЕДГРОЗОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Комплекс явлений, называемых грозовыми, охватывает целый ряд вопросов, относящихся не только к грозовым разрядам, т. е. молниям, но и к тлеющим разрядам, связанным с коронированием остроконечных предметов. В этой главе мы дадим обзор этих явлений с точки зрения общей концепции о происхождении электрического поля в атмосфере, изложенной в предыдущих главах. Вместе с тем, мы рассмотрим вкратце некоторые технические и физические вопросы, связанные с этими явлениями, — так например, вопрос о громотводах, коллекторах и т. д.

§ 1. Острое в однородном электрическом поле. Заряд заземленного проводящего шара

Мы начнем не с вопроса о молниях, которым соответствует наиболее эффектное и интенсивное проявление грозовой деятельности, а с явлений более скромного масштаба и значения, играющих, однако, весьма важную роль как для теории молний, так и для практики грозозащиты.

Прежде всего мы рассмотрим вопрос об аномальном усилении поля вблизи остроконечных предметов. Вопрос этот может быть решен точно, если рассматривать остроконечный предмет как половину вытянутого проводящего эллипсоида, покоящегося своим экваториальным сечением на горизонтальной поверхности земли и находящегося под действием однородного поля земли E_0 . Электрическое изображение этого полуэллипсоида в земле действует совершенно таким же образом, как нехватая его половина (с той же величиной

и тем же направлением поляризации). Иными словами, однородное поле земли искажается полуэллипсоидом таким же образом, как в отсутствие земли искажилось бы целым эллипсоидом поле, однородное во всем пространстве.

Как известно, изолированный эллипсоид поляризуется под влиянием однородного электрического поля также однородно. В простейшем случае вытянутого эллипсоида вращения, поляризованного полем, параллельным большой оси, поляризация совпадает по направлению с направлением внешнего поля E_0 и равна ¹

$$P = \frac{E_0}{\frac{1}{\kappa} + C}, \quad (1)$$

где κ — электрическая восприимчивость и

$$C = 4\pi \frac{a^2}{c^2} \left(\lg \frac{2c}{a} - 1 \right). \quad (1a)$$

Здесь c — большая полуось, a — малая полуось; предыдущее выражение справедливо лишь при $c \gg a$.

Выражение (1) относится, строго говоря, к диэлектрическому эллипсоиду; случай проводящего (металлического) эллипсоида можно получить, положив в (1) $\kappa = \infty$, т. е.

$$4\pi P = \frac{c^2}{a^2} \frac{E_0}{\lg \frac{2c}{a} - 1}. \quad (2)$$

Поскольку внутри эллипсоида результирующее поле равно нулю, поле у его поверхности (с наружной стороны) равно $4\pi P_n$, где P_n — проекция поляризации P (параллельной оси c) на внешнюю нормаль, т. е. $P_n = P \cos(\eta, z)$. Для точки, лежащей на вершине (оси) эллипсоида, суммарное электрическое поле равно, таким образом:

$$E_{\max} = \frac{c^2}{a^2} \frac{E_0}{\lg \frac{2c}{a} - 1}. \quad (2a)$$

¹ См., например, Я. И. Френкель, Электродинамика, т. II, стр. 491.

Для боковых точек эллипсоида с координатой z , величина $\cos(n, z)$ может быть вычислена по формуле

$$\cos(n, z) = \frac{z/c^2}{\sqrt{\frac{z^2}{c^4} + \frac{x^2 + y^2}{a^4}}}$$

или, так как

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1,$$

$$\cos(n, z) = \frac{\frac{z}{c^2}}{\sqrt{\frac{z^2}{c^4} + \frac{1}{a^2} \left(1 - \frac{z^2}{c^2}\right)}}.$$

При $c \gg a$ это выражение сводится к

$$\cos(n, z) = \frac{az}{c^2 \sqrt{1 - z^2/c^2}},$$

так что вдали от вершины эллипсоида (т. е. при $\frac{z^2}{c^2} \ll 1$)

$$E = \frac{z}{a} \frac{E_0}{\lg \frac{2c}{a} - 1}. \quad (2b)$$

Мы видим, таким образом, что электрическое поле оказывается усиленным не только вблизи вершины эллипсоида, но в меньшей мере, и по всей его длине при $z \gg a$ (см. рис. 9).

Предыдущие формулы позволяют в принципе решить все вопросы, относящиеся к усилению электрического поля вблизи заземленных острий или вдоль провода, соединяющего землю с подобным острием, если трактовать этот провод как эллипсоидальный стержень, увенчанный острием. Для определения электрического поля, обусловленного заземленным проводником, нет, впрочем, надобности связывать последний с острием: с таким же успехом можно его трактовать как заземленный провод, поддерживаемый непроводящим воздушным шаром. И лишь в том случае, когда шар, поддерживающий провод, является проводящим, предыдущее решение становится неточным.

Эта задача может быть приближенно решена следующим образом. Обозначим высоту (над поверхностью земли), на которой находится шар — или, точнее, его центр, — через h , а его радиус — через R . Толщиной стержня и влиянием его заряда на потенциал шара будем пренебрегать. Если $h \gg R$, то можно также пренебрегать действием, оказываемым на шар его электрическим изображением. Условие равновесия

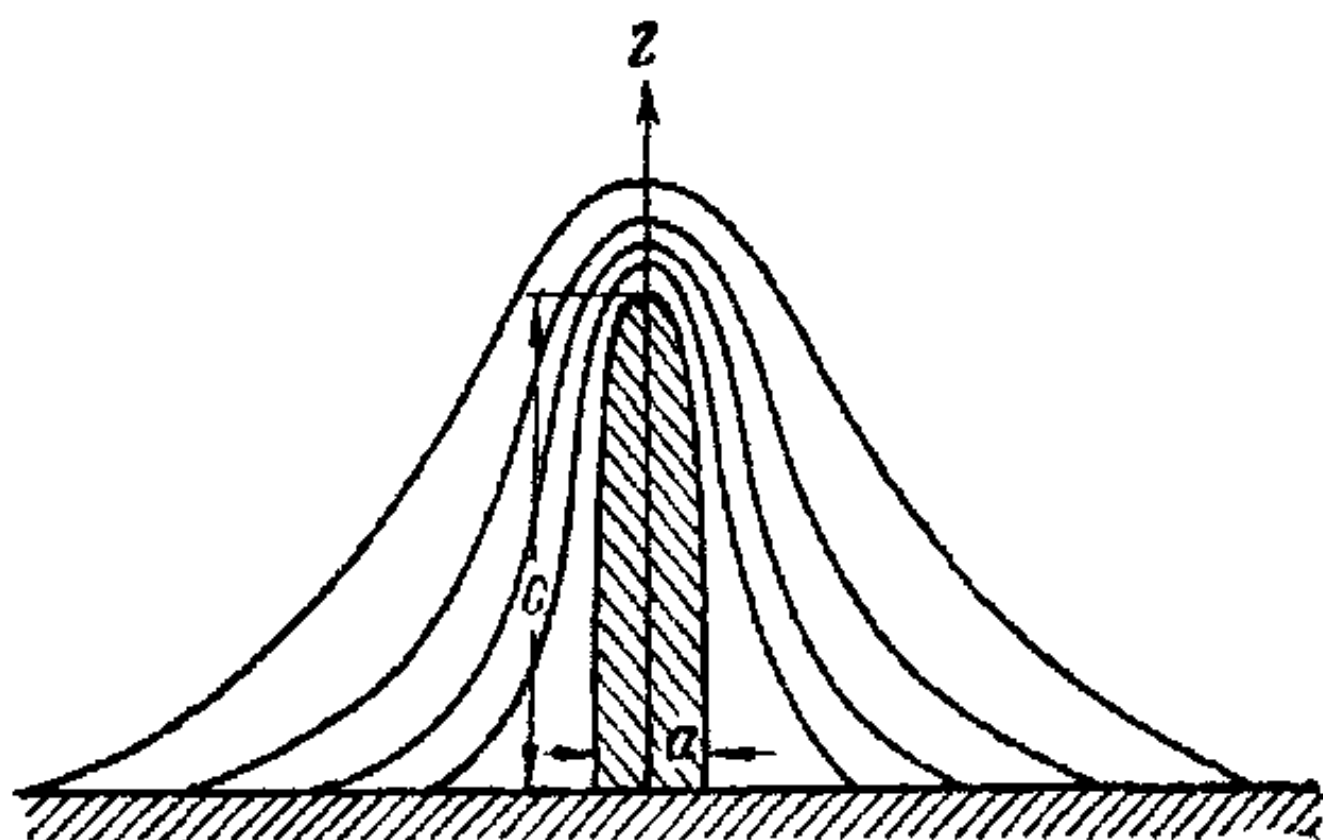


Рис. 9. Эквипотенциальные поверхности около остроконечного предмета, опирающегося на землю.

заключается в том, чтобы шар и стержень, соединяющий его с землей, имели один и тот же потенциал, равный потенциалу земли, т. е. нулю.

Если электрическое поле земли считать положительным, т. е. направленным сверху вниз, то потенциал его на высоте h равен $E_0 h$. С другой стороны потенциал на поверхности шара, создаваемый зарядом q , индуцированным этим полем, равен q/R . Суммарный потенциал этого шара равен, следовательно,

$$E_0 h + q/R = 0,$$

так что

$$q = -E_0 h R. \quad (3)$$

Отсюда видно, что электрическое поле на поверхности шара, обусловленное его индуцированным зарядом, равно

$$E = -E_0 \frac{h}{R}, \quad (3a)$$

т. е. больше индуцирующего поля в h/R раз (и противоположно ему по знаку). При учете электрического изображения верхнего шара, к потенциалу его q/R следует прибавить потенциал, создаваемый в его центре противоположным зарядом его изображения, т. е. $-q/2h$. Таким образом, с этой поправкой мы получаем вместо (3)

$$q \left(1 - \frac{R}{2h}\right) = -E_0 h R. \quad (3b)$$

Полученный результат в общих чертах соответствует характеру усиления поля вблизи острия, изображаемого вершиной эллипсоида; однако в последнем случае усиление поля пропорционально, приблизительно, h^2/R^2 ($h \approx c$), а в первом — h/R .

Если шар соединен с землей тросом (проводом) конечной толщины, то электрическое поле вдоль последнего возрастает пропорционально высоте по формуле, близкой к (3a), обращаясь в бесконечность при $R \rightarrow 0$. Таким образом, пренебрегать влиянием троса, строго говоря, нельзя — в особенности в случае бесконечно тонкого троса.

§ 2. Извлечение электрического тока из атмосферы

Результаты, полученные в предыдущем параграфе, имеют существенное значение для различных вопросов, связанных с „зондированием“ атмосферного электрического поля, а также с предупреждением грозových разрядов. Возможно, что в дальнейшем они смогут быть использованы для извлечения электрической энергии из атмосферы (за счет работы гравитационных сил, которые эту энергию восстанавливают).

Кое-какие опыты предварительного характера предпринимались в этом направлении еще во времена Франклина и Ломоносова, которые пытались извлекать электрическую энергию из грозových облаков. В конце прошлого века и начале нынешнего ряд исследователей пытался добиться аналогичных результатов в более безопасных условиях, т. е. при ясной погоде.

Рассмотрим силу электрического тока, который может быть извлечен из атмосферы с помощью проводящего шара

с радиусом R , поднятого на высоту h и удерживаемого тонким проводом. Если ролью последнего можно пренебрегать, то, согласно формуле (3), плотность тока, притекающего из воздуха к поверхности шара, равна

$$j = \lambda E = \lambda E_0 \frac{h}{R},$$

где λ — электропроводность воздуха на высоте h . Полная сила тока, извлеченного шаром, равна, следовательно:

$$i = 4\pi R^2 j = 4\pi \lambda R h E_0. \quad (4)$$

Таким образом, она прямо пропорциональна высоте шара над земной поверхностью и первой степени его радиуса (а не *поверхности*, как это должно было бы быть на первый взгляд).

В случае ясной погоды, полагая в (4) $h = 1 \text{ км} = 10^5 \text{ см}$, $R = 10^2 \text{ см}$, $E_0 = 1 \text{ в/см} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ CGSE}$ и $\lambda = 4 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE}$, получаем

$$i = 1,4 \cdot 10^2 \text{ CGSE} \approx 10^{-7} \text{ А}.$$

Этот ток имеет ничтожную силу, исключаящую возможность его практического использования.

Необходимо, однако, заметить, что хотя линейная зависимость силы тока от высоты и радиуса шара, выражаемая формулой (4), находится в согласии с данными опыта, численные значения силы тока, получаемые на опыте, оказываются при этих условиях в тысячи раз больше теоретических, достигая, примерно, десятой миллиампера (т. е. величины, открывающей возможность практического использования подобных токов).

Это несоответствие может быть объяснено тем обстоятельством, что напряженность поля около шара $E = E_0 \cdot h/R$ достигает высоких значений, при которых наступает *коронирование*, приводящее к увеличению электропроводности близлежащих слоев воздуха во много раз (и даже тысяч раз). В самом деле, при $h = 10^5 \text{ см}$ и $R = 10^2 \text{ см}$, мы имеем $E = 1000 \text{ в/см}$.

Это значение в 30 раз меньше того, которое требуется для коронирования; однако последнее может быть легко

достигнуто при уменьшении радиуса шара в 10 раз (в связи с уменьшением пробивного напряжения при уменьшении плотности воздуха).

Кроме того, мы игнорировали выше влияние металлической проволоки, удерживающей шар. Между тем, если отбросить вовсе последний или же считать его непроводящим, то вблизи конца этой проволоки, трактуемой как вытянутый эллипсоид вращения, электрическое поле должно достигать напряженности порядка

$$E \approx \frac{h}{a} \cdot \frac{E_0}{\lg \frac{2h}{a}},$$

где a — радиус провода (у его нижнего основания).

При $a = 1 \text{ мм} = 10^{-1} \text{ см}$ эта формула дает

$$\frac{E}{E_0} \approx \frac{10^6}{10} \approx 10^5.$$

Таким образом, поле на верхнем конце троса оказывается увеличенным по сравнению с нормальным его значением (1 в/см) в 10^5 раз, т. е. не только достигает пробивного значения, но во много раз превышает последнее.

Отсюда следует, что верхняя часть провода должна интенсивно коронировать, сообщая прилегающим слоям воздуха резко повышенную электропроводность.

Эти результаты были получены еще в 1920/1921 гг. и подтверждены более поздними исследованиями [27], которые привели к тем же выводам.

Эти выводы, как уже было отмечено нами выше, имеют существенное практическое значение, поскольку они открывают возможность извлечения электрических токов из воздуха в практически достаточных количествах даже в условиях ясной погоды.

В связи с изложенным может возникнуть следующее сомнение. Сильная ионизация слоев воздуха, прилегающих к воздушному шару или к металлическому тросу, которым он удерживается, не может еще, сама по себе, обеспечить резкое увеличение силы снимаемого тока, так как в соответствующем слое напряженность электрического поля должна „садиться“, т. е. уменьшаться, в том же самом отноше-

нии, в котором возрастает его электропроводность. Это ослабление поля должно обуславливаться электрическими зарядами, которые возникают в стационарных условиях на границе между сильно ионизованным „чехлом“ и окружающим слабо ионизованным газом.

При отсутствии дополнительных факторов, которые обеспечивали бы непрерывное удаление этого заряда, дело происходило бы указанным выше образом, и коронирование воз-

духа вблизи оболочки шара или удерживающего его троса не увеличивало бы силы тока. В действительности, однако, такие факторы всегда присутствуют.

Рассмотрим для простоты следующую схематическую задачу. Предположим, что заземленный шар с радиусом R окружен вторым шаром с радиусом $R' > R$, причем проводимость воздуха в промежуточном слое равна λ' , а во внешнем пространстве (т. е. при $r > R'$) $\lambda \ll \lambda'$ (см. рис. 10).

Рис. 10. Шар, окруженный ионизованным слоем воздуха.

Обозначим заряд, сосредоточенный на поверхности внутреннего шара, через q , а наружного — через q' . Потенциал внутреннего шара равен нулю (поскольку этот шар мы считаем идеально проводящим), тогда как потенциал наружного шара $-E_0 h + \frac{q + q'}{R'}$ неизвестен; что же касается напря-

женностей соответствующего поля, то они равны $\frac{q}{R^2}$ и $\frac{q + q'}{R'^2}$ и связаны друг с другом соотношениями:

$$i = \lambda' \frac{q}{R^2} \cdot 4\pi R^2 = 4\pi \lambda' q$$

и

$$i = 4\pi \lambda (q + q'),$$

т. е.

$$\lambda' q = \lambda (q + q'), \quad (5)$$

вытекающими из равенства соответствующих сил токов. Комбинируя это соотношение с равенством

$$E_0 h = \frac{q}{R} + \frac{q'}{R'}, \quad (5a)$$

можно вычислить в отдельности заряды q и q' , а также и результирующую силу тока. При этом q тем меньше в сравнении с q' , чем λ' больше в сравнении с λ . В пределе, при $\lambda' \rightarrow \infty$, шар ведет себя так, как если бы его радиус был увеличен с R до R' .

Что же касается силы тока, то для нее получается выражение

$$i = \frac{4\pi\lambda' h R E_0}{1 + \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} \frac{R}{R'}}, \quad (6)$$

которое при $\lambda' \gg \lambda$ и $R' \approx R$ переходит в

$$i = 4\pi\lambda h R,$$

соответствующее отсутствию хорошо проводящего слоя.

Отсюда видно, что повышенная проводимость, обусловленная существованием коронирующего слоя, может дать значительный эффект лишь в том случае, если одноименный электрический заряд, сосредоточенный на границе этого слоя, непрерывно удаляется (например, благодаря ветру).

Причина его фактического удаления заключается, как нетрудно видеть, во *взаимном отталкивании*, которое испытывают элементы этого заряда (q'), помимо дополнительного отталкивания, которое оказывает на них остаточный заряд внутреннего шара (q). Поскольку заряд q' сосредоточен в воздухе и, следовательно, не удерживается какими-либо твердыми частицами, он должен разлетаться во все стороны даже при отсутствии ветра, за счет того „электрического ветра“, который возникает и поддерживается благодаря вышеуказанным силам отталкивания. Таким образом, мы видим, что эффект коронирования поверхности заземленных проводящих тел, поднятых в высокие слои воздуха, вызывает резкое увеличение силы тока, притекающего к этим телам, благодаря „электрическому ветру“, который возникает при этом коронировании.

Прежде чем идти дальше, заметим, что аналогичные эффекты могут быть вызваны обычными, т. е. слабыми, электрическими полями при искусственной ионизации воздуха вблизи „зонда“ (т. е. прибора, служащего для исследования электрических полей) с помощью радиоактивных веществ. Так например, в предыдущем примере можно было бы заменить действие сильного поля, способного вызывать коронирование воздуха вблизи шара или провода, радиоактивным покрытием соответствующих предметов. При этом, однако, скорость „электрического ветра“, уносящего одноименные заряды, была бы относительно мала. Большинство приборов для измерения градиента электрического потенциала, которыми пользовались до последнего времени в исследованиях по атмосферному электричеству (так называемые „коллекторы“), принадлежат к этой категории. При этом время, в течение которого подобные приборы практически достигают состояния равновесия (соответствующего равенству между их потенциалом и потенциалом воздуха на данной высоте), определяется через эффективную электропроводность, сообщаемую воздуху благодаря радиоактивности их покрытий, обычной формулой $\frac{1}{4\pi\lambda'}$.

§ 3. Разряд с острия и электрический ветер

Возвращаясь к вопросу о происхождении „электрического ветра“ и его роли в процессах извлечения электричества из воздуха (или, что то же самое, отдачи электричества в воздух заряженными телами), напомним прежде всего, что эти процессы обычно связываются с *остриями*, так как в этом случае они приобретают особенную отчетливость и могут быть непосредственно наблюдаемы.

Истечение электричества сопровождается, как известно, движением воздуха, которое, собственно, и называется „электрическим ветром“. В случае вертикального острия это движение имеет характер, схематически изображенный на рис. 11, т. е. представляет собой своеобразную циркуляцию воздуха по замкнутым линиям, которые из острия направляются вверх, затем заворачивают назад, после чего снизу снова возвращаются к острию. Таким образом, воздушные струи

вблизи острия напоминают электрические силовые линии вокруг элементарного диполя с вертикальной осью.

Эта циркуляция воздуха исследовалась многими авторами и в самое последнее время в ГГО — В. И Арабаджи [28], который установил, что она имеет несколько различных характер вверху (т. е. над острием) и внизу, а также исследовал ее в случае острий различного радиуса кривизны, различной ориентации и, наконец, в различных средах.

Не останавливаясь на деталях, можно сказать, что циркуляция всегда сохраняет по отношению к острию тот же самый характер, который она имеет по отношению к вертикальному острию и который изображен на рис. 11. При этом масса воздуха, вовлеченного в циркуляцию, оказывается тем большей, чем больше приложенный к острию потенциал или чем острие „тоньше“ (т. е. чем кривизна его

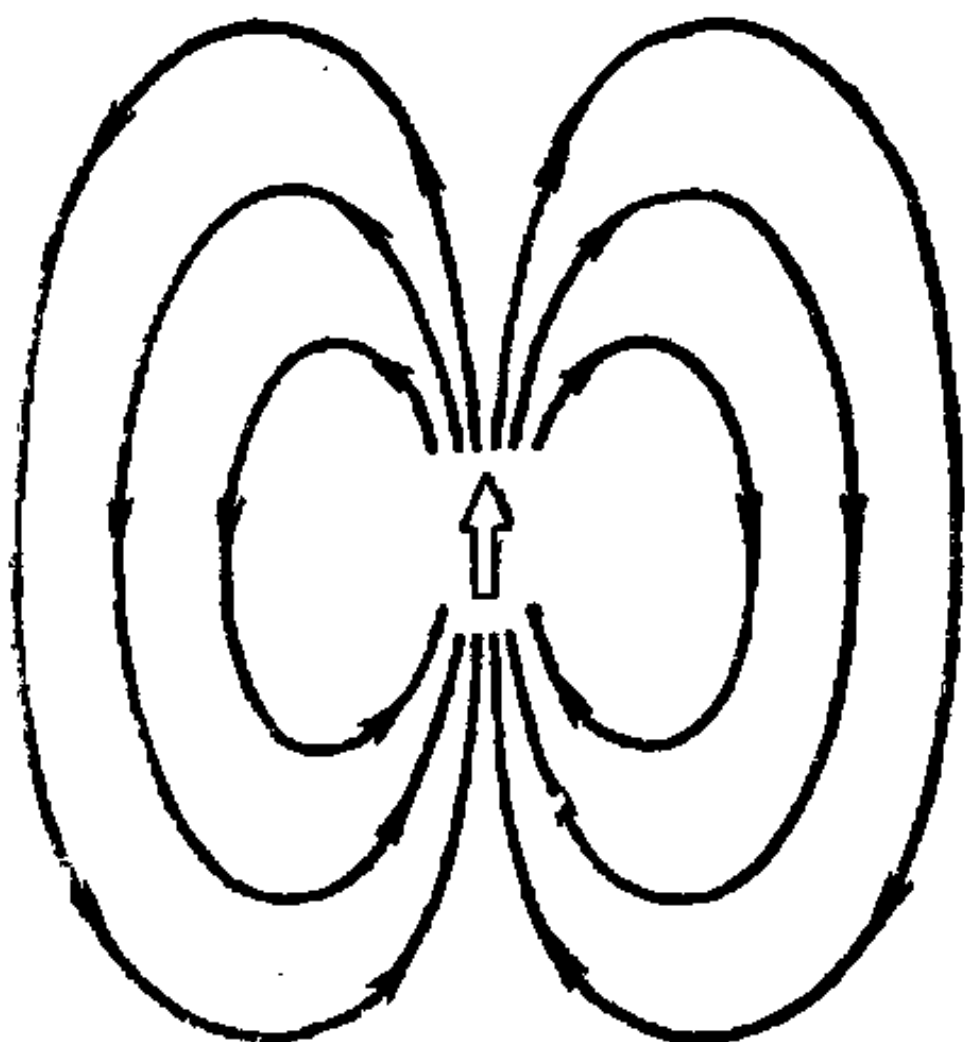


Рис. 11. Циркуляция воздуха вблизи заряженного вертикального острия („электрический ветер“).

больше), тогда как скорость этой циркуляции, повидимому, мало зависит от потенциала и остается близкой к 1 м/сек.

Несмотря на то, что явление истечения электричества с острия и сопутствующее ему явление „электрического ветра“ хорошо известны с давних пор (лет полтораста!) и что лабораторное исследование этих явлений началось свыше 70 лет тому назад, количественные закономерности, которые их характеризуют и которые имеют существенное практическое значение для техники грозозащиты, остаются до сих пор весьма мало выясненными с экспериментальной точки зрения и еще меньше — с точки зрения теоретической.

Уже давно [29] удалось установить корреляцию между силой электрического тока, стекающего с острия, и скоростью воздуха, увлекаемого ионами, которые этот ток образуют, исходя из представления, что ток обуславливается

движением ионов *только одного знака*, а именно, того же самого знака, который имеет электрический заряд острия.

Такое предположение может, на первый взгляд, вызвать некоторое недоумение, так как в ионизованном (в связи с коронированием) газе имеются ионы обоих знаков. Если бы эти ионы находились в воздухе в равных количествах, то, двигаясь под влиянием электрического поля в противоположных направлениях, они должны были бы сообщать воздуху равные и противоположные скорости, т. е. оставлять его неподвижным.

В действительности, однако, вблизи острия в воздухе преобладают ионы с зарядом того же знака, как и заряд самого острия. Ясно, что при таких условиях именно эти ионы должны играть преобладающую роль как в электрическом, так и в воздушном токе.

Если число таких ионов гораздо больше, чем число ионов противоположного знака, то ролью последних можно совершенно пренебречь. При этом сила электрического тока, оттекающего от острия, равна

$$i = \int \rho v_n ds,$$

где v_n — скорость ионов и ρ — объемная плотность образуемого ими заряда, а интегрирование распространяется по поверхности острия или, вернее, по поверхности окружающего его коронирующего чехла.

Если острие направлено по оси z , то предыдущее выражение можно переписать в виде

$$i = \iint \rho v_z dx dy.$$

Полагая здесь $v_z = uE_z$, где u — подвижность ионов, получаем

$$i = u \iint \rho E_z dx dy.$$

Сравнивая его с выражением

$$F_z = \iiint \rho E_z dx dy dz$$

для силы, испытываемой рассматриваемыми ионами в направлении оси z , получаем следующее соотношение между этой силой и силой электрического тока:

$$F_z = \frac{i}{u} \int dz = \frac{i}{q} z, \quad (7)$$

где z — расстояние от острия до противоположного (плоского) электрода, если таковой расположен поблизости. В противном случае это соотношение становится непригодным.

Формула (7) удовлетворительно согласуется с опытными данными при небольших значениях z . В частности, опыт подтверждает обратную пропорциональность силы F_z подвижности соответствующих ионов и вытекающую отсюда прямую пропорциональность ее давлению воздуха p .

Сила F является непосредственной причиной электрического ветра. Мы будем рассматривать последний как описанную выше циркуляцию воздуха около острия и определим интенсивность этой циркуляции следующим образом.

Представим себе, что сила F действует в трубке с поперечным сечением S вдоль некоторой длины l . Величина $\frac{F}{S}$ представляет собой механический аналог электродвижущей силы, тогда как аналогом силы электрического тока является масса воздуха l , протекающего через поперечное сечение трубки за единицу времени. Поскольку движению воздуха сопротивляются силы внутреннего трения, аналогичные омическому сопротивлению, мы можем связать l с $\frac{F}{S}$ формулой, аналогичной выражению закона Ома

$$l = \frac{F/S}{W},$$

где W — механическое сопротивление, испытываемое воздухом. Если вблизи острия течение его происходит вдоль относительно узкого канала с радиусом, близким к радиусу кривизны острия r , то дальше этот канал расширяется, охватывая некоторую область с линейными размерами R . Эти соотношения могут быть иллюстрированы геометрической схемой, изображенной на рис. 12, т. е. течением воздуха по замкнутой трубке с переменным сечением — очень узким в том

участке $AB = l$, в котором сосредоточена „механодвижущая сила“ F , и относительно весьма широком — в остальной его части.

Если сопротивление движению воздуха можно считать, в основном, сосредоточенным в узком участке AB , то скорость этого течения можно определить по формуле Пуазейля

$$I = \frac{\pi r^4}{\nu} \frac{p_1 - p_2}{l},$$

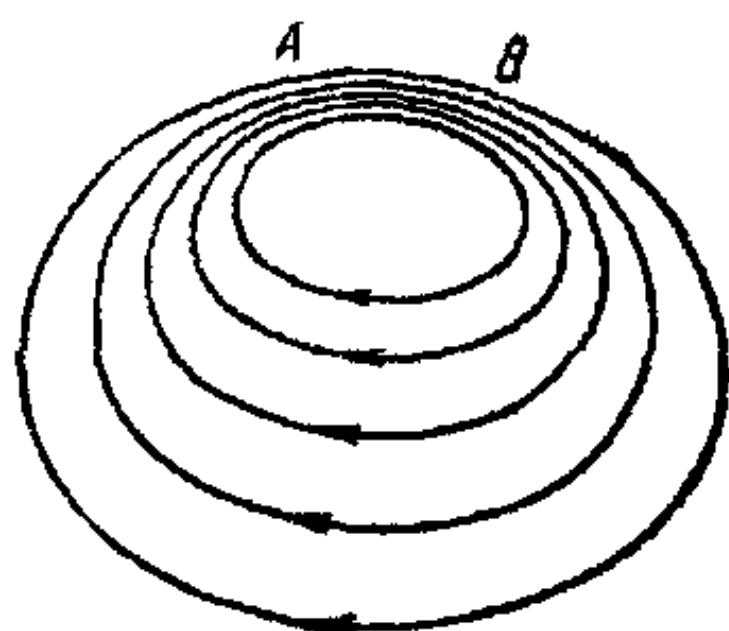
где ν обозначает кинематический коэффициент вязкости, а $p_1 - p_2$ — разность давлений, которую следует заменить внешней силой, отнесенной к единице площади, т. е. $\frac{F}{\pi r^2}$. Мы получаем, таким образом:

$$I = \frac{r^2}{8\nu} \frac{F}{l}$$

или, согласно (7), при замене l на $\int dz$:

$$I = i \frac{r^2}{8\nu q}. \quad (7a)$$

Рис. 12. Схема циркуляции воздуха вблизи заряженного горизонтального острия.



Эта формула приводит, по-видимому, к несколько завышенным значениям I , так как в действительности пренебрегать сопротивлением, испытываемым струями воздуха на большей части их пути (в той области, где они расширяются), нельзя.

Несколько иной результат получается в том случае, если считать, что градиент скорости течения, вызываемого сосредоточенной силой, распределяется более или менее равномерно в области с линейными размерами $R \gg r$. Работа, совершаемая электрическими силами, действующими вблизи острия в единицу времени, т. е. электрическая мощность острия, равна произведению его потенциала φ по отношению к другому электроду (или воздуху) на силу тока i . Приравняв ее теплу, выделяющемуся за то же самое время в циркулирующей массе воздуха, и замечая, что по порядку величины, это тепло равно

$$\eta \left(\frac{dv}{dr} \right)^2 \cdot V = \eta u^2 R,$$

где η — коэффициент вязкости воздуха, получаем

$$\varphi i \approx \eta u^2 R, \quad (8)$$

где u обозначает скорость струи воздуха вблизи острия.¹

Это уравнение содержит две неизвестные величины: u и R . Для совместного определения их к нему надо присоединить еще одно уравнение, которое можно вывести из того условия, что количество движения, сообщаемое электрическим полем ионам соответственного знака, находящимся у острия, передается ими нейтральным молекулам воздуха в той же области. Считая массу частиц обоих сортов одинаковой, мы получаем соотношение

$$Nu = nv, \quad (8a)$$

где N — число молекул, а n — число ионов в кубическом сантиметре; u и v — сообщаемые им скорости, определяющие, соответственно, силу „электрического ветра“ и силу электрического тока. Отношение n/N представляет степень ионизации воздуха вблизи острия. При нормальном давлении, в присутствии электрического поля, вызывающего коронирование воздуха, оно имеет порядок 10^{-5} (что соответствует концентрации ионов порядка 10^{14} в см^3).

§ 4. Громоотвод

Одним из наиболее важных технических применений острия является громоотвод. Несмотря на то, что громоотвод известен с незапамятных времен, а механизм его действия изучается со времени Ломоносова до наших дней, несмотря на то, что защитное действие громоотвода весьма тщательно изучено в работах И. С. Стекольников и др., механизм его действия до сих пор остается неясным. Действие это сводится, на первый взгляд, к предупреждению грозового разряда путем рассасывания соответствующих объемных зарядов и уменьшения напряженности электрического поля, создаваемого ими совместно с зарядами противоположного знака, индуцированными в земной поверхности. Это представление нуждается однако в некоторых ограничениях.

¹ V — объем, имеющий порядок R^3 , тогда как v — скорость движения, градиент которой равен, примерно, u/R .

Во-первых, электрический ток, стекающий с острия, простирается на относительно небольшие расстояния. Таким образом, если громоотвод установлен на крыше не очень высокого здания, он не может непосредственно разряжать нижний край грозových облаков, находящийся на высоте 1—2 км. Опыт показывает, что громоотвод защищает находящееся под ним пространство в радиусе, равном, примерно, удвоенной его высоте над поверхностью земли. Этот факт свидетельствует, повидимому, о том, что громоотвод защищает в основном область, охваченную создаваемой им циркуляцией воздуха. В этой области сосредоточены ионы, возникающие вблизи коронирующего электрода и увлекающие с собой окружающий воздух в виде ветра. Таким образом, этот воздух должен обладать относительно высокой проводимостью, как если бы его ионизация поддерживалась внешним источником. В этом обстоятельстве заключается, повидимому, основная функция громоотвода. Что же касается разрядки окружающего и, в особенности, вышележащего воздуха путем проникновения в него ионов противоположного знака, то этот процесс имеет, повидимому, второстепенное значение.

С излагаемой точки зрения, роль громоотвода сводится не столько к *разряжению* окружающего воздуха, сколько к его *ионизации*. Неудивительно, поэтому, что, согласно опытам Г. И. Пруссакова и В. А. Соловьева, аналогичный эффект производит ионизация воздуха рентгеновскими лучами [30]. При этом ионизованные слои воздуха действуют, как земля, или, если угодно, как заземленный проводник, возвышающийся над защищаемым объектом, который, таким образом, оказывается как бы помещенным внутрь фарадеевской клетки.

Стекание заряда с острия, уменьшая электрическое поле над громоотводом, играет, несомненно, некоторую роль в смысле предупреждения опасных грозových перенапряжений. Однако, как уже указывалось выше, эта роль является, повидимому, второстепенной, тогда как ионизация воздуха и его поляризация электрическим полем являются главной причиной ослабления последнего.

Согласно общей теории, изложенной в § 1, стержень эллипсоидальной формы с высотой h (или $2h$ вместе с его изображением в земле) и радиусом поперечного сечения a

создает на своем конце поле $E = E_0 \left(\frac{h}{a} \right)^2 \frac{1}{\lg \frac{2h}{a} - 1}$, а на участках, не слишком близких к концу, — поле $E' = E_0 \frac{z}{a} \times \frac{1}{\lg \frac{2h}{a} - 1}$ [ср. формулы (2a) и (2b)]. При $E_0 = 1$ в/см (что

соответствует условиям ясной погоды), $h = 5$ м и $a = 0,1$ см, мы имеем, следовательно, $E \approx 2,5 \cdot 10^8$ в/см и $E' \approx 500$ в/см. Таким образом, острие громоотвода должно в рассматриваемом случае сильно коронировать, причем, конечно, поле вблизи него не может превысить пробивного значения $3 \cdot 10^4$ в/см.

Определить теоретически силу тока, стекающего при таких условиях с острия, очень трудно. Согласно эмпирическим данным, этот ток зависит от приложенной разности потенциалов между громоотводом (который соединен с землей) и воздухом на уровне его острия по формуле

$$i = k\varphi (\varphi - \varphi_0),$$

или, согласно Герасимовой [31],

$$i = k(\varphi^b - \varphi_0^b),$$

где k и b — постоянные ($b = 1,7$). Потенциал громоотвода при этом по отношению к воздуху на высоте h составляет, как мы знаем,

$$\varphi = E_0 h,$$

т. е. $\varphi = 500$ в при $h = 5$ м. Фактически высота громоотвода над земной поверхностью бывает обычно значительно больше. При этом под h следует понимать именно эту высоту, включающую в себя также и высоту здания, на котором громоотвод расположен. Полагая соответственно этому $h = 20$ м, получаем $E' \approx 2000$ в/см и $\varphi = 2000$ в. Таким значениям потенциала соответствует ток порядка 10^{-7} А, т. е., следовательно, мощность порядка $10^{-7} \cdot 2 \cdot 10^3 = 2 \cdot 10^{-4}$ вт $\cong \cong 2 \cdot 10^8$ эрг/сек¹.

¹ По имеющимся данным при $E_0 = 3000$ в/см ток с острия составляет около 3 ма, а ток с дерева средних размеров при грозовой погоде достигает 0,1 ма.

Если зависимость силы тока i от разности потенциалов φ квадратична, то мощность громоотвода, т. е. произведение $i\varphi$, должна возрастать с увеличением φ по кубическому закону. Поскольку потенциал громоотвода пропорционален его высоте h , то и мощность его должна быть пропорциональна последней. Согласно формуле (8), отсюда следует, что радиус зоны, защищаемой громоотводом R , должен быть пропорционален его высоте (как этого требует опыт) лишь в том случае, если скорость „электрического ветра“ сама пропорциональна потенциалу громоотвода относительно воздуха.

Этот вопрос остается в настоящее время невыясненным.

Эффективность действия громоотвода зависит не только от устройства его надземной части, но также и от условий, господствующих под землей. Это относится, в частности, к попаданию молнии в громоотвод при сильных грозах (в случае слабых гроз это явление вовсе не наблюдается, так как объемный электрический заряд, который при своем накоплении мог бы привести к грозовому разряду, не достигает опасной величины). Для того чтобы это попадание имело место, необходимо, чтобы почва под громоотводом обладала достаточно высокой проводимостью. Подобные места с аномально большой электропроводностью (обусловленной, например, наличием металлических руд) как бы „притягивают“ к себе молнию, которая попадает в них подчас при отсутствии над поверхностью земли каких-либо возвышенных или остроконечных предметов. Это кажущееся притяжение зависит от быстрого развития в подобных местах заряда, представляющего собой электрическое изображение заряда, несомого на своем конце молнией, что приводит к усилению поля, обусловленного этим зарядом.

ГЛАВА V

ГРОЗОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ

§ 1. Возникновение и распространение молний

В случае небольших искровых промежутков, минимальная напряженность поля, при которой промежуток пробивается электрической искрой, имеет определенную величину, не зависящую от его длины и пропорциональную давлению воздуха (закон Пашена).

С увеличением длины промежутка до многих метров этот закон утрачивает силу и разность потенциалов, необходимая для пробоя, перестает возрастать с длиной промежутка. Это обстоятельство необходимо учитывать при рассмотрении тех разностей потенциала, которые приводят к проскакиванию молний. Если считать, что пробивное значение электрической напряженности поля сохраняет при этом ту же величину $30\,000$ в/см, которую оно имеет для коротких электрических искр, то для разности потенциалов, необходимой для проскакивания молнии длиной, скажем, в 3 км, получается нелепо высокое значение порядка десяти миллиардов (10^{10}) вольт.¹ Между тем, при *средней* напряженности электрического поля в облаках (в том числе и грозовых) порядка 150 в/см, разность потенциалов между поверхностью земли и верхней кромкой грозовой тучи на высоте 10 км, не может превысить $1,5 \cdot 10^8$, т. е. полутораста миллионов вольт.

Поскольку средняя напряженность поля в 150 в/см явно недостаточна для возникновения электрической искры, следует, очевидно, допустить, что подобная искра может возникнуть в том случае, когда напряженность поля дости-

¹ См. Гемфрис, Физика воздуха, 1929.

дает критического значения в ограниченном пространстве длиной скажем, в несколько десятков метров, и что раз возникнув в этом пространстве, она может распространяться за его пределы даже в том случае, если напряженность поля в нем до прохождения электрической искры была относительно мала.

Принципиальная возможность такого распространения электрической искры и в особенности длинных искр, образующих молнии, явствует из следующих представлений, уже частично рассмотренных нами выше в связи с действием острий.

Предположим, что между подобным острием и плоским электродом приложена некоторая разность потенциалов V . В том случае, если оба электрода были плоскими, эта разность потенциалов соответствовала однородному электрическому полю с напряженностью $E_0 = \frac{V}{d}$, где d — расстояние между электродами. Наличие острия вызывает усиление этого поля, примерно, в $\left(\frac{h}{a}\right)^2 \frac{1}{\lg \frac{2h}{a} - 1}$ раз, где h — длина

острия, а a — его ширина. Таким образом, напряженность поля у острия может достигнуть пробивного значения уже тогда, когда средняя его напряженность E_0 еще весьма далека от этого значения. При таких условиях должно наблюдаться описанное выше явление „коронирования“, связанное со свечением „пробиваемого“ воздуха вблизи острия.

Пробитый воздух должен, очевидно, находиться в состоянии повышенной ионизации, а следовательно, и повышенной электропроводности, которое сохраняется в течение относительно длительного времени, несмотря на рекомбинацию электронов и положительных ионов, благодаря медленности процесса рекомбинации противоположных ионов друг с другом. Таким образом, пробитый воздух можно рассматривать как газообразный проводник, являющийся непосредственным продолжением металлического проводника, образующего острие, т. е., следовательно, играющий роль своего рода „насадки“ на последнее. Благодаря меньшей кривизне этой насадки, напряженность поля у поверхности оказывается меньше пробивного значения, так что коронирование

за ее пределами прекращается. Если, однако, увеличить приложенную разность потенциалов, то зона коронирования несколько расширяется, т. е. расширяется (и удлиняется) „чехол“, образуемый пробитым воздухом.

Когда при своем удлинении этот „чехол“ доходит до противоположного (плоского) электрода, между ним и острием проскакивает искра. Таким образом, последняя, возникнув у острия в виде светящейся зоны коронирующего заряда, постепенно удлиняется, пока не соединит оба электрода проводящим „искровым“ каналом.

Аналогичным образом можно представить себе развитие искры в двух противоположных направлениях из некоторого „зародыша“, возникшего случайным образом где-либо внутри электрического поля (а не на его границе). Предположим, например, что вследствие какой-либо случайной флюктуации электропроводность газа в некоторой сфере радиуса r аномально возросла (рис. 13).

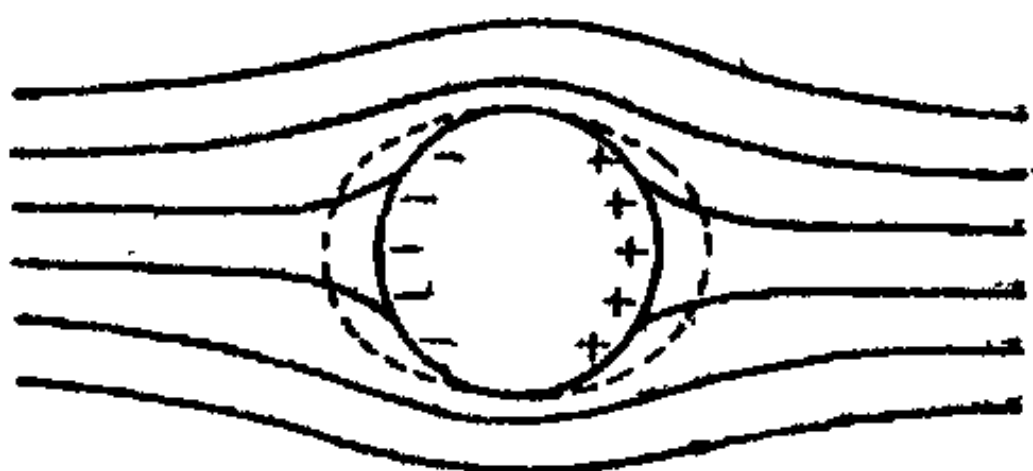


Рис. 13. Схема развития пробоя из сферического зародыша.

В грубом приближении эту сферу можно трактовать как идеально проводящий шар, поляризованный внешним электрическим полем E_0 . Как известно, у полюсов шара результирующее поле оказывается в три раза большим, чем E_0 . При таких условиях пробой должен распространиться на обе „полярные шапки“ исходной сферы, т. е. превратить пробитую область в вытянутый эллипсоид вращения. По мере удлинения этого эллипсоида напряженность поля на обоих его концах все больше и больше усиливается — поскольку ширина его остается постоянной (и равной диаметру исходной сферы). Таким образом, тенденция к дальнейшему удлинению будет возрастать. В результате, первоначальный сферический зародыш „пробитой фазы“ воздуха постепенно превратится в вытянутый стержень или канал, по которому и пройдет ток молнии, когда этот канал достигнет какой-либо точки земной поверхности.

Вышеизложенная картина развития искры напоминает общую картину развития зародыша новой фазы в кинетике

фазовых превращений. В особенности она похожа на возникновение и развитие зародыша „перемагниченной“ фазы в теории распространения волны перемагничивания в ферромагнитных проволоках. Если подобная проволока намагничена в положительном направлении (слева направо) и если поместить ее в сильное магнитное поле обратного направления, то она, как правило, не перемагничивается до тех пор, пока у одного из ее концов не будет создано дополнительное „стартовое“ магнитное поле обратного направления и достаточно большой величины. Вызванное им перемагничивание проволоки не остается локализованным, но распространяется дальше по всей длине проволоки. Как было показано [82], этот процесс можно рассматривать как процесс развития некоторого начального зародыша перемагниченной фазы, возникшего обычным путем температурных флуктуаций („гетерофазного“ характера).

В рассматриваемом нами случае электрического аналога этого явления положение осложняется тем обстоятельством, что внутри пробитой области электрическое поле тотчас же „садится“, стремясь к нулю, так что сильная ионизация, вызванная предшествующим действием его, быстро исчезает, и образующий пробитую область газ возвращается в исходное изолирующее состояние. Можно, однако, представить себе, что „время релаксации“, необходимой для ликвидации повышенной электропроводности, которая была вызвана предшествующим действием электрического поля, значительно больше, чем время, необходимое для удлинения пробитой области до длины в несколько километров, соответствующей образсванию канала молнии. В самом деле, опыт показывает, что рост канала молнии осуществляется со скоростью порядка 10^7 см/сек или 100 км/сек, т. е. со скоростью, которая соответствует подвижности электронов в пробивном поле $E = 30\,000$ в/см.

При таких условиях канал молнии прорастает до длины в несколько километров за время порядка одной сотой секунды; исчезновение же ионизации, созданной сильным электрическим полем, требует значительно большего времени.¹

¹ Число столкновений одной молекулы газа при нормальном давлении в 1 сек. равно 10^{10} . Если степень ионизации газа составляет 10^{-6} , то число столкновений между электронами и ионами

Принципиальная возможность рассматривать „пробитое“ состояние газа как некоторую новую „фазу“ его, аналогичную новому агрегатному состоянию, подтверждается расчетами Б. И. Давыдова, относящимися к зависимости плотности тока i , создаваемого в газе однородным электрическим полем, от напряженности последнего E .

Если рассматривать не только ионизирующие столкновения электронов с атомами, но также и возбуждающие столкновения, трактуя возбужденные состояния атомов как про-

межуточные, из которых они уже могут перейти в ионизованные состояния, то для зависимости i от E получается кривая изображенного на рис. 14 вида. В некотором интервале значений E плотность тока является двузначной и даже трехзначной функцией напряженности поля, принимающей при одном и том же значении E два значения: одно малое, со-

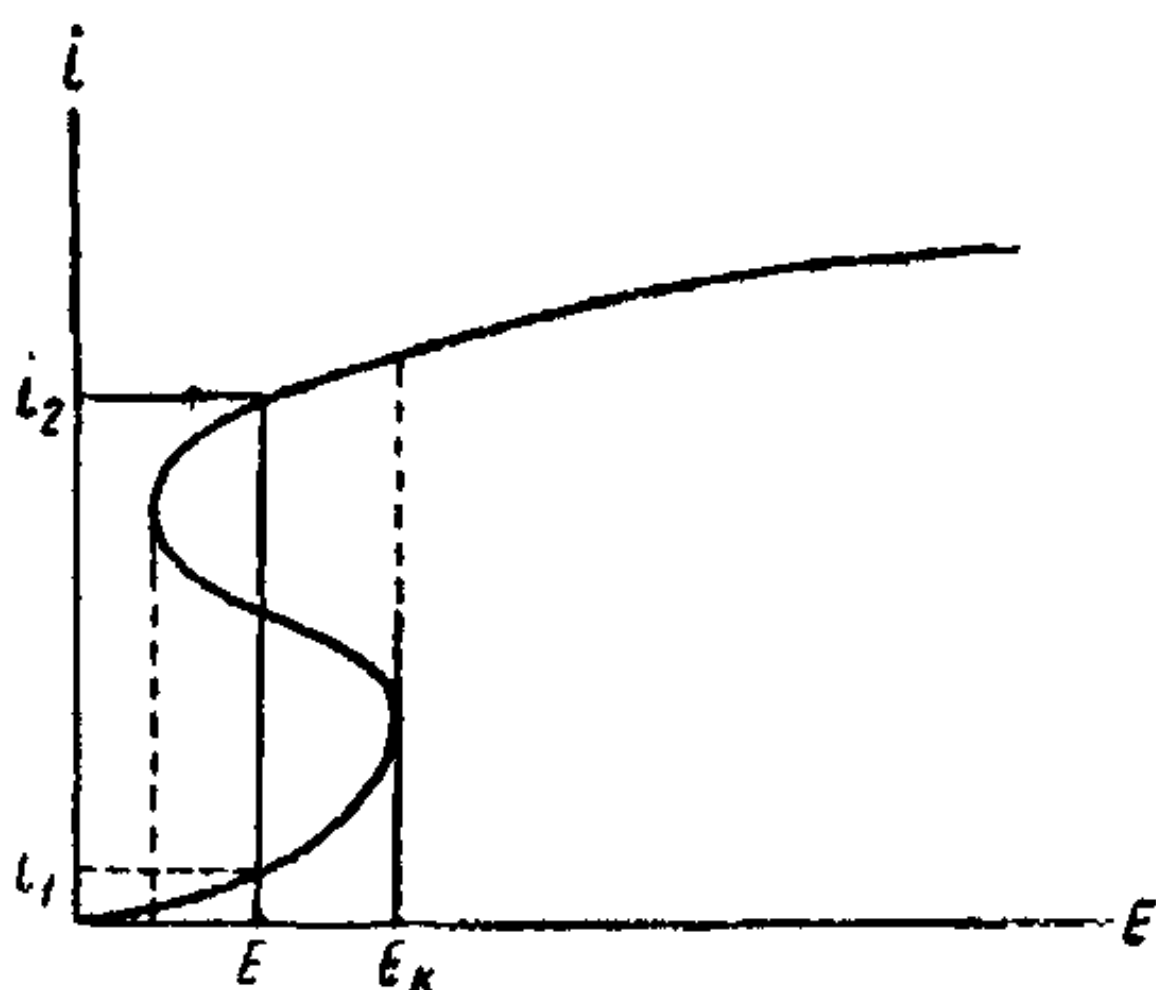


Рис. 14. Зависимость тока от поля (по Давыдову).

ответствующее обычным условиям (прямой ионизации), а другое — большое, соответствующее ионизации предварительно возбужденных атомов (промежуточное — неустойчивое — значение можно игнорировать). Опыт показывает, что концентрация последних может быть весьма велика (о чем можно заключить по интенсивности спектральных линий, испускаемых атомами при возвращении из возбужденного состояния в нормальное) и что, соответственно этому, отношение токов i_2 и i_1 на верхней и нижней ветвях кривой $i(E)$ может также быть чрезвычайно большим. Поскольку проме-

имеет порядок 10^5 в секунду, вероятность же того, что столкновение заканчивается рекомбинацией обеих частиц, — порядка 10^{-6} . Таким образом, вероятность рекомбинаций в 1 сек. составляет примерно 1.

жуточные состояния, соответствующие уменьшению i с возрастанием E , неустойчивы, переход от одного режима к другому осуществляется прерывным образом, напоминающим разрывной характер фазовых превращений, и может быть связан с гистерезисной петлей, изображенной пунктиром на рис. 14.

Для перехода от этих представлений к представлению об образовании электрической искры необходимо лишь учесть переход от однородного поля и тока к неоднородной плотности тока, достигающей максимальной величины лишь в узком канале, который является следствием развития зародыша пробитой фазы путем ее удлинения при приблизительно сохранении поперечных размеров.

§ 2. Динамика отдельных грозовых разрядов

Изложенная выше картина возникновения и развития электрической искры в свободном атмосферном воздухе является неизбежно упрощенной.

Экспериментальное изучение молний с помощью двух вращающихся объективов фотографической камеры (см. фото 2) или с помощью магнитной регистрации образуемых ими токов в проводах, обнаруживает ряд дополнительных черт, сильно усложняющих эту картину. Оставляя, покамест, в стороне эти осложнения, отметим прежде всего одно общее обстоятельство, относящееся к полярности молний. А именно, молнии, проскакивающие между грозовой тучей и поверхностью земли, всегда (или почти всегда) переносят на последнюю *отрицательный* заряд.

Этому обстоятельству вполне соответствуют наши взгляды на происхождение и характер атмосферного электрического поля. Как мы знаем, электрическое поле под грозовыми облаками бывает всегда направлено от земной поверхности к нижней части облака. Естественно при таких условиях, что электрический ток, переносимый молниями, имеет то же самое направление, т. е. переносит положительный заряд с земли на облако — или отрицательный заряд с облака на землю, — замыкая, таким образом, те токи проводимости, которые текут в противоположном направлении из воздуха на землю в районах безоблачной погоды.

Искровой разряд, образующий молнию, состоит обычно из некоторого числа (до 20) чрезвычайно коротких импульсов (с длительностью порядка микросекунды), следующих друг за другом через интервалы порядка одной сотой секунды и переносящих в общей сложности из воздуха в землю отрицательный заряд порядка 20 к (см. рис. 15).

Многочисленные наблюдения молний показывают, далее, что развитие канала молнии связано с прохождением первого импульса тока и осуществляется „ступенчатым“ образом. Это означает, что рост канала, прокладываемого первым лидером молнии, происходит не непрерывным образом, а путем ряда отдельных „бросков“.¹ За этим прерывным прямым импульсом

следует обратный импульс тока, распространяющийся в направлении от земной поверхности к облаку, с сохранением направления электрического тока (снизу вверх). Таким образом, этот обратный импульс имеет характер отраженной волны (по отношению к той, кото-

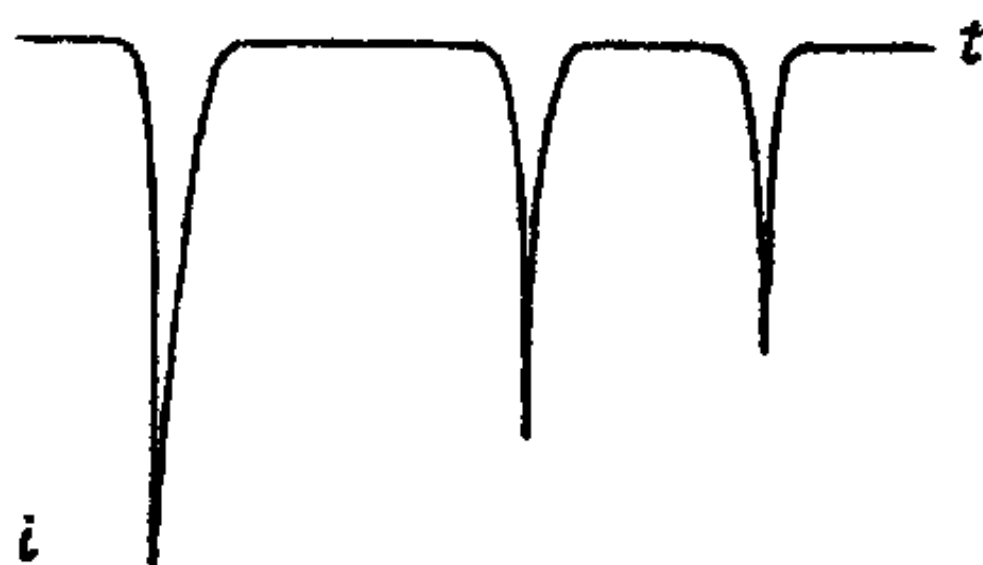


Рис. 15. График грозового разряда.

рая обуславливается первым „ступенчатым“ лидером); количество электричества, переносимого им, обычно бывает больше, чем то, которое переносится первым (или одним из последующих нечетных импульсов) и составляет около 1 к . Что же касается мгновенной силы тока, то она достигает нескольких десятков тысяч ампер, доходя иногда до 100 тысяч ампер.

Все импульсы за исключением первого (ступенчатого) распространяются вдоль готового проводящего канала, пробитого первым импульсом. Это обстоятельство подтверждает высказанное выше представление о том, что проводимость пробитого воздуха или состояние „пробитости“ сохраняется в течение относительно длительного времени, — во всяком случае более длительного, чем интервал между соседними

¹ Импульсный ток молнии часто принимали ранее за ток колебательного характера: при этом канал молнии трактовали как антенну, в которой происходят электрические колебания.

импульсами тока (одна сотая секунды). Необходимо отметить, что при прохождении импульса тока через подобный канал, последний должен испытывать сильнейший разогрев и вследствие этого мощное расширение, которое является причиной шума, сопровождающего разряд, т. е. грома. Можно себе представить, что этот разогрев является основной причиной ионизации, устанавливающейся в канале молнии, тогда как ионизация столкновениями является только предварительным условием для возникновения тепловой ионизации.

Каждый последующий импульс, так же как и первый, состоит, строго говоря, из двух — прямого (распространяющегося от облака к земле) и обратного (отраженного). Однако лишь первый прямой импульс имеет ступенчатый характер; при этом во всех последующих парах импульсов отраженный импульс является более мощным.

Различные оценки энергии или мощности электрических разрядов в атмосфере, дававшиеся до сих пор, являлись, повидимому, сильно преувеличенными, так как они основывались на завышенных значениях для разности потенциалов, питающих подобные разряды. Так например, полагая эту разность потенциалов равной 10^9 в и принимая во внимание, что молния переносит на землю около 20 к электрического заряда, Вильсон получает для энергии подобной молнии цифру 10^{11} эрг, что составляет для всех молний, падающих на земной шар (при общем числе гроз в 2000) около 10^{10} эрг/сек, т. е. около 10^{-4} энергии, приносимой за то же время солнечными лучами. Другие авторы приходят к еще более преувеличенным цифрам.

Согласно нашей концепции, импульс тока, составляющий молнию, обуславливается *импульсом* поля, сосредоточенным на небольшом участке канала молнии или вблизи виртуального острия, образуемого концом (верхушкой) прорастающего канала. Однако и после образования последнего распространяющиеся вдоль него пары импульсов, образующие молнию, имеют характер падающей и отраженной волны, с сосредоточенным, более или менее резким, максимумом амплитуды. Процесс распространения этой волны до некоторой степени аналогичен процессу фазовой фокусировки, осуществляемой при разгоне электронов в клистронах, линейных ускорителях и т. п. устройствах, в которых электроны собираются в „пачки“,

разгоняемые соответствующими сосредоточенными („локальными“) электрическими полями, которые распространяются с такой же скоростью, с какой движутся эти пачки. Поэтому эффективная разность потенциалов, проходимая пачкой электронов или ионов, образующих импульс тока, может выражаться произведением пробивной напряженности ($30\,000\text{ в/см}$) на путь, проходимый этими частицами (несколько километров), хотя в каждый момент времени такой разности потенциалов фактически не существует, и *средняя* напряженность поля составляет всего лишь $100\text{—}150\text{ в/см}$ на всем пути молнии.

Наряду с молниями, проскакивающими между грозовой тучей и поверхностью земли, примерно в 10 раз большее количество молний проскакивает между разными тучами или даже между разными участками одной и той же тучи (например нижним и верхним ее краями).

В то время как молнии, ударяющие в землю (или отраженные от нее), часто начинаются на одном из остроконечных предметов, находящихся на земной поверхности (в том смысле, что канал молнии развивается как продолжение соответствующего материального острия), молнии, проскакивающие между облаками, начинаются, повидимому, из какого-то зародыша, возникающего вдали от каких-либо обычных твердых или жидких предметов. Впрочем, вопрос о начале этого процесса не имеет существенного значения. Существенным представляется лишь дальнейшее его развитие, связанное с образованием ионной лавины на конце виртуального острия, которым является головка прорастающего канала молнии.

§ 3. Развитие канала молнии в положительную и в отрицательную стороны и распространение электрических импульсов вдоль этого канала

Выше мы уже дали качественную картину развития канала молнии путем постепенного перемещения виртуального острия, которым этот канал заканчивается в каждый момент времени. Переходя к количественной стороне вопроса, необходимо различать два случая: положительного „острия“ и „острия“ отрицательного.

То обстоятельство, что развитие канала происходит в обоих случаях неодинаковым образом, доказывается асим-

метрией соответствующих световых фигур (см. фото 3), выступающей особенно отчетливым образом при пропускании тока от острия через светочувствительный слой фотографической пластинки. Впрочем, эта асимметрия обнаруживается достаточно явственно и на обычных фотографиях искры, проскакивающей в воздухе (или каком-либо другом газе) от положительного и отрицательного острия к плоскому электроду. В первом случае (фото 4а) искра развивается с гораздо более интенсивным разветвлением, чем во втором (фото 4в).

Вопрос о развитии канала молнии (а также и более коротких искр) от положительного острия был рассмотрен еще в 1928 г. [85]. При этом предполагалось что положительные ионы ввиду своей относительно большой массы не успевают заметно сместиться из своих исходных положений, по сравнению с электронами, которые вырываются из атомов, при достаточно сильных полях, путем ионизации столкновениями.

Предположим, что последняя начинается, или, вернее, достигает необходимой интенсивности, при некотором критическом поле E_k порядка 30 кВ/см. Таким образом, положительное острие, около которого электрическое поле $E \geq E_k$, вызывает ионизацию газа в соседних точках, притягивая к себе сорванные электроны. Последние обнажают (оставшиеся без электронов) положительные ионы, которые образуют как бы новое „виртуальное“ положительное острие, передвигающееся направо по мере того, как все новые электроны вырываются, благодаря создаваемому им полю, из нейтральных молекул газа и входят вместе с ранее образованными положительными ионами в канал искры. Таким образом, последняя растет в направлении от положительного острия, т. е. в направлении (медленного) движения положительных ионов, благодаря движению электронов, вырываемых из нейтральных частиц в противоположном направлении.

Излагаемая точка зрения позволяет, по крайней мере качественно, объяснить механизм развития электрической искры от положительного острия, но оставляет совершенно непонятным механизм ее развития в случае отрицательного острия. Между тем, лабораторные опыты показывают, что искра прекрасно развивается и в этих условиях, хотя и

с менее интенсивным ветвлением, чем в случае положительного острия, но практически при той же самой критической напряженности E_* . Более того, наблюдения над молниями, как уже указывалось выше, показывают, что канал молнии практически всегда развивается именно в этом направлении — от отрицательно заряженного нижнего края облаков к положительно заряженной земной поверхности.

В этом случае механизм, только что рассмотренный, очевидно отпадает, и канал искры (молнии) развивается в *направлении* движения электронов (а не в обратном направлении, как в случае положительного „зародыша“).

То обстоятельство, что канал не обнаруживает при этом тенденции к расширению, объясняется сосредоточением электрических силовых линий у виртуального острия, образуемого его прорастающим концом (ср. предыдущую главу, § 2). Остающиеся

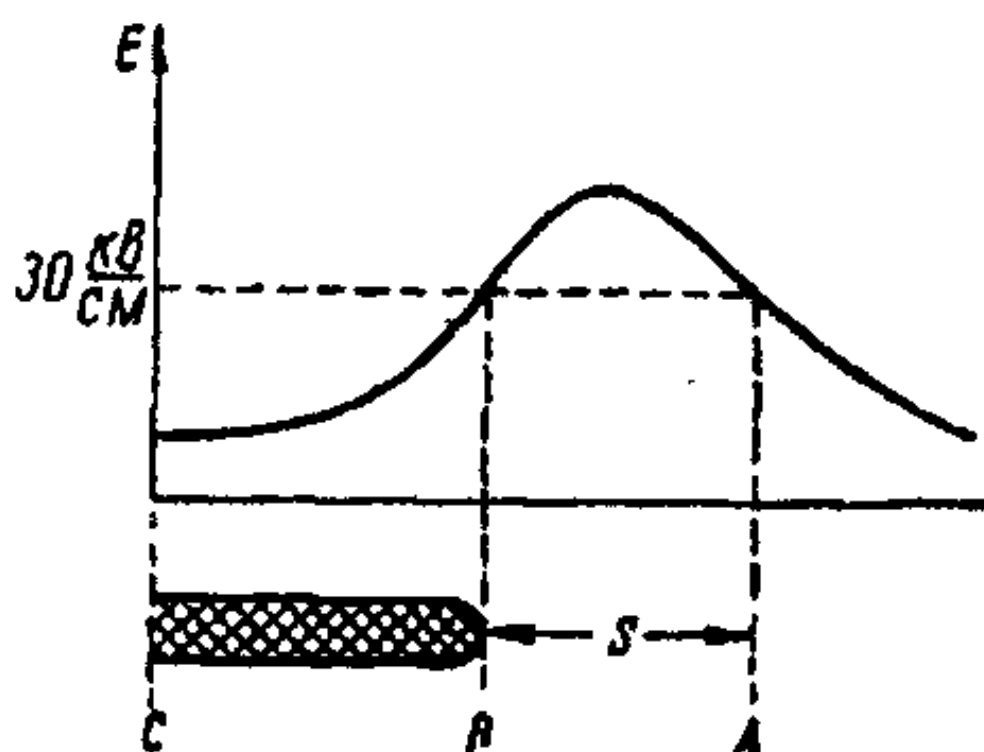


Рис. 16. Развитие канала молнии
 E — напряженность поля.

неподвижными положительными ионы нейтрализуются при этом движущимися вдоль искрового канала отрицательными электронами, которые превращают его в практически нейтральную „плазму“ газового разряда.

Таким образом, электрический разряд остается сосредоточенным на фронте канала, у его виртуального острия. Вместе с ним, вблизи этой точки остается сосредоточенным и электрическое поле. Мы получаем, таким образом, картину „электрической волны“ — с максимумом амплитуды и заряда на переднем крае канала (рис. 16). При этом необходимо различать два случая [86] и [87].

1. Скорость движения этого переднего края v больше скорости движения в ту же самую сторону создаваемых им ионов того же знака v_1 .

Этот случай реализуется при положительном острие, так как скорость движения положительных ионов в электрическом

поле $E_k = 30 \text{ кВ/см}$ не превышает 10^6 см/сек ,¹ между тем как скорость продвижения конца канала в 10—1000 раз больше этой величины. Так например, средняя скорость продвижения первого (ступенчатого) лидера молнии составляет 10^7 см/сек , а скорость отдельных рывков достигает 10^9 см/сек , так же как и скорость последующих (непрерывных) лидеров, представляющих собой, в сущности говоря, лишь электрические волны в созданном первым лидером проводе. Таким образом, в случае положительного канала граница последнего должна быть очень резкой; при этом ионизация (электронными ударами) осуществляется в узком интервале между B и C .

Что касается скорости удлинения канала, то как мы сейчас увидим, она остается практически такой же, как и в случае отрицательного канала, определяясь подвижностью электронов в критическом поле.

2. Скорость движения переднего края канала v приблизительно равна скорости движения зарядов того же знака v_2 .

Этот случай соответствует отрицательному каналу, причем скорость весьма близка к скорости движения самих электронов в критическом поле E_k . Заметим, что средняя кинетическая энергия беспорядочного движения, приобретаемая электронами в поле E , если не учитывать ионизации, т. е. считать все столкновения упругими, выражается формулой

$$\bar{W} = \sqrt{\frac{M}{m}} (e l E).$$

В самом деле, при столкновении электрона с нейтральными молекулами, масса которых M значительно больше массы электрона m , последний теряет в среднем $\frac{m}{M}$ -ю часть своей начальной энергии $W = \frac{1}{2} m v^2$. При таких условиях увеличение энергии электрона за время свободного пробега, обусловленное ускоряющим действием внешнего поля, может

¹ Скорость эта определяется элементарной формулой $\frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{l}{v_r} E$,

где e , m , l и v_r — заряд, масса, средняя длина свободного пробега и тепловая скорость электронов.

оказаться больше, чем энергия, теряемая им при столкновении с нейтральной частицей. Пренебрегая при вычислении длительности свободного пробега l преимущественным движением электрона в направлении действующей на него силы eE , мы можем эту длительность выразить формулой $\frac{l}{v} = \frac{l}{\sqrt{2W/m}}$.

Таким образом, энергия, теряемая электроном в единицу времени благодаря столкновениям с нейтральными частицами, выражается произведением

$$\frac{m}{M} W \cdot \frac{v}{l} = \frac{m}{M} \frac{W \sqrt{2W/m}}{l}. \quad (1)$$

С другой стороны, путь, пройденный электроном за это время в направлении поля, равен средней скорости его дрейфа

$$u = \frac{elE}{2mv} = \frac{elE}{2 \sqrt{2mW}}. \quad (2)$$

Умножая u на силу eE , мы получим работу, совершаемую полем за единицу времени,

$$\frac{e^2 E^2 l}{2 \sqrt{2mW}}.$$

Приравнивая это выражение предыдущему, получим значение энергии электрона W , при котором он, в среднем, столько же теряет энергии при столкновениях, сколько и получает под действием поля. Таким образом, среднее или "стационарное" значение энергии оказывается равным

$$\overline{W} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M}{m}} (elE). \quad (3)$$

Подставляя это выражение в (2), получаем для скорости дрейфа электронов, т. е. средней скорости их движения в направлении поля, формулу

$$u = \frac{\sqrt{elE}}{2 \sqrt{Mm}}. \quad (4)$$

При $m = 10^{-27}$ и $M = 6 \cdot 10^4 m$ (что соответствует массе молекулы кислорода или азота), имеем $\sqrt{Mm} \cong 10m$, так что

средняя скорость дрейфа электронов под действием поля $E = 30\,000$ в/см $= 100$ э. ст. ед. оказывается равной приблизительно 10^6 см/сек.

Предыдущий расчет не вполне точен, так как он рассматривает только упругие столкновения электрона с молекулами, между тем как ионизация последних предполагает что столкновения являются, по крайней мере, отчасти неупругими. Если предположить, что средняя энергия беспорядочного движения электронов \overline{W} достигает значения, соответствующего ионизационному потенциалу или потенциалу возбуждения молекул, то для скорости дрейфа электронов, согласно формуле (2), получается несколько большее значение, а именно, около 10^7 см/сек, которое весьма близко к скорости удлинения канала искры, если определять ее отношением длины искрового промежутка ко времени запаздывания разряда.

Заметим, что в случае положительного острия это время оказывается, примерно, в 2—3 раза больше, т. е. скорость развития канала искры в 2—3 раза меньше, чем в случае отрицательного.

Одновременное исследование молнии фотографическим методом (с помощью вращающейся камеры) и осциллографическое исследование обусловленного ею изменения электрического поля на поверхности земли свидетельствует о том, что канал, образуемый первым (ступенчатым) лидером, заполнен по всей своей длине отрицательным электрическим зарядом приблизительно постоянной плотности. После достижения земной поверхности этот заряд практически мгновенно уходит в землю [84].

§ 4. Шаровая молния

Наряду с обычными молниями, имеющими форму ветвящегося дерева (ствол которого обычно направлен к аноду, а ветви — к катоду), в современном учении о грозовых явлениях встречаются указания на существование более сложных и странных образований, которые также принято называть „молниями“, и, в частности, так называемой „четкообразной молнии“, состоящей из цепочки светящихся шаров или даже из одного такого шара. В последнем случае говорят о „шаровой молнии“ или об „огненном шаре“. Четкообразная молния

представляет собой, повидимому, не что иное, как ряд шаровых молний, возникших вдоль канала обыкновенной молнии и исчезающих, не успев отделиться друг от друга.

Что же представляет собой одиночная шаровая молния? В настоящее время можно считать установленным тот факт, что шаровая молния представляет собой не своеобразную форму электрического разряда (как думали раньше), а газовый шар, возникший в результате обычного (искрового) электрического разряда, — по всей вероятности на пути его.

Известно, что при прохождении электрической искры через газы, в последних происходят различные химические реакции, приводящие к образованию более или менее неустойчивых химически активных веществ в газообразном или конденсированном состоянии. В частности, в воздухе образуются при этом озон, или окислы азота, или, наконец, активный (одноатомный) азот, отличающийся длительным послесвечением.

Естественно предположить, что шаровая молния представляет собой один из этих активных газов в чистом виде или в смеси с воздухом, и объяснить различные свойства ее, исходя из этого представления.

Такого рода попытки делались давно [38], [39]. Однако авторы их не могли объяснить обособленности газового шара, образующего „шаровую молнию“, от окружающего воздуха. В случае жидкости такое обособление объяснялось бы поверхностным натяжением между нею и окружающей жидкостью (при условии приблизительной одинаковости удельных весов).

Но шаровая молния является не жидким, а *газовым* шаром с плотностью, мало отличной от плотности обычного воздуха, что явствует хотя бы из того факта, что она может „плавать“ в воздухе, подобно мыльному пузырю, или держаться в покоем состоянии на каком-либо (преимущественно металлическом) предмете.

Ранее (в 1940 г.) я предпринял попытку применить к шаровой молнии модель мыльного пузыря, заменив мыльный раствор продуктами конденсации активных газов, возникающих в воздухе при электрическом разряде [40]. Однако для возникновения тонкой пленки этих продуктов в воздухе нет никаких оснований — ни теоретических, ни экспериментальных.

Явления „коллективного движения“, описанные нами выше (гл. III, § 6) и выражающиеся, в частности, в существовании „шаровых вихрей“, которые стабилизируют жидкую или газообразную массу суспензии, придавая ей шарообразную форму, открывают новую возможность объяснения шаровой молнии, именно как массы подобной суспензии, охваченной вихревым движением, которое она приобретает при падении по отношению к окружающему воздуху и благодаря чему сохраняет форму шара.

О природе этой суспензии можно сделать следующие два предположения.

1. Твердыми (или жидкими) частицами являются (в основном) сконденсировавшиеся в капельки или кристаллики массы тех самых активных газов, которые и образуют шаровую молнию.

Таким образом, последняя подобна обычному облаку, с той разницей, что она состоит не из водяных паров, смешанных с капельками или кристалликами воды, а из паров химически активных веществ, возникших при прохождении электрического разряда, и продуктов их частичной конденсации — в концентрации значительно большей, чем „водность“ обычных облаков.

2. Твердыми частицами в „шаровой молнии“ являются частицы постороннего вещества — минеральной пыли или дыма, которые существуют в воздухе и при нормальных условиях и которые, попадая в область, образованную химически активными газами, образующими шаровую молнию, создают в ней вихревое движение, которое придает ей шарообразную форму.

В пользу этой гипотезы говорит тот факт, установленный многочисленными наблюдениями, что шаровые молнии возникают преимущественно при электрическом разряде в *запыленном* воздухе (а также часто описанный факт проникновения шаровой молнии в закрытые помещения через дымоходы, где, с рассматриваемой точки зрения, она и формируется).

Независимо от той роли, которую пыль или дым могут играть в создании того вихревого движения, которому шаровая молния обязана своей формой, они, как уже указывалось в предыдущей работе [40], играют существенную роль в

„демаскировании“, т. е. обнаружении шаровой молнии, обеспечивая характерное для нее свечение. А именно, это свечение следует приписать тому обстоятельству, что активные вещества, образующие газообразную форму шаровой молнии, могут достаточно быстро „дезактивироваться“ (путем, например, разложения на химически стойкие продукты) лишь при соприкосновении с частицами твердых тел, способными играть роль катализаторов. Такими частицами и являются, повидимому, частицы пыли или дыма. Энергия, отдаваемая им газообразными частицами шаровой молнии, нагревает их до высокой температуры и заставляет светиться.

Эта демаскирующая роль частиц пыли или дыма остается в силе и в том случае, если вихревое движение, обеспечивающее существование шаровой молнии с устойчивой шарообразной формой, обуславливается, в основном, твердыми частицами того же самого вещества (например окислов азота), из которого она состоит в газообразном состоянии, так как эти частицы не могут, очевидно, играть роль катализатора для дезактивации молекул этого газа.

Возможно, впрочем, что при отсутствии пыли „собственные“ твердые частицы обеспечивают шаровой молнии слабое красноватое свечение, характерное именно для окислов азота.

§ 5. Сравнение теории шаровой молнии с данными наблюдений

До сих пор никому еще не удавалось воспроизвести искусственно явление шаровой молнии, если не считать два или три случайных опыта, при которых наблюдались миниатюрные огненные шары. При эфемерности существования шаровой молнии (длящегося, в среднем, всего лишь несколько секунд и очень редко достигающего одной-двух минут) в связи с внезапностью появления ее, очень трудно, при таких условиях, производить какие-либо систематические наблюдения и опыты, например, определять спектр, внутреннее движение и т. п.

Наблюдения, произведенные за большой период времени (вторая половина прошлого века и первая — нынешнего), показывают, что шаровые молнии можно разделить на две группы — подвижные и неподвижные. Первые в своем движении избегают твердых, в особенности металлических предметов;

вторые, наоборот, „прикрепляются“ к последним. С этим связано различие в яркости и спектре: подвижные шары светятся красноватым светом, напоминающим свечение метео-ритных следов в атмосфере и вероятно зависящим от свечения дву-окси азота; неподвижные шары испускают ослепительно белый свет. Повидимому, в последнем случае в свечении участвуют коллоидные частицы металлического тела, служащего опорой для „молний“; эти частицы возникают путем испарения с его поверхности и последующей конденсации металлического пара.¹ При этом подвижные молнии часто закрепляются на одном месте, а неподвижные, наоборот, снимаются с него и улетают. Диаметры тех и других колеблются обычно в интервале от 10 до 20 см. При исчезновении светящегося шара, сопровождающемся во многих случаях сильным взрывом, остается туман с характерным для окислов азота запахом. Иногда один шар расщепляется на несколько меньших шаров. Как уже упоминалось выше, огненные шары часто появляются в виде цепи, образуя „четкообразную“ молнию; в частности, наблюдались два больших светящихся шара, связанные друг с другом цепочкой маленьких.

При соприкосновении с металлическим телом шаровая молния обычно размягчает, иногда расплавляет его и даже, частично, вызывает его испарение. При соприкосновении с наружными покровами живого организма она вызывает ожоги, а часто и смерть. Взрыв шаровой молнии, если он вообще происходит, наступает всегда внезапно и имеет значительную силу.

Возникает шаровая молния не обязательно в области искрового разряда. Зарегистрирован ряд случаев, когда она появлялась вдали от подобной области.

Все эти факты удовлетворительно согласуются с набросанной выше картиной возникновения и физико-химической природы шаровых молний. Более того, эта картина позволяет составить себе довольно ясное представление об их возникновении, эволюции и гибели.

Можно себе представить, что при прохождении искрового разряда через запыленную часть атмосферы в канале электри-

¹ Аналогичное явление, в котором роль активных газовых частиц играют возбужденные (метастабильные) атомы неона, продемонстрировал мне в 1931 г. Лангмюир.

ческого разряда образуются активные газы, в которых взвешены твердые или жидкие продукты их конденсации и мелкая пыль. В результате падения твердых и жидких частиц по отношению к газам, в последних возникает вихревое движение, в котором участвуют и эти частицы и которое приводит к образованию отдельных огненных шаров (шаровых вихрей). Перемещение этих шаров в окружающем воздухе происходит до некоторой степени независимо от него, что вполне соответствует движению изолированного вихря в покоящейся среде.

Обход „свободными“ шарами разного рода препятствий, образуемых посторонними предметами, вполне соответствует аналогичному эффекту при движении обычных вихревых колец и объясняется весьма просто законами гидродинамики. То обстоятельство, что подобный шар может случайно „привязаться“ к подобному предмету, объясняется, вероятно, тем, что при достаточном приближении к нему огненного вихря этот предмет начинает испаряться, создавая облако пыли, которое втягивается в вихревое движение основной массы газа и тем самым удерживает эту массу.

С точки зрения цепной теории химических реакций представляется вполне естественным существование верхнего и нижнего пределов концентрации различных веществ, при которых они реагируют друг с другом или, наоборот, перестают реагировать: при этом, если реакция оказывается возможной, то она развивается до ощутимой скорости в течение некоторого „периода индукции“, который может варьировать в весьма широких пределах.

Поскольку активный газ, образующий, вместе с облаком пылевидных продуктов его конденсации или обычной пыли, шаровую молнию, может, хоть и медленно, диффундировать в окружающий воздух, так что концентрация его внутри „молнии“ уменьшается, естественно ожидать, что шаровая молния может взорваться, если диффузия активного газа происходит достаточно медленно, или исчезнуть без взрыва, если она происходит достаточно быстро (так что период индукции оказывается дольше, чем время нахождения вблизи оптимальной концентрации).

ГЛАВА VI

ВАРИАЦИИ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Электрическое поле над данной точкой земной поверхности не остается неизменным, но с течением времени изменяется в зависимости от облачности, а также в зависимости от времени суток (суточные вариации) и времени года (сезонные вариации). Эти закономерные вариации можно выделить с помощью гармонического анализа на фоне хотя и более значительных, но неправильных вариаций, обусловленных изменением погоды.

Вариации охватывают все элементы атмосферного электричества — напряженность поля (или градиент потенциала), электропроводность воздуха, плотность (вертикального) электрического тока, объемную плотность электрического заряда.

Уравнения $j = \lambda E = \text{const}$ и $\frac{dE}{dz} = -4\pi\rho$ позволяют, однако, свести все изменения, в основном, к изменению только одной величины, а именно электропроводности λ — поскольку плотность тока остается неизменной в пространстве и во времени. На самом деле, однако, она также испытывает наряду с резкими флуктуациями (связанными, например, с грозовыми разрядами) правильные вариации, которые также отражаются на величине E .

Прежде чем идти дальше, заметим, что все рассматриваемые изменения элементов атмосферного электричества связаны с изменением состояния одной лишь тропосферы; вопреки часто высказывавшемуся предположению, эта область атмосферы практически полностью изолирована от более высоких областей, называемых ионосферой, в которых ионизация воздуха определяется ультрафиолетовыми лучами солнца и в которых суточный ход ее непосредственно обусловлен солнечным временем.

§ 1. Суточные и сезонные вариации электропроводности и градиента потенциала

Суточный ход электропроводности атмосферы λ зависит от солнечного времени только косвенным образом, поскольку интенсивность космических лучей, являющихся основным источником ионизации тропосферы, не зависит практически от положения солнца. При таких условиях суточные вариации λ (а также E) зависят, главным образом, от степени *запыленности* воздуха (включая действие туманов и облаков). Как уже указывалось в гл. II, § 5, с увеличением этой запыленности увеличивается скорость разрядки воздушных ионов на частичках пыли, и тем самым уменьшается концентрация этих ионов, а следовательно, и электропроводность воздуха. Эта корреляция непосредственно подтверждается опытами над искусственным запылением воздуха, например, при зажигании сильно дымящих костров. При этом сразу же возрастает напряженность электрического поля над рассматриваемой местностью — что является следствием условия $\lambda E = j = \text{const}$, которое имеет тенденцию сохраняться, несмотря на эти изменения. Изменение E находится в количественном согласии с изменением λ , вытекающим из соотношения

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta E}{E} = 0,$$

причем величина $\frac{\Delta \lambda}{\lambda}$ может быть вычислена с удовлетворительной точностью по формуле $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n}$, где n — концентрация ионов (обоих знаков), которая связана с концентрацией пыли в воздухе N соотношением $\alpha n_0 = \beta n^2 + \gamma N n$ (гл. II, § 5).

Роль пыли в отношении захвата ионов воздуха могут играть, как мы знаем, и капельки воды, образующие облака и туманы. Поэтому даже при отсутствии дыма средняя электропроводность воздуха должна уменьшаться с возрастанием облачности. Это обстоятельство имеет место, повидимому, в утренние часы в связи с возникновением вертикальных воздушных течений и образованием кучевых облаков.

Суточный ход электропроводности находится в полном соответствии с этими соображениями, в особенности в зимние месяцы, обнаруживая минимум λ в дневные часы и максимум —

ночью. В летние месяцы этот простой ход осложняется вторым минимумом до полудня и вторым максимумом после полудня.

Впрочем, эти осложнения исчезают с увеличением высоты местности. Так например, в Париже на высоте Эйфелевой башни (300 м) суточный ход проводимости воздуха в летний сезон оказывается совершенно сходным с суточным ходом его внизу в зимний сезон. На высоте, превышающей 3000 м, как суточные, так и годовые колебания λ прекращаются. Что касается сезонных вариаций, то они сводятся к минимуму λ зимой (декабрь или январь) и максимуму летом (июль или август). При этом отношение максимума к минимуму составляет 1,4 [41].

Колебания градиента потенциала, как уже упоминалось выше, противоположны по фазе колебаниям электропроводности, в согласии с соотношением $\lambda E = \text{const}$.

Сказанное относится к колебаниям λ и E над сушей. Над океаном суточные колебания имеют как зимой, так и летом характер простой волны с одним максимумом и одним минимумом, причем *фаза этой волны оказывается одинаковой для всего земного шара*. Весьма замечательно, что максимум и минимум E соответствуют, вместе с тем, максимуму и минимуму грозовой деятельности на земном шаре. Эта универсальность океанической (унитарной) волны напряженности поля, в смысле синфазности ее для различных точек водной поверхности, а также совпадение ее с волной грозовой деятельности свидетельствуют о том, что последняя в среднем усиливается с возрастанием среднего значения E или с убыванием среднего значения λ . Следует ли усматривать в этом причинную связь или же связь коррелятивную — в настоящее время сказать трудно.

Антифазность колебаний λ и E над различными точками поверхности океана, вероятно, объясняется неравномерным распределением воды и суши на поверхности земного шара. По всей вероятности, материковый массив с его пылевым дыханием „делает погоду“ для всей остальной, т. е. в основном, водной поверхности, обуславливая минимум и максимум электропроводности в различных ее точках при максимуме или минимуме запыленности воздуха над материковым массивом.

Точно так же одна из двух волн в суточном колебании λ и E над сушей в летние месяцы обуславливается, повидимому, колебаниями облачности, а вторая — колебаниями запылен

ности. Последние колебания простираются на сравнительно небольшую высоту, почему они и не дают себя знать в точках земной атмосферы на высоте, превышающей несколько сот метров.

§ 2. Электродный эффект

При рассмотрении электрического поля в непосредственной близости к земной поверхности необходимо считаться с так называемым „электродным эффектом“, который обусловлен некоторыми осложнениями в механизме электрического тока вблизи поверхности проводника в связи с тем обстоятельством, что на последней могут разряжаться лишь ионы противоположного знака (которые к ней притягиваются). Так например, если при безоблачной погоде поверхность земли заряжена отрицательно, то электрический ток может переноситься на нее только положительными ионами. Таким образом, плотность тока у самой поверхности определяется не обычным выражением λE_0 , а произведением E_0 на λ_+ .

Плотность тока на некоторой высоте $z > 0$ выражается при этом формулой

$$j = \rho k E,$$

где ρ — плотность положительного заряда, а k — подвижность положительных ионов (если считать, что отрицательные ионы вовсе отсутствуют). Заменяя ρ через $\frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial z}$ ¹, получаем

$$j = \frac{k}{8\pi} \frac{\partial E^2}{\partial z} = \text{const}, \text{ откуда следует } E^2 - E_0^2 = \frac{8\pi j}{k} z,$$

т. е.

$$E = \sqrt{E_0^2 + \frac{8\pi j z}{k}} \quad (1)$$

и

$$\rho = \frac{j/k}{E}, \quad (2)$$

¹ Предполагая $\frac{\partial E}{\partial x}$ и $\frac{\partial E}{\partial y}$ равными нулю, это допущение не совсем точно, т. к. согласно данным Имянитова [30] поле у поверхности земли может иметь за счет неравномерно распределенного объемного заряда не только вертикальную, но и горизонтальную составляющую.

откуда явствует, что максимальное значение ρ соответствует $z = 0$, тогда как E возрастает с высотой.

Само собой разумеется, что предыдущие формулы справедливы лишь при небольших значениях z .

Более полная и точная теория электродного эффекта может быть получена исходя из выражения

$$j = (\lambda_+ + \lambda_-)E + D' \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (3)$$

в правой части которого первый член представляет собой обычный ток проводимости, а второй — ток диффузионного типа, обусловленный турбулентной диффузией в нижних слоях воздуха.

Если считать коэффициент турбулентной диффузии D' постоянным, то уравнение (3) легко решается, а именно, заменяя ρ через $\frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dz}$, получаем

$$j = \lambda E + \frac{D'}{4\pi} \frac{d^2 E}{dz^2} = \text{const.} \quad (3a)$$

Полагая также $\lambda = \text{const}$, что для небольших высот является вполне допустимым приближением, получаем:

$$E = Ae^{V\gamma z} + Be^{-V\gamma z} + \frac{j}{\lambda},$$

где $\gamma = \frac{4\pi\lambda}{D'}$. Так как E должно оставаться конечным при возрастании z и принимать определенное значение E_0 на поверхности, $A = 0$ и $B = E_0 - \frac{j}{\lambda}$, т. е., следовательно,

$$E = \left(E_0 - \frac{j}{\lambda}\right) e^{-V\sqrt{\frac{4\pi\lambda}{D'}}z} + \frac{j}{\lambda}. \quad (4)$$

При $z \gg \sqrt{\frac{D'}{4\pi\lambda}}$ эта формула переходит в обычную $j = \lambda E$. Полагая турбулентный коэффициент диффузии равным $10^6 \text{ см}^2/\text{сек}$ и $\lambda = 4 \cdot 10^{-4}$, получаем $z_0 = \sqrt{\frac{D'}{4\pi\lambda}} = 5 \cdot 10^2 = 500 \text{ м}$.

В действительности D' возрастает с высотой, становясь практически пренебрежимо малым при $z = 0$, так что толщина приэлектродного слоя оказывается значительно меньше приведенного выше значения.

Этот вопрос рассмотрен более подробно в статье П. Н. Тверского [42].

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Simpson and F. Scrase, Proc. Roy. Soc., 161, 309, 1937;
G. Simpson and Robinson, Proc. Roy. Soc., 177, 281, 1941;
G. Simpson, Quart. Journ. R. Met. Soc., 68, 1, 1942.
2. В. С. Комельков, Метеорология и гидрология № 6, 17, 1948.
3. I. Elster u. H. Geitel, Phys. Zschr., 14, 1287, 1913; там же, 17, 458, 1916.
4. C. T. R. Wilson, J. Frankl. Inst., 208, 1, 1929.
5. Н. А. Бах, ЖФХ, 1, 1, 1935.
6. L. Loeb, Rev. Mod. Phys., 8, 276, 1936.
7. I. Langmuir, Coll. Science Monograph, 1927.
8. P. Langevin, C. R. Ac. Sc., 140, 232, 1905.
9. I. Langmuir, Phys. Rev., 12, 368, 1918.
10. H. Wright, Terr. Magn., 39, 277, 1934; Proc. Roy. Soc. 48, 675, 1936.
11. P. Nolan, Proc. Ir. Acad., 41, 61, 1933; Scholz, Wien. Ber. II-a, 140, 49, 1931.
12. P. Lenard, Ann. d. Phys., 46, 584, 1892. Ср. обзор A. Coehn, Hbch. d. Physik. Geiger-Scheel, 13, 350, 1928.
13. Я. И. Френкель, ЖФХ, 14, 305, 1940.
14. Я. И. Френкель, Кинстическая теория жидкостей, гл. I, § 6.
15. А. Н. Фрумкин и А. Д. Обручева, Koll. Zschr. 54, 2, 1931.
16. A. Bühl Koll. Zschr., 49, 346, 1932.
17. M. Smoluchowski, Hbch. d. Physik. Graejs.
18. Thomson and Tait, см. Maxwell фр. изд., т. I, стр. 331.
19. Г. Ф. Друкарев, Изв. АН СССР, сер. геогр. 8, 330, 1944; там же 9, 94, 1945.
20. H. Benard, Ann. de. Chem. et de Phys., 23, 62, 1901; Rayleigh, Phil. Mag., 32, 529, 1916; Jeffreys, Phil. Mag., 32, 833, 1916; Southwell and Pellew, Proc. Roy. Soc., 172, 312, 1940.
21. Я. И. Френкель и Н. С. Шишкин, Изв. АН СССР, сер. геогр. 10, 301, 1946.
22. Я. И. Френкель, Изв. АН СССР, сер. геогр., 8, 325, 1944.
23. I. Langmuir, Science Progress, 1947.
24. Я. И. Френкель и А. М. Мороз, ЖФХ, 1949.
25. Ср. Г. Ламб, Гидродинамика, стр. 278 и 309; см. также Hill, On a special vortex. Phil. Trans. A. 185, 1894.
26. G. Elton, Nature, 161, 847, 1948.
27. R. Davies and W. Standing, Proc. Roy. Soc., 191, 304, 1947.

28. В. И. Арабаджи, ЖТФ (печатается).
29. J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, 1934.
30. В. А. Соловьев, Метеорология и гидрология № 3, 19, 1941.
31. М. Н. Герасимова, Изв. АН СССР, сер. геогр. № 4—5, 397, 1939.
32. Sixtus and Tonks, Phys. Rev, 37, 930, 1931.
33. И. М. Имянитов, Изв. АН СССР, сер. геогр. 13,4, 1949.
34. B. Schonland, Kodes, Collins. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 166, 56, 1938.
35. Г. Симпсон, Молния, Л. 1929.
36. Goodlet, Journ. I.E.E., 81, 1, 1937.
37. B. Schonland, Trans. South. Afr. IEE, 24, 148, 1933.
38. Thornton, Phil. Mag., 21, 630, 1911.
39. Kilburn and Scott, Journ. IEE, 81, 31, 1937.
40. Я. И. Френкель, ЖЭТФ, 10, 1425, 1940.
41. В. Н. Оболенский Курс метеорологии, стр. 647. (М.-Свердловск, Гидрометеониздат, 1944 г.). См. также П. Н. Тверской, Изв. АН СССР, сер. геогр. 12, 489, 1948.
42. П. Н. Тверской и М. П. Тимофеев, Изв. АН СССР, сер. геогр. 12, 377, 1948.
43. М. А. Аганин, Журнал РФХО физ. отд., 47, 12, 1915.
М. А. Аганин, Журнал РФХО физ. отд., 47, 34, 1915.
Н. Гезехус, Журнал РФХО физ. отд. 47, 203, 1916.

КНИГИ И МОНОГРАФИИ

1. В. Н. Оболенский, Курс метеорологии, М.-Свердловск, Гидрометеониздат, 1944.
2. П. Н. Тверской, Атмосферное электричество, Ленинград, Гидрометеониздат, 1949.
3. Е. Швейдлер, Сохранение электрического заряда земли, М.—Л., ОНТИ, 1936.
4. И. С. Стекольников, Физика молнии и грозозащита, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1943.
5. J. Fleming, Atmospheric Electricity and Terrestrial Magnetism Physics, of the Earth, VИ, 1939 г.
6. В. Гемфриз, Физика воздуха, М.—Л., ОНТИ, 1936.

Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS

Учебники и задачки по математике

Краснов М. Л. и др. Вся высшая математика. Т. 1-7.

Краснов М. Л. и др. Сборники задач «Вся высшая математика» с подробными решениями.

Босс В. Лекции по математике. Т. 1: Анализ; Т. 2: Дифференциальные уравнения; Т. 3: Линейная алгебра; Т. 4: Вероятность, информация, статистика; Т. 5: Функциональный анализ; Т. 6: От Дюфанта до Тьюринга; Т. 7: Оптимизация; Т. 8: Теория групп.

Боярчук А. К. и др. Справочное пособие по высшей математике (Антидемидович). Т. 1-5.

Александров И. И. Сборник геометрических задач на построение (с решениями).

Попов Г. Н. Сборник исторических задач по элементарной математике.

Яглом А. М., Яглом И. М. Неэлементарные задачи в элементарном изложении.

Золотаревская Д. И. Сборник задач по линейной алгебре.

Антоневич А. Б. и др. Задачи и упражнения по функциональному анализу.

Жуков А. В. и др. Элегантная математика. Задачи и решения.

Сурдин В. Г. Астрономические задачи с решениями.

Николаев О. С. Физика и астрономия: Курс практических работ для средней школы.

Серия «Классический университетский учебник»

Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей.

Колмогоров А. Н., Драгалин А. Г. Математическая логика.

Петровский И. Г. Лекции по теории обыкновенных дифференциальных уравнений.

Кононович Э. В., Мороз В. И. Общий курс астрономии.

Капитонов И. М., Ишханов Б. С., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра.

Квасников И. А. Термодинамика и статистическая физика. В 4 т.

Серия «Психология, педагогика, технология обучения»

Гнеденко Б. В. Математика и жизнь.

Гнеденко Б. В., Гнеденко Д. Б. Об обучении математике в университетах и педвузах.

Хинчин А. Я. Педагогические статьи.

Михеев В. И. Моделирование и методы теории измерений в педагогике.

Лачинов Ю. Н. Универсальный учебник: Познание через определенность сущностей.

Фридман Л. М. Что такое математика.

Фридман Л. М. Величины и числа. Популярные очерки.

Фридман Л. М. Теоретические основы методики обучения математике.

Серия «Знакомство с высшей математикой»

Понтрягин Л. С. Метод координат.

Понтрягин Л. С. Анализ бесконечно малых.

Понтрягин Л. С. Алгебра.

Понтрягин Л. С. Дифференциальные уравнения и их приложения.

Серия «Окружающий мир»

Тарасов Л. В. Звезды и атомы. В просторы космоса (Вселенная).

Тарасов Л. В. Звезды и атомы. В глубины вещества (атомы, молекулы, живые клетки).

Тарасов Л. В. Природа Земли: прошлое, настоящее, будущее.

Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS

Дифференциальные уравнения

- Филиппов А. Ф. Введение в теорию дифференциальных уравнений.
Эльсгольц Л. Э. Дифференциальные уравнения.
Степанов В. В. Курс дифференциальных уравнений.
Немыцкий В. В., Степанов В. В. Качественная теория дифференциальных уравнений.
Сикорский Ю. С. Обыкновенные дифференциальные уравнения.
Трикоми Ф. Дж. Дифференциальные уравнения.
Филипс Г. Дифференциальные уравнения.
Амелькин В. В. Автономные и линейные многомерные дифференциальные уравнения.
Амелькин В. В. Дифференциальные уравнения в приложениях.
Амелькин В. В., Калитин Б. С. Изохронные и импульсные колебания двумерных динамических систем.
Беллман Р. Теория устойчивости решений дифференциальных уравнений.
Лефшец С. Геометрическая теория дифференциальных уравнений.
Кузьмина Р. П. Асимптотические методы для обыкновенных диф. уравнений.
Петровский И. Г. Лекции по теории интегральных уравнений.
Ловитт У. В. Линейные интегральные уравнения.
Краснов М. Л. Интегральные уравнения. Введение в теорию.
Ландау Э. Введение в дифференциальное и интегральное исчисление.

Алгебра

- Чеботарев Н. Г. Теория Галуа.
Чеботарев Н. Г. Основы теории Галуа. В 2 кн.
Чеботарев Н. Г. Введение в теорию алгебр.
Чеботарев Н. Г. Теория алгебраических функций.
Чеботарев Н. Г. Теория групп Ли.
Маркус М., Минк Х. Обзор по теории матриц и матричных неравенств.
Шевалле К. Введение в теорию алгебраических функций.
Бэр Р. Линейная алгебра и проективная геометрия.
Золотаревская Д. И. Сборник задач по линейной алгебре.
Яглом И. М. Необыкновенная алгебра.
Уокер Р. Алгебраические кривые.
Фробениус Ф. Г. Теория характеров и представлений групп.

Теория чисел

- Вейль А. Основы теории чисел.
Вейль Г. Алгебраическая теория чисел.
Ингам А. Э. Распределение простых чисел.
Хинчин А. Я. Три жемчужины теории чисел.
Хинчин А. Я. Цепные дроби.
Карацуба А. А. Основы аналитической теории чисел.
Жуков А. В. Вездесущее число «пи».
Ожигова Е. П. Что такое теория чисел.
Оре О. Приглашение в теорию чисел.
Гельфонд А. О. Трансцендентные и алгебраические числа.

Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS

Теория вероятностей

- Гнеденко Б. В., Хинчин А. Я. Элементарное введение в теорию вероятностей.
 Гнеденко Б. В., Коваленко И. Н. Введение в теорию массового обслуживания.
 Хинчин А. Я. Асимптотические законы теории вероятностей.
 Хинчин А. Я. Математические основания квантовой статистики.
 Хинчин А. Я. Работы по математической теории массового обслуживания.
 Боровков А. А. Теория вероятностей.
 Боровков А. А. Эргодичность и устойчивость случайных процессов.
 Пытьев Ю. П. Возможность. Элементы теории и применения.
 Григорян А. А. Закономерности и парадоксы развития теории вероятностей.
 Кац М. Вероятность и смежные вопросы в физике.
 Золотаревская Д. И. Теория вероятностей. Задачи с решениями.
 Мизес Р. Вероятность и статистика.
 Яглом А. М., Яглом И. М. Вероятность и информация.

Математическая логика

- Клини С. Математическая логика.
 Бахтияров К. И. Логика с точки зрения информатики.
 Гамов Г., Стерн М. Занимательные задачи.
 Драгалин А. Г. Конструктивная теория доказательств и нестандартный анализ.
 Перминов В. Я. Развитие представлений о надежности математического доказательства.
 Петров Ю. А. Логические проблемы абстракций бесконечности и осуществимости.
 Гастев Ю. А. Гомоморфизмы и модели (логико-алгебраич. аспекты моделирования).
 Френкель А. А., Бар-Хиллел И. Основания теории множеств.
 Бирюков Б. В., Тростников В. Н. Жар холодных чисел и пафос бесстрастной логики.
 Бирюков Б. В. Крушение метафизической конденсации универсальности предметной области в логике. Контроверза Фреге—Шрёдер.
 Бирюкова Н. Б. Логическая мысль во Франции XVII — начала XIX столетий.
 Бежанишвили М. Н. Логика модальностей знания и мнения.

Математическое моделирование

- Тарасевич Ю. Ю. Математическое и компьютерное моделирование.
 Тарасевич Ю. Ю. Перколяция: теория, приложения, алгоритмы.
 Плехотников К. Э. Математическое моделирование и вычислительный эксперимент.
 Мышкис А. Д. Элементы теории математических моделей.
 Калман Р., Фалб П., Арбиб М. Очерки по математической теории систем.
 Киселева И. А. Коммерческие банки: модели и информационные технологии.
 Вайдлих В. Социодинамика: системный подход к математическому моделированию социальных наук.

Теория графов

- Харари Ф. Теория графов.
 Оре О. Графы и их применение.
 Родионов В. В. Методы четырехцветной раскраски вершин плоских графов.
 Мельников О. И. Незнайка в стране графов.

Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS

Теория игр

Шикин Е. В. От игр к играм. Математическое введение.

Оуэн Г. Теория игр.

Жуковский В. И., Жуковская Л. В. Риск в многокритериальных и конфликтных системах при неопределенности.

Жуковский В. И. Кооперативные игры при неопределенности и их приложения.

Смольяков Э. Р. Теория антагонизмов и дифференциальные игры.

Смольяков Э. Р. Теория конфликтных равновесий.

Оптимизация

Софиева Ю. Н., Цирлин А. М. Введение в задачи и методы условной оптимизации.

Галеев Э. М. Оптимизация: теория, примеры, задачи.

Ковалев М. М. Дискретная оптимизация (целочисленное программирование).

Ковалев М. М. Матроиды в дискретной оптимизации.

Балакришнан А. Введение в теорию оптимизации в гильбертовом пространстве.

Понтрягин Л. С. Принцип максимума в оптимальном управлении.

Зеликин М. И. Оптимальное управление и вариационное исчисление.

Механика

Кирхгоф Г. Механика. Лекции по математической физике.

Жуковский Н. Е. Аналитическая механика.

Жуковский Н. Е. Механика системы. Динамика твердого тела.

Жуковский Н. Е. Кинематика, статика, динамика точки: университетский курс.

Арнольд В. И. Математические методы классической механики.

Арнольд В. И. и др. Математические аспекты классической и небесной механики.

Розенблат Г. М. Механика в задачах и решениях.

Розенблат Г. М., Панишина А. В., Козлова З. П. Теоретическая механика в решениях задач из сборника И. В. Мещерского: Динамика материальной точки.

Кузьмина Р. П. Математические модели небесной механики.

Пановко Я. Г., Губанова И. И. Устойчивость и колебания упругих систем.

Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле.

Тимошенко С. П. История науки о сопротивлении материалов.

Пфейффер П. Колебания упругих тел.

Малкин И. Г. Методы Ляпунова и Пуанкаре в теории нелинейных колебаний.

Малкин И. Г. Некоторые задачи теории нелинейных колебаний.

Малкин И. Г. Теория устойчивости движения.

Геккелер И. В. Статика упругого тела.

Новожилов В. В. Основы нелинейной теории упругости.

Сапунов В. Т. Классический курс сопротивления материалов в решениях задач.

Матвиенко Ю. Г., Сапунов В. Т. Сопротивление материалов в задачах и решениях.

Победра Б. Е., Георгиевский Д. В. Лекции по теории упругости.

Георгиевский Д. В. Устойчивость процессов деформирования вязкопластических тел.

Петкевич В. В. Основы механики сплошных сред.

Якоби К. Лекции по динамике.

Уиттекер Е. Т. Аналитическая динамика.

Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS



Мостеллер Ф.

Пятьдесят занимательных вероятностных задач с решениями

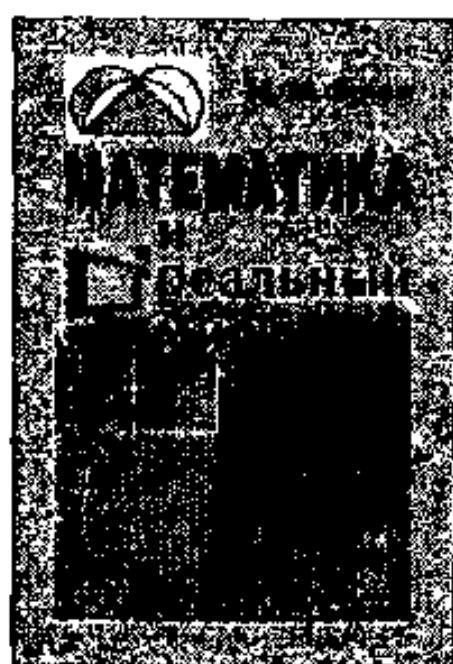
Настоящая книга, написанная известным американским математиком Фредериком Мостеллером, содержит 57 занимательных задач из области теории вероятности, 50 из которых решаются, а 7 — обсуждаются. Большинство задач вполне по силам самым широким кругам читателей, и лишь немногие из них требуют знания курса анализа, но и в этих случаях неподготовленный читатель сможет понять постановку задачи и ответ. Приведенные в книге решения не менее интересны, чем сами задачи.

Гамов Г., Стерн М.

Занимательные задачи

Данная книга представляет собой сборник интересных математических и физических задач-головоломок из различных областей науки. Каждая задача изложена в форме короткой истории.

Все задачи представлены в такой беллетризованной форме, что их с удовольствием могут (и, несомненно, будут) читать даже те, кто не любит математику. Никакой назидательности — полная благожелательность по отношению к читателю, юмор и блеск изложения отличают всю книгу от первой до последней страницы.



Яглом И. М.

Математика и реальный мир

Что такое математика? Что можно считать периодом ее зарождения? Какова ее роль в развитии других наук?

На эти и многие другие вопросы в доступной и занимательной форме дает ответ предлагаемая книга, представляющая интерес для весьма широкого круга читателей, начиная от школьников и заканчивая специалистами по прикладной математике.

Яглом И. М.

Как разрезать квадрат?

В книге популярно изложен круг вопросов, связанных с древней задачей о том, как разрезать квадрат на поларно различные квадраты. Рассмотрены различные обобщения этой задачи.

Книга рассчитана на школьников старших классов и студентов-математиков младших курсов. Она может быть использована также в работе школьных или студенческих математических факультативов.



Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS



Алексеев В. М. (ред.)

Избранные задачи по математике из журнала "АММ"

Уникальный по диапазону и разнообразию затрагиваемых тем сборник содержит задачи из многих разделов классической и современной математики. Задачи могут быть использованы для проведения школьных и студенческих олимпиад, в работе математических кружков и при самостоятельном углубленном изучении математики.

Книга представляет интерес для школьников старших классов, студентов, преподавателей математики и широкого круга любителей нестандартных задач.

Бурбаки Н.

Очерки по истории математики

Предлагаемая читателям книга является частью многотомного сочинения «Элементы математики», выпускаемого группой крупных французских математиков, объединившихся под общим псевдонимом Никола Бурбаки. В нем излагаются историко-математические сведения, необходимые, по мнению авторов, для понимания развития и содержания ряда основных идей и понятий математики. Трактровка предмета весьма своеобразна — в книге очень мало ссылок на классиков и почти не называются авторы наиболее значительных современных достижений. Тем не менее очерки весьма богаты конкретным материалом, позволяющим судить о развитии математических идей в XIX и XX вв.



Делман И. Я.

Рассказы о старой и новой алгебре

Во все времена математика была основой научно-технического и экономического развития народов. Она была тем действенным инструментом, тем микроскопом, который позволяет проникать в дебри знаний, составляющих основу нашей техники и цивилизации. Настоящая книга, написанная известным отечественным историком математики И. Я. Делманом (1885–1970), посвящена возникновению и развитию алгебры. Автор проходит с читателем 5000 лет истории алгебры — центральной части математической науки — и отвечает на такие вопросы, как «Что такое алгебра и для чего она нужна?», «Как возник школьный учебник алгебры?», «Как были найдены способы решения уравнения второй, третьей и четвертой степени?» и многие другие. Также книга снабжена большим количеством занимательных задач, которые развивают математическое мышление и смекалку.

Книга будет полезна математикам, историкам науки, учащимся средних школ и студентам математических и педагогических вузов, а также всем, кто интересуется историей математики.

Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS



Брайан Грин

ЭЛЕГАНТНАЯ ВСЕЛЕННАЯ

Суперструны, скрытые размерности
и поиски окончательной теории

Перевод с английского

Книга Брайана Грина — увлекательнейшее путешествие по современной физике, которая как никогда ранее близка к пониманию того, как устроена Вселенная. Квантовый мир и теория относительности Эйнштейна, гипотеза Калуцы—Клейна и дополнительные измерения, теория суперструн и браны, Большой взрыв и мульти-вселенные — вот далеко не полный перечень обсуждаемых вопросов.

Используя ясные аналогии, автор переводит сложные идеи современной физики и математики на образы, понятные всем и каждому. Брайан Грин срывает завесу тайны с теории струн, чтобы представить миру 11-мерную Вселенную, в которой ткань пространства рвется и восстанавливается, а вся материя порождена вибрациями микроскопических струн.

Роджер Пенроуз

НОВЫЙ УМ КОРОЛЯ

О компьютерах, мышлении и законах физики

Перевод с английского

Серия «Синергетика: от прошлого к будущему»

Монография известного физика и математика Роджера Пенроуза посвящена изучению проблемы искусственного интеллекта на основе всестороннего анализа достижений современных наук. Возможно ли моделирование разума? Чтобы найти ответ на этот вопрос, Пенроуз обсуждает широчайший круг явлений: алгоритмизацию математического мышления, машины Тьюринга, теорию сложности, теорему Геделя, телепортацию материи, парадоксы квантовой физики, энтропию, рождение вселенной, черные дыры, строение мозга и многое другое.

Книга вызовет несомненный интерес как у специалистов, так и у широкого круга читателей.



Тел./факс:

(495) 135-42-46,
(495) 135-42-16,

E-mail:

URSS@URSS.ru

<http://URSS.ru>

Наши книги можно приобрести в магазинах:

«Библио-Глобус» (м. Лубянка, ул. Мясницкая, 6. Тел. (495) 625-2457)
«Московский дом книги» (м. Арбатская, ул. Новый Арбат, 8. Тел. (495) 203-8242)
«Молодая гвардия» (м. Полянка, ул. Б. Полянка, 28. Тел. (495) 238-5001, 780-3370)
«Дом научно-технической книги» (Ленинский пр-т, 40. Тел. (495) 137-6019)
«Дом книги на Ладомской» (м. Бауманская, ул. Ладомская, 8, стр. 1. Тел. 267-0302)
«Гнозис» (м. Университет, 1 г-м. корпус ИГУ, комн. 141. Тел. (495) 939-4713)
«У Кентавра» (РГТУ) (м. Новослободская, ул. Чаянова, 15. Тел. (499) 973-4301)
«СПб. дом книги» (Невский пр., 28. Тел. (812) 811-3854)

Уважаемые читатели! Уважаемые авторы!



URSS

Наше издательство специализируется на выпуске научной и учебной литературы, в том числе монографий, журналов, трудов ученых Российской академии наук, научно-исследовательских институтов и учебных заведений. Мы предлагаем авторам свои услуги на выгодных экономических условиях. При этом мы берем на себя всю работу по подготовке издания — от набора, редактирования и верстки до тиражирования и распространения.

Среди вышедших и готовящихся к изданию книг мы предлагаем Вам следующие.

- Гарднер М. Этот правый, левый мир.
 Босс В. Интуиция и математика.
 Реньи А. Диалоги о математике.
 Вейль Г. О философии математики.
 Светлов В. А. Философия математики.
 Асмус В. Ф. Проблема интуиции в философии и математике.
 Ван дер Варден Б. Л. Пробуждающаяся наука: Математика Древнего Египта, Вавилона и Греции.
 Деппман И. Я. История арифметики.
 Ожигова Е. П. Развитие теории чисел в России.
 Шереметевский В. П. Очерки по истории математики.
 Медведев Ф. А. Очерки истории теории функций действительного переменного.
 Медведев Ф. А. Французская школа теории функций и множеств на рубеже XIX–XX вв.
 Стройк Д. Я. Очерк истории дифференциальной геометрии (до XX столетия).
 Ворожцов А. В. Путь в современную информатику.
 Гельфонд А. О. Вычеты и их приложения.
 Гельфонд А. О. Исчисление конечных разностей.
 Харди Г. Г. Апология математика.
 Харди Г. Г. Курс чистой математики.
 Харди Г. Г. Расходящиеся ряды.
 Харди Г. Г., Рогозинский В. В. Ряды Фурье.
 Харди Г. Г., Литтлвуд Д. Е., Полиа Г. Неравенства.
 Курант Р. Геометрическая теория функций комплексной переменной.
 Титчмарш Э. Введение в теорию интегралов Фурье.
 Данфорд Н., Шварц Дж. Т. Линейные операторы. Общая теория.
 Князев П. Н. Функциональный анализ.
 Картан Э. Интегральные инварианты; Козлов В. В. Интегральные инварианты после Пуанкаре и Картана.
 Трикоми Ф. Дж. Лекции по уравнениям в частных производных.
 Гильберт Д., Кон-Фоссен С. Наглядная геометрия.
 Яглом И. М. О комбинаторной геометрии.
 Яглом И. М. Комплексные числа и их применение в геометрии.
 Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т. Современная геометрия. Т. 1–3.

По всем вопросам Вы можете обратиться к нам:
 тел./факс (495) 135–42–16, 135–42–46
 или электронной почтой URSS@URSS.ru
 Полный каталог изданий представлен
 в Интернет-магазине: <http://URSS.ru>

**Научная и учебная
литература**

Об авторе

Яков Ильич ФРЕНКЕЛЬ

(1894–1952)

Выдающийся отечественный физик-теоретик, член-корреспондент АН СССР (1929). Окончил физико-математический факультет Санкт-Петербургского университета (1916). В 1918–1921 гг. — приват-доцент Таврического университета. С 1921 г. и до конца жизни возглавлял теоретический отдел Физико-технического института и кафедру теоретической физики Ленинградского политехнического института. Работал у В. Паули в Гамбурге и у Н. Бора в Геттингене (1925–1926), был участником Международного съезда физиков в Италии (1927), читал лекции в университете Миннесоты (США) в 1930–1931 гг.

Область научных интересов Я. И. Френкеля была необычайно широка — в нее входили электронная теория твердого тела, физика конденсированного состояния вещества, физика атомного ядра и элементарных частиц, общие вопросы квантовой механики и электродинамики, астрофизика, гео- и биофизика. Он занимался построением кинетической теории жидкостей (Государственная премия СССР, 1947), создал качественную теорию ферромагнетизма (1928) и квантовую теорию электрических и оптических свойств диэлектрических кристаллов (1930–1936). Мировое признание получили и работы Я. И. Френкеля в области общих разделов физической теории. Новые идеи, внесенные им в геофизику, нашли отражение в том числе и в монографии «Теория явлений атмосферного электричества», впервые вышедшей в 1949 г.

Наше издательство предлагает следующие книги:



интернет-магазин
OZON.ru



13271208

4662 ID 48382

НАУЧНАЯ И УЧЕБНАЯ



9 785484 009633 >

Тел./факс: 7 (495) 135-42-16
Тел./факс: 7 (495) 135-42-46



URSS

URSS.ru

Каталог изданий
в Интернете:
<http://URSS.ru>

Любые отзывы о настоящем издании, а также обнаруженные опечатки присылайте по адресу URSS@URSS.ru. Ваши замечания и предложения будут учтены и отражены на web-странице этой книги в нашем интернет-магазине <http://URSS.ru>