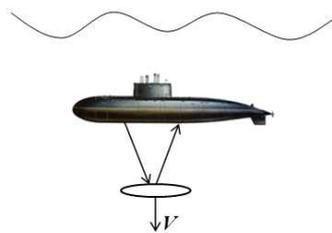


С.М. Коломиец

**ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА В ПРИЛОЖЕНИЯХ
К ЗОНДИРОВАНИЮ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА**



Обнинск, 2015

УДК 534.222+533.043+532.22

ББК 22.3:26.23

К 61

Коломиец С.М. Эффект Доплера в приложениях к зондированию атмосферы и океана: Монография. – Обнинск, 2015. - 114 с.: ил.

Эффект Доплера рассматривается как основа для создания новых методов определения вертикальных профилей скорости звука и показателя преломления в атмосфере и океане – методов «доплеровского локационного зондирования».

Анализируются два направления доплеровской локации. Для одного из них характерно то, что зондирующий объект перемещается по вертикали, при этом используется локация с одночастотной модуляцией акустической или электромагнитной волны.

Основная особенность второго направления - зондирующий объект неподвижен, а доплеровский локатор движется по горизонтали, что предпочтительно для ряда практических задач. При этом используется локация с многочастотной модуляцией, так что для определения профиля скорости звука и показателя преломления различные длины волн в определенном смысле соответствуют различным значениям глубины (высоты).

Монография предназначена для специалистов по физике атмосферы и океана, по акустике, радиолокации, а также для студентов старших курсов соответствующих специальностей вузов.

Библ. 54 наим.

УДК 534.222+533.043+532.22

ББК 22.3:26.23

© Коломиец С.М., 2015

Оглавление

| | |
|---|----|
| Предисловие | 5 |
| Введение | 6 |
| 1. Скорость звука и показатель преломления атмосферы/океана | 10 |
| 1.1. Зондирование атмосферы/океана | 10 |
| 1.2. Определение температуры и влажности воздуха по синхронным измерениям скорости звука, индекса преломления и давления | 13 |
| 1.3. Интерференционный метод определения скорости звука или показателя преломления | 16 |
| 1.3.1. Принцип действия | 17 |
| 1.3.2. Влияние скорости движения среды на результаты измерений .. | 23 |
| 1.4. Особенности эффекта Доплера в неоднородных средах | 25 |
| 1.4.1. Сдвиг частоты гармонической волны | 25 |
| 1.4.2. Сдвиг частоты модулированной волны | 30 |
| 2. Доплеровская локация с одночастотной модуляцией | 35 |
| 2.1. Определение вертикального профиля индекса преломления (профиля скорости звука) в атмосфере | 35 |
| 2.2. Траектория движения источника/приемника волны | 41 |
| 2.3. Градиенты скорости звука и конвективные движения в атмосфере | 45 |
| 2.3.1. Скорость звука и ветер в атмосфере | 45 |
| 2.3.2. Определение вертикального профиля скорости ветра | 49 |
| 2.4. Определение вертикального профиля скорости звука в океане | 54 |
| 2.4.1. Скорость звука в морской воде | 55 |
| 2.4.2. Доплеровская локация свободно погружающегося отражателя | 59 |
| 2.4.3. Качка судна и доплеровская локация | 64 |
| 3. Доплеровская локация с многочастотной модуляцией | 67 |
| 3.1. Зондирование океана | 67 |

| | |
|--|-----|
| 3.2. Зондирование тропосферы | 71 |
| 3.2.1. Наклонная трасса | 71 |
| 3.2.2. Рефракция волн в приземном слое атмосферы | 83 |
| 3.2.3. «Горизонтальная» трасса | 88 |
| 3.3. Зондирование ионосферы при использовании искусственных спутников Земли с пассивным ответом | 92 |
| 3.3.1. Показатель преломления ионосферы | 93 |
| 3.3.2. Доплеровская локация модулированными волнами | 95 |
| Заключение | 103 |
| Литература | 111 |

Предисловие

Эффект Доплера, в простейшем случае изложенный еще в школьном курсе физики, есть сдвиг частоты волны при взаимном перемещении источника и приемника относительно друг друга, причем этот сдвиг пропорционален отношению скорости V перемещения к скорости C распространения волны в данной среде. Основанная на этом эффекте доплеровская локация широко используется для определения скорости движения различных объектов по известной скорости распространения волны.

Как известно, «чтобы задать правильный вопрос, надо знать половину ответа». Сформулируем несколько таких «правильных» вопросов.

Эффект Доплера обычно рассматривается для монохроматической волны. Однако на практике широко используются модулированные волны. Тогда возникает вопрос, как в этом случае проявляется эффект Доплера?

Обычно полагают, что скорость C неизменна вдоль траектории движения объекта, в том числе, и вертикальной траектории. Однако в атмосфере и океане в большинстве случаев имеют место вертикальные градиенты скорости звука и показателя преломления. Тогда возникают следующие вопросы.

- Какое именно значение C следует использовать при вычислении V ?
- Можно ли по сдвигу частоты волны определить градиенты скорости звука и показателя преломления вдоль траектории движения объекта?
- Можно ли определить вертикальные градиенты скорости C при горизонтальной траектории (для ряда задач – более предпочтительной)?
- Можно ли определить вертикальные градиенты скорости C при использовании только «горизонтальных» приземных трасс?

Ответы на эти и аналогичные вопросы относительно «доплеровского зондирования» атмосферы и океана составляют основное содержание данной работы.

Введение

Во многих задачах самых разных областей науки и техники используются различные виды исследования (зондирования) атмосферы и океана. В этих исследованиях важное место, особенно в последнее время, занимают вопросы, связанные с экспериментальным определением вертикального профиля скорости звука (для акустической волны) или показателя преломления (для электромагнитной волны).

С одной стороны, этот профиль представляет интерес сам по себе, например, для задач рефракции акустических волн в атмосфере или океане, рефракции электромагнитных волн в атмосфере, в том числе, загоризонтной радиолокации. С другой стороны, он существенно зависит от стратификации исследуемой среды. В частности, в неподвижной атмосфере профили скорости звука и показателя преломления определяются, главным образом, профилями температуры и влажности. Поэтому оказывается возможным сделать определенные выводы о параметрах среды по измеренному значению профиля скорости волны.

При наличии ветра в атмосфере по измеренному значению профиля скорости звука можно сделать выводы о градиентах скорости ветра (о сдвиге ветра), что весьма важно для авиационной метеорологии.

Однако на аэродроме традиционные измерения с использованием соответствующих контактных измерительных приборов в значительной мере осложняются требованиями к обеспечению безопасности полётов.

Вертикальный профиль скорости звука в океане - один из основных гидрофизических параметров, важный для прогнозирования условий работы корабельных гидроакустических средств, для обеспечения эффективной деятельности как подводных лодок, так и средств противолодочной обороны.

Тем не менее, в настоящее время экспериментальное определение вертикальных профилей скорости звука (показателя преломления) требует достаточно сложной аппаратуры.

Одна из основных задач исследования ионосферы – ионосферного зондирования – определение вертикального профиля электронной концентрации. Эта характеристика в значительной мере определяет показатель преломления ионосферы для радиоволн и, соответственно, особенности распространения этих волн.

К сожалению, в настоящее время практическая реализация ионосферного зондирования является достаточно сложной задачей.

Итак, существующие в настоящее время методы зондирования атмосферы и океана в части определения вертикальных профилей скорости звука и (или) показателя преломления не полностью удовлетворяют всем требованиям практики. Соответственно, требуется совершенствование известных и создание новых методов зондирования.

С одной стороны, акустические и электромагнитные волны качественно отличаются друг от друга. Но, с другой стороны, в обоих случаях это волны, поэтому они имеют и некоторые общие свойства. При разработке новых методов, по-видимому, целесообразно исходить из какого-то единого подхода, обобщающего эти общие свойства акустических и электромагнитных волн.

Представляется, что таким подходом может быть «нестандартное» использование эффекта Доплера. Этот эффект давно используется во многих областях науки и техники для определения скорости V движения различных объектов. Широко распространена так называемая доплеровская локация, при которой на исследуемый движущийся объект направляют соответствующую волну, а приемная система регистрирует сдвиг частоты сигнала отражения (рассеяния). Этот сдвиг пропорционален отношению искомой скорости V движения объекта к скорости C распространения волны в данной среде (неявно полагается, что скорость C известна из других данных).

Доплеровская локация широко используется применительно к удаленным объектам, когда применение других методов затруднено. При этом во многих случаях относительный диапазон изменения скорости движения объекта $\Delta V/V$

может быть сравним с единицей. В то же время, в атмосфере и в океане для реальных условий относительно малы относительные диапазоны изменения как скорости звука ($\Delta C/C \ll 1$), так и показателя преломления ($\Delta n/n \ll 1$). Соответственно, малы и вертикальные градиенты скорости звука и показателя преломления.

В доплеровской локации обычно определяется V в предположении известности (и неизменности) C . В то же время, зная V из независимых измерений или же исключив V из рассмотрения какими-то корректными способами, по сдвигу частоты, в принципе, можно определить и C .

Проведенный анализ показал, что эффект Доплера в средах с градиентами скорости звука (показателя преломления) имеет особенность, состоящую в следующем. На сдвиг частоты влияют лишь «локальные» значения скорости звука (показателя преломления) в окрестности движущихся источника и приемника. «Локальность» скорости волны можно определить следующим образом. Если длина волны много меньше расстояния между источником и приемником, то локальная скорость волны есть скорость, усредненная по пространственному масштабу порядка длины волны. В противном случае усреднение следует проводить по масштабу, равному указанному расстоянию [17, 20].

В связи с этим, при одновременном использовании нескольких длин волн (при использовании модулированных волн) открываются новые возможности зондирования атмосферы или океана - определения вертикальных профилей скорости звука или показателя (индекса) преломления.

В настоящей работе анализируются вопросы совершенствования известных и создания новых методов зондирования атмосферы и океана – определения вертикальных профилей скорости звука и (или) показателя преломления на основе особенностей эффекта Доплера для модулированных волн в неоднородных средах.

Рассматриваются некоторые общие аспекты зондирования атмосферы и (или) океана. Изложен новый интерференционный метод определения скорости звука или показателя преломления в атмосфере, анализируется влияние ветра на результаты измерений.

Особое внимание уделяется анализу особенностей эффекта Доплера в неоднородных средах – как для гармонической, так и для модулированной волны. Важное место отводится рассмотрению доплеровской локации с одночастотной модуляцией. В этом случае зондирующий объект (зонд) перемещается по вертикали, а неподвижный локатор находится на поверхности земли (вблизи поверхности океана). Анализируются особенности определения вертикальных профилей скорости звука и показателя преломления в атмосфере. Применительно к скорости звука исследуется влияние конвективных и адвективных движений на результаты измерений. Рассмотрены особенности определения вертикального профиля скорости звука в океане.

Для ряда практических задач предпочтительной является доплеровская локация с многочастотной модуляцией. В этом случае зондирующий объект неподвижен, а локатор движется по горизонтали. Очевидно, здесь глубина (высота) остается фактически неизменной. Но поскольку в измерениях используются различные частоты модуляции, то при определении профиля скорости распространения волны различные длины волн в определенном смысле соответствуют различным значениям глубины (высоты).

Анализируются особенности измерений вертикальных профилей скорости звука в пограничном слое атмосферы – при наклонной и «горизонтальной» трассах. Применительно к океану рассматривается аналогия с гидроакустическими лагами. Исследуются возможности зондирования ионосферы (определения электронной концентрации и полного электронного содержания) при использовании искусственных спутников Земли с пассивным ответом.

1. Скорость звука и показатель преломления атмосферы/океана

1.1. Зондирование атмосферы и океана

Деятельность человечества во многих областях часто во многом зависит от состояния системы атмосфера-океан - погода и климат, магнитные бури, условия распространения электромагнитных и акустических волн в атмосфере и океане, и так далее. В связи с этим, во многих задачах науки и техники используются различные виды зондирования атмосферы и океана, получившие широкое распространение особенно в последнее время.

Термин «зондирование», с одной стороны, используется в узком смысле как «исследование с помощью зондов (специальных средств измерений, установленных в месте получения первичной информации)». С другой стороны, этот термин используется и в более широком смысле.

- Дистанционное зондирование Земли - наблюдение поверхности Земли авиационными и космическими средствами, оснащёнными различными видами съёмочной аппаратуры.

- Лазерное зондирование - определение характеристик аэрозольной компоненты атмосферы по сравнительному анализу посылаемого и принимаемого лазерным локатором излучения.

- «Метео-зондирование» – получение данных о давлении, влажности, температуре, скорости ветра и некоторых других параметрах воздуха с помощью радиозондов (метеозондов, шар-зондов). Эти зонды состоят из оболочки, наполненной водородом или гелием, и подвешенного к ней контейнера с аппаратурой; они могут подниматься на высоту в десятки километров.

- Ракетное зондирование атмосферы - регулярные запуски ракет (на высоту до 80 км) с метеорологическим оборудованием на борту для получения данных о высотных профилях температуры, давления, плотности, скорости ветра.

- Акустическое зондирование атмосферы - измерения вертикальных профилей скорости и направления ветра до высоты $10^2 \dots 10^3$ м. Такое зондирование основано на объемном рассеянии звуковых волн турбулентными неоднородностями температуры воздуха.

- Радиоакустическое зондирование – получение данных о вертикальном профиле скорости звука в тропосфере до высоты $10^2 \dots 10^3$ м. Для этого в атмосферу направляют акустический пакет (звуковой импульс с заполнением несущей частотой), а скорость его движения (то есть, скорость звука в воздухе) измеряют с помощью радиолокатора, принимая радиоволны, отраженные от этого пакета.

Вертикальный профиль скорости звука в значительной мере определяет рефракцию акустических волн в атмосфере и океане. Рефракция есть отклонение траектории распространения лучей от прямой линии, причем лучи отклоняются в ту сторону, где скорость их распространения ниже.

Рефракция может существенным образом влиять на условия распространения звука, приводя к разнообразным последствиям [5, 11, 27]. В атмосфере это явления увеличения или уменьшения «дальности слышимости», появление областей «акустической тени». Именно рефракцией обусловлен известный факт лучшей слышимости «по ветру», чем «против ветра».

В океане это формирование подводных звуковых каналов (по сути, волноводов для акустических волн), различие в характеристиках распространения акустических волн «сверху вниз» и «снизу вверх» [2, 8, 44].

Если в среде имеются вертикальные градиенты показателя преломления, то явления рефракции имеют место и для электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн. Так, рефракцией света объясняются известные явления миражей; радиорефракция обуславливает загоризонтную радиолокацию [4, 32].

То есть, вертикальные профили скорости звука (для акустических волн) или показателя преломления (для электромагнитных волн) как характеристики

среды распространения волн (атмосфера или океан) могут быть весьма важными для прогнозирования условий распространения этих волн.

Кроме того, в ряде случаев оказывается возможным восстановление некоторых параметров среды по измерениям профилей скорости звука и показателя преломления. Для атмосферы (тропосферы и стратосферы) это профили температуры, влажности воздуха и давления, для океана это профили температуры, солености и давления.

Именно поэтому определение (зондирование) вертикальных профилей скорости звука и показателя преломления представляет интерес для многих практических приложений.

Один из распространенных подходов к такому зондированию состоит в определении вертикальных профилей указанных выше параметров, от которых зависит скорость звука/показатель преломления.

Известные методы зондирования позволяют обеспечить относительную погрешность измерения скорости звука/показателя преломления на уровне $10^{-5} \dots 10^{-4}$.

Второй подход состоит в измерении собственно профиля скорости звука/показателя преломления. В этом случае используются иные физические принципы и иная аппаратура. При этом относительная погрешность измерения скорости звука/показателя преломления может быть не хуже, чем в первом случае – на уровне $10^{-5} \dots 10^{-4}$.

Рассмотрим теперь требования к «идеальному» зондированию, полагая, что результатом измерений должен быть собственно вертикальный профиль скорости звука/показателя преломления, получаемый непосредственно в процессе перемещения зонда по высоте (глубине).

1.1.1. Собственно зонд (датчик), размещенный на движущемся носителе, должен быть предельно простым и дешевым, «одноразовым». В пределе желательно иметь только лишь один носитель вообще без каких-либо датчиков. Как гласит один из основных принципов ТРИЗ (Теории Решения

Изобретательских Задач), идеальное устройство – это такое устройство, которого фактически нет, но функции его выполняются. С этой точки зрения в определенной мере идеальным является акустическое зондирование [28], в котором непосредственно зондом являются турбулентные неоднородности температуры (и, соответственно, неоднородности плотности) воздуха. Близко к идеальному и радиоакустическое зондирование [13, 33], в котором непосредственно зондом является акустический пакет, распространяющийся в атмосфере.

1.1.2. Относительные погрешности измерений скорости звука/показателя преломления должны быть не хуже, чем $10^{-5} \dots 10^{-4}$.

1.1.3. Собственно измерительная часть аппаратуры должна быть сравнительно простой. «Сравнительная простота» фактически сводится к максимальному использованию хорошо отработанных схемных решений в акустике и радиотехнике.

Рассмотрим подробнее вопрос о восстановлении метеопараметров атмосферы (тропосферы и стратосферы) по измерениям скорости звука/показателя преломления.

1.2. Определение температуры и влажности воздуха по синхронным измерениям скорости звука, индекса преломления и давления

Измерение температуры и влажности воздуха является неотъемлемой частью гидрометеорологических наблюдений. Температура может измеряться «стандартными» жидкостными термометрами с абсолютной погрешностью не более $0,1^{\circ}\text{C}$ [31]. В то же время, термометры, основанные на различных физических принципах, позволяют обеспечить существенно меньшие погрешности и меньшее время измерений, в том числе, и в автоматическом режиме [46].

Значительно сложнее обстоит дело с измерением влажности воздуха. Наиболее точными из «стандартных» приборов являются психрометры. Они позволяют, при определенных условиях, определять парциальное давление водяного пара с абсолютной погрешностью на уровне 0,01 мбар [31]. Однако подобные измерения, как правило, проводятся оператором и требуют значительного времени. Разного рода гигрометры позволяют проводить более оперативные измерения, в том числе, и в автоматическом режиме. Однако в этом случае точность измерений сравнительно невелика, особенно при отрицательных температурах [31].

В связи с этим, непосредственный практический интерес представляет поиск новых методов измерений влажности, основанных на каких-то иных физических принципах. В частности, для пограничного слоя атмосферы показатель преломления, как и скорость звука, определяется, главным образом, температурой и влажностью. При этом зависимости показателя преломления и скорости звука от температуры и влажности имеют, вообще говоря, различный характер. Поэтому можно надеяться на то, что по синхронным измерениям скорости звука и показателя преломления можно сделать определенные выводы о температуре и влажности воздуха.

Скорость звука C в атмосфере имеет вид:

$$C = \sqrt{\gamma RT / \mu} (1 + 0,14 e/p), \quad (1.1)$$

где γ - показатель адиабаты, R – универсальная газовая постоянная; T – абсолютная температура воздуха; μ - молекулярный вес сухого воздуха; e , p парциальное давление водяного пара и общее давление воздуха [13].

Показатель преломления n связан с индексом преломления N известным соотношением: $N = (n - 1) \cdot 10^6$. В СВЧ-диапазоне индекс преломления N атмосферы имеет вид [12]:

$$N = \frac{77,6}{T} (p + 4810e/T). \quad (1.2)$$

То есть, зависимости $C(T, e)$ и $N(T, e)$ имеют различный характер. Из (1.1) – (1.2) получим:

$$1 + \frac{(\frac{NT}{77,6p} - \frac{C}{Q\sqrt{T}})T}{B-T} = \frac{C}{Q\sqrt{T}}, \quad (1.3)$$

где $Q \equiv \sqrt{\gamma R / \mu}$; $B \equiv \frac{4810}{0,14} \cong 34357$.

Положим, что $\frac{C^2}{Q^2} \equiv T_0$; $\frac{77,6p}{T_0} \equiv N_0$, где T_0, N_0 – виртуальные температура и индекс преломления (соответствующие известным значениям C, p при условии, что $e = 0$).

Итак, для известного p по измеренному значению скорости звука нетрудно вычислить и T_0, N_0 . Но как видно из (1.1) – (1.2), реальная температура $T < T_0$, а реальный (измеренный) индекс преломления $N > N_0$. Положим поэтому, что

$$T = T_0(1 - \tau); N = N_0(1 + \nu),$$

где $\tau \equiv (T_0 - T)/T_0 = 0,28e/p$; $\nu \equiv (N - N_0)/N_0 = (0,28 + 4810/T)e/p$. Для атмосферы обычно $\tau, \nu \ll 1$.

С учетом этого (1.3) примет вид:

$$(B/T_0 - 1 + \tau)\tau + \tau^2 = 2\nu - \tau(3 + 2\nu) + 3\tau^2. \quad (1.4)$$

Тогда, поскольку $\tau^2 \ll \tau, \nu$, то из (1.4) получим:

$$\tau \approx \frac{\nu}{B/2T_0 + 1 + \nu}; \quad (1.5)$$

$$\frac{e}{p} = \frac{\tau}{0,28}. \quad (1.6)$$

Таким образом, соотношения (1.1), (1.2), (1.3), (1.5), (1.6) позволяют вычислить температуру $T = T_0(1 - \tau)$ и влажность воздуха (парциальное давление водяного пара) e по измеренным значениям скорости звука C , индекса преломления N и давления p .

Приведем некоторые количественные оценки погрешностей измерений.

Поскольку $B/2T_0 \approx 60 \gg 1$, то (1.5) представим в виде: $\tau \approx \frac{2}{B}vT_0$. Тогда

абсолютную погрешность $\delta\tau$ определения τ можно оценить по соотношению:

$$\delta\tau \leq \frac{2T_0}{B} \left\{ \frac{\delta N}{N} + \frac{\delta p}{p} + 2\frac{\delta C}{C} \right\},$$

где $\delta N/N$, $\delta p/p$, $\delta C/C$ – относительные погрешности измерения величин N , p , C .

Положим, что $\delta p/p = 10^{-3}$; $\delta C/C$; $\delta N/N < 10^{-5}$. Тогда $\delta\tau \leq 2 \cdot 10^{-5}$. Если $T_0 \approx 300$ К, то абсолютная погрешность определения температуры имеет вид: $\delta T = T_0(2\delta C/C + \delta\tau) \approx 0,01$ К.

Для абсолютной погрешности δe определения влажности имеем:

$$\delta e \approx \frac{1}{0,28} p \delta\tau.$$

Если $p \approx 1000$ мбар, то $\delta e < 0,1$ мбар.

Если же $\delta p/p = 10^{-4}$ (что вполне реально), то погрешность практически не изменится, $\delta T \approx 0,01$ К. Однако погрешность δe заметно уменьшится: $\delta e < 0,01$ мбар.

Таким образом, по синхронным измерениям скорости звука, индекса преломления и давления воздуха температуру и абсолютную влажность можно определить с весьма высокой точностью.

Однако, если с измерением атмосферного давления нет никаких трудностей, то и измерением скорости звука и показателя (индекса) преломления ситуация значительно сложнее. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

1.3. Интерференционный метод определения скорости звука или показателя преломления

В настоящее время известны разнообразные методы определения скорости звука [3, 7, 19, 26, 37, 40, 42]. Их условно можно разделить на резонансные, импульсно-фазовые и акустооптические. В первых методах измеряется

резонансная частота колебаний в некоторой акустической камере (в акустическом резонаторе), поскольку эта частота определяется непосредственно скоростью звука. В импульсно-фазовых методах по существу измеряется время прохождения акустической волной известного расстояния – базы прибора. Эти методы считаются в настоящее время наиболее точными [45]. Основой акустооптических методов является дифракция света на ультразвуке [43]. Ранее эти методы применялись лишь для весьма высоких частот (вплоть до гиперзвуковых). В последнее время показана возможность развития акустооптических методов применительно к сравнительно низким частотам (для которых длина волны сравнима с диаметром светового пучка) [15, 19]. Однако следует отметить, что акустооптические методы достаточно эффективны при измерениях в конденсированных средах (твердых телах и жидкостях), в частности, в воде. Для измерений в газах (в воздухе) требуются значительно более высокие уровни акустической мощности, так что этот вопрос нуждается в особом рассмотрении.

Для измерения показателя преломления в диапазоне радиоволн, в основном, используются радиорефрактометры. Принцип их действия аналогичен принципу действия резонансных приборов для измерения скорости звука – измеряется резонансная частота СВЧ-колебаний в резонаторе, заполненном исследуемой средой. Однако показатель преломления воздуха существенно – на несколько порядков – более слабо зависит от изменений температуры, чем скорость звука. Поэтому к СВЧ-рефрактометрам, как правило, предъявляются значительно более высокие требования, чем к приборам для определения скорости звука.

Рассмотрим иной, «интерференционный» подход к определению показателя (индекса) преломления или скорости звука [16].

1.3.1. Принцип действия

Как известно, при интерференции двух пучков (акустических или электромагнитных) образуется система интерференционных полос.

Характеристики этой системы (в первую очередь, пространственная частота – период полос) определяются, с одной стороны длиной волны, а с другой – геометрическими параметрами пучков: углом между волновыми векторами, расходимостью пучков и т.д. То есть, для заданных геометрических параметров (определяемых конструкцией прибора) по измерению периода полос можно определить и длину волны. Если при этом известна частота волны, то нетрудно найти и ее фазовую скорость. Итак, по существу задача сводится к определению периода полос. В то же время, этот период достаточно несложно найти по разности фаз сигналов, полученных в двух точках интерференционной картины.

Рассмотрим для конкретности интерференцию двух плоских электромагнитных волн одинаковой частоты, распространяющихся в плоскости XOZ под углами $\pm \alpha/2$ к оси OZ . В этом случае интерференционная картина представляет систему полос, параллельных оси OY . Ширина полос (пространственный период) Λ определяется соотношением:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)} = \frac{\lambda_0}{2n \sin(\alpha/2)}$$

где λ , λ_0 – длина волны в исследуемой среде и вакууме соответственно, n – показатель преломления исследуемой среды; $\lambda_0 = C_0/f$, C_0 – скорость света в вакууме, f – частота волны [38].

Для сферических волн интерференционная картина имеет более сложный вид. Однако для рассматриваемой задачи интерес представляет лишь составляющая пространственной частоты в направлении разнесения источников волн. Тогда период интерференционной картины в указанном направлении будет определяться соотношением:

$$\Lambda = K \frac{\lambda_0}{n},$$

где K – некоторый коэффициент, определяемый геометрическими параметрами пучков (и для данной конструкции прибора есть величина постоянная).

Выше полагалось, что частоты обеих волн одинаковы. В этом случае интерференционная картина является неподвижной. Положим теперь, что интерферируют две волны с различными частотами f_1 и $f_2 = f_1 + \Delta f$, причем $\Delta f/f_1 \ll 1$. Тогда интерференционные полосы оказываются «бегущими» - будут перемещаться в направлении от источника с большей частотой к источнику с меньшей частотой. Ширина полос в этом случае определяется соотношением:

$$\Lambda = K \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2)/2} = K \frac{\lambda_{0c}}{n},$$

где $\lambda_1 = C_0/nf_1$; $\lambda_2 = C_0/nf_2$; $\lambda_{0c} = 2\lambda_1\lambda_2n/(\lambda_1 + \lambda_2) = 2C_0/(f_1 + f_2)$.

Положим теперь, что регистрируется интенсивность (квадрат амплитуды) в двух точках интерференционной картины, разнесенных в направлении перемещения полос на некоторое расстояние L , причем выделяется низкочастотная составляющая (с частотой Δf). Тогда разность фаз $\Delta\phi$ соответствующих сигналов будет иметь вид:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L}{\Lambda} = \frac{2\pi L n}{K\lambda_{0c}}.$$

Соответственно, $n = \Delta\phi\lambda_{0c}/K_p$, где $K_p = 2\pi L/K$ есть не что иное, как «константа прибора» (имеющая размерность длины).

Таким образом, измерение показателя преломления фактически сводится к измерениям фазы и частоты. А поскольку методы измерения последних хорошо разработаны и обеспечивают высокую точность, то и точность измерения показателя преломления также может быть достаточно высокой.

В случае измерения скорости звука, как нетрудно видеть,

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L(f_{1ak} + f_{2ak})/2}{K C} = K_p \frac{(f_{1ak} + f_{2ak})/2}{C},$$

где f_{1ak} , f_{2ak} , C – частоты акустических волн и скорость звука соответственно.

На рис. 1.1 приведена возможная функциональная схема прибора для измерения показателя преломления или скорости звука; на рис.1.2 - вид плоскости регистрации.

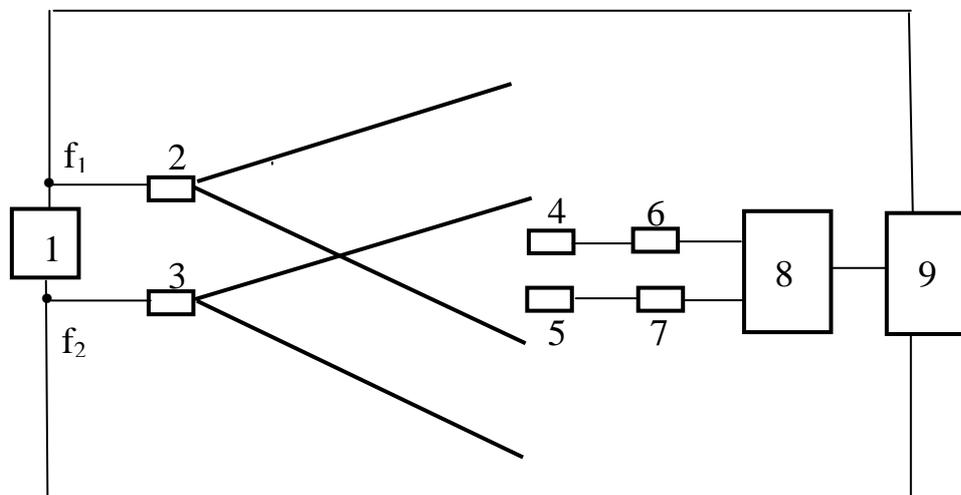


Рис. 1.1. Функциональная схема прибора для измерения показателя преломления или скорости звука

1- генератор частот f_1 и f_2 ; 2, 3 – источники волн; 4, 5 – приемники волн; 6, 7 – квадратичные детекторы с соответствующими низкочастотными фильтрами; 8 – фазометр; 9 – блок обработки

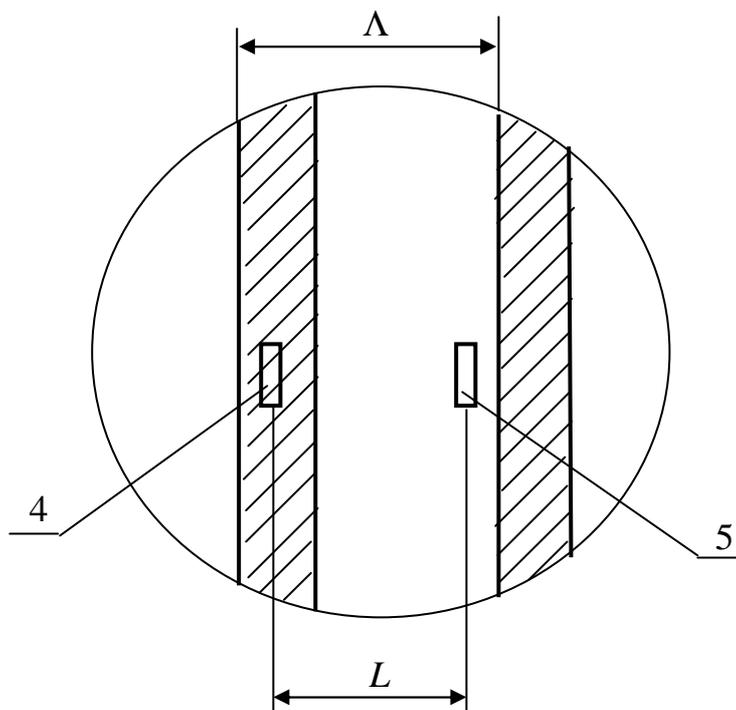


Рис. 1.2. Вид плоскости регистрации

Эксперименты для проверки рассматриваемого метода проводились при комнатной температуре воздуха в соответствии со схемой рис. 1.1.

Ультразвуковые излучатели 2, 3 с номинальной частотой примерно 40 кГц и разностной частотой примерно 100 Гц были жестко связаны друг с другом в единый блок, причем расстояние d между осями излучателей составляло $d \approx 45$ мм. Приемники 4 и 5 также были жестко связаны друг с другом в единый блок, причем расстояние L между осями приемников составляло $L \approx 35$ мм. Блок излучателей устанавливался на некотором переменном расстоянии s от блока приемников.

С помощью двухлучевого осциллографа фиксировались значения разности фаз сигналов с приемников, кратные π (измерения проводились на разностной частоте). Затем для этих значений разности фаз определялось расстояние s . В этом случае разнесение L приемников кратно $\lambda/2$ – половине периода интерференционных полос.

На рис. 1.3 приведена зависимость $\Lambda(s)$. Сплошная кривая соответствует расчетной зависимости для случая плоских волн:

$$\Lambda(s) = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)} = \frac{\lambda}{2 \operatorname{tg}(\alpha/2)} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(\alpha/2)} = \frac{\lambda s}{d} \sqrt{1 + (d/2s)^2},$$

где λ - некоторая средняя длина ультразвуковых волн, $\lambda \approx 8,5$ мм.

Видно, что экспериментальные данные весьма хорошо согласуются с расчетными. При этом следует отметить, что точность измерений была не слишком высокой. Кроме того, при уменьшении s возрастает отличие фазового фронта акустических волн от плоского фронта в пределах пространственного разнесения приемников, так что следует учитывать сферичность акустических волн.

Тем не менее, полученные результаты показывают, что для условий измерений приближение плоских волн вполне применимо для описания интерференционных полос.

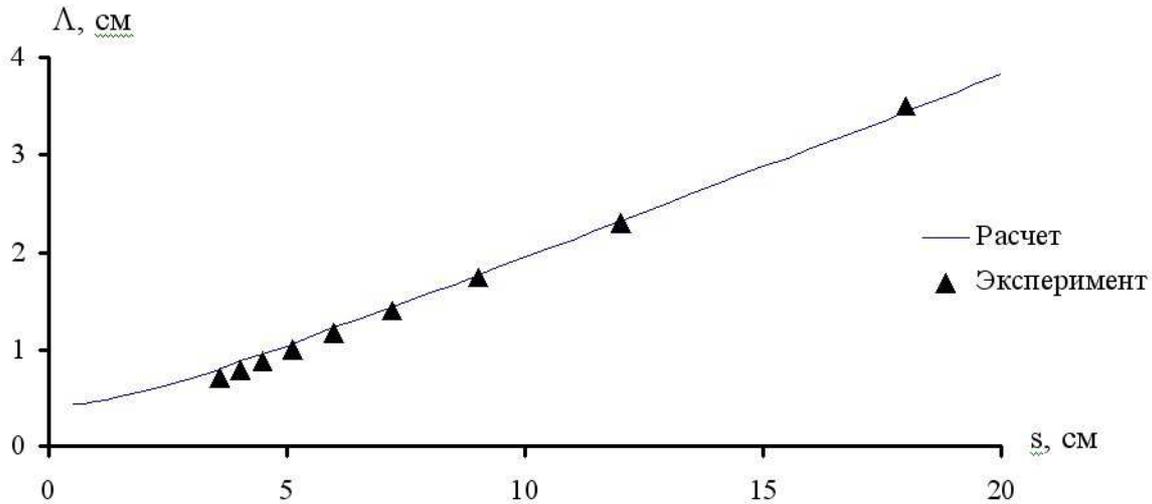


Рис. 1.3. Зависимость периода Λ интерференционных полос от расстояния s между излучателями и приемниками

Рассмотрим вначале общие вопросы потенциальной точности измерений. Нетрудно видеть, что относительная погрешность определения показателя преломления $\delta n/n$ имеет вид:

$$\delta n/n \leq \delta(\Delta\phi)/\Delta\phi + \delta\lambda_{0c}/\lambda_{0c} + \delta B/B,$$

где $\delta(\Delta\phi)/\Delta\phi$, $\delta\lambda_{0c}/\lambda_{0c}$, $\delta K_p/K_p$ – относительные погрешности измерения соответствующих величин.

Положим, что необходимо обеспечить достаточно малую относительную погрешность $\delta n/n \approx 10^{-6}$. На современном уровне техники вполне реально обеспечить $\lambda_{0c}/\lambda_{0c} = 2\delta f/f < 10^{-7}$, где $\delta f/f$ – относительная погрешность измерения частоты. Тогда для погрешности «измеряемого параметра» имеем: $\delta(\Delta\phi)/\Delta\phi < 10^{-6}$. Более сложным является вопрос об оценке погрешности $\delta K_p/K_p$ определения «константы прибора». По-видимому, эту константу целесообразно определять при калибровке прибора по среде с заведомо известным показателем преломления. То есть, можно считать, что и $\delta K_p/K_p \approx 10^{-6}$.

Следует отметить, что те же соображения применимы и для оценки погрешностей измерения скорости звука: $\delta C_{ак}/C_{ак} \approx 10^{-6}$.

Рассмотрим теперь возможные диапазоны частот (длин волн) применительно к определению показателя (индекса) преломления.

В принципе, в этом случае диапазон длин волн может быть весьма широким. Однако с учетом возможностей практической реализации, приемлемых габаритов прибора и т.д., по-видимому, значение λ_{0c} должно лежать в сантиметровом или дециметровом диапазоне. Соответственно, $f_1, f_2 \approx 10^0 \div 10^1$ ГГц.

Однако принятая выше оценка погрешности измерения фазы реально может быть достигнута лишь при достаточно малой разностной частоте - $\Delta f \approx 10^2$ Гц.

При измерении скорости звука значение акустической длины волны может лежать в сантиметровом диапазоне. Однако в этом случае значения $f_{ак}$ составляют всего лишь десятки килогерц при указанном выше значении разностной частоты ($\Delta f \approx 10^2$ Гц).

Следует отметить, что пространственное разнесение L приемников сигналов может быть сравнимо с периодом интерференционной картины (может составлять единицы сантиметров).

1.3.2. Влияние скорости движения среды на результаты измерений

Выше при рассмотрении принципа действия интерференционного метода исследуемая среда полагалась неподвижной. Положим теперь, что среда движется относительно прибора, причем ее скорость имеет проекции V_z, V_x на оси координат OZ, OX соответственно. Нетрудно видеть, что составляющая скорости V_y (в направлении интерференционных полос) на результаты измерений не влияет.

Тогда, при обычно выполняемом условии $V_z, V_x \ll C$, ширина Λ полос интерференции определяется соотношением:

$$\Lambda = \Lambda_0 \left\{ 1 - \frac{V_z}{C} \cos(\alpha/2) - \frac{V_x}{C} \sin(\alpha/2) \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \right\},$$

где Λ_0 – ширина полос при $V_z, V_x = 0$; $\omega_1 = 2\pi f_1$, $\omega_2 = 2\pi f_2$.

Следует отметить, что при измерении показателя преломления учет движения среды совершенно несущественен, поскольку $V_z, V_x \ll C_0$, где C_0 – скорость света. При измерении же скорости звука ситуация иная. Изменение ширины полос, обусловленное движением среды, приводит к соответствующему изменению фазы сигнала и соответствующим погрешностям определения C .

Видно, что компоненты V_z, V_x по-разному влияют на ширину полос и, следовательно, на измеряемое значение скорости звука. Компонента V_z дает добавку, не зависящую от частот ω_1, ω_2 . В то же время, знак вклада компоненты V_x зависит от знака $\omega_1 - \omega_2$ (т.е. от направления движения полос).

То есть, если провести измерения при $\omega_1 - \omega_2 > 0$ и при $\omega_1 - \omega_2 < 0$, то из полученных результатов можно определить как $\Lambda_0\{1 - \frac{V_z}{C} \cos(\alpha/2)\}$, так и величину $\frac{V_x}{C} \sin(\alpha/2)$.

Оценки показывают, что нижний предел измерений по скорости V_x может составлять единицы сантиметров в секунду.

С точки зрения практики весьма неприятной является зависимость результатов от V_z . Однако эта зависимость может быть учтена при измерениях двумя приборами, оси OZ которых перпендикулярны друг другу, либо последовательными измерениями одним прибором при его соответствующей ориентации в пространстве.

В то же время, как видно из функциональной схемы, при соответствующей конструкции значение V_z в приборе может быть уменьшено чисто техническими средствами до приемлемой величины.

Таким образом, предлагаемый метод может представлять интерес для самых разных задач гидрометеорологии и физики атмосферы, в частности, для исследования процессов переноса тепла и влаги в атмосфере.

1.4. Особенности эффекта Доплера в неоднородных средах

1.4.1. Сдвиг частоты гармонической волны

Как известно, при движении источника волн (акустических или электромагнитных) относительно приемника, за счет эффекта Доплера частота f_p сигнала на выходе приемника отличается от частоты f_0 волны, формируемой источником. Относительный сдвиг частоты при этом имеет вид: $(f_p - f_0)/f_0 = V/C$ ($V/C \ll 1$), где V – скорость источника относительно приемника, C – фазовая скорость волны.

Эффект Доплера широко используется в измерительной технике для определения скорости V движения различных объектов. При этом неявно полагается, что известна фазовая скорость волны C . В то же время, зная V , можно, в принципе, определить и C . Однако если в среде имеются градиенты фазовой скорости волны, то возникает вопрос, какое именно значение C следует использовать при вычислении V ?

В атмосфере и в океане для реальных условий вертикальные градиенты скорости звука и показателя преломления являются относительно малыми. Поэтому их можно не учитывать при определении скорости движения разного рода объектов (то есть, можно полагать $C = \text{const}$).

В то же время, экспериментальное определение вертикального профиля скорости волны является важным для самых разных областей науки и техники. С одной стороны, этот профиль представляет интерес сам по себе, например, для задач рефракции акустических волн в атмосфере или океане, рефракции электромагнитных волн в атмосфере. С другой стороны, он существенно зависит от стратификации исследуемой среды. В частности, в неподвижной атмосфере профили скорости звука и показателя преломления определяются, главным образом, профилями температуры и влажности [12, 13]. Поэтому оказывается возможным сделать определенные выводы о параметрах среды по измеренному значению профиля скорости волны.

Однако в настоящее время экспериментальное определение вертикальных профилей скорости звука (показателя преломления) требует достаточно сложной аппаратуры.

В связи с этим, рассмотрим особенности эффекта Доплера в неоднородных средах и приложения этих особенностей к определению вертикальных профилей скорости звука или показателя (индекса) преломления.

При движении источника волн (акустических или электромагнитных) относительно приемника, за счет эффекта Доплера частота ω_p сигнала на выходе приемника отличается от частоты ω_0 волны, формируемой источником.

В важном для многих задач случае выполняется условие: $V/C \ll 1$, где V – проекция относительной скорости источника и приемника на направление распространения волны (лучевая скорость), C – скорость волны. Тогда относительный сдвиг частоты имеет вид: $(\omega_p - \omega_0)/\omega_0 = V/C$.

Рассмотрим акустическую или электромагнитную волну, распространяющуюся в некоторой среде в направлении оси OZ : $U = U_0 \cos[\omega_0 t - \varphi(z)]$. Здесь U_0 , ω_0 , $\varphi(z)$ – амплитуда, частота и фаза волны, причем в общем случае $U_0 = U_0(z)$.

Для однородной среды $\varphi(z) = kz$, где k – волновое число, $k = \omega_0/C$, C – фазовая скорость волны (для акустических волн – скорость звука). Пусть источник и приемник волны неподвижны относительно среды, причем их координаты есть z_1 и z_2 соответственно. Тогда фаза сигнала на выходе приемника имеет вид: $\varphi = k(z_2 - z_1)$.

Рассмотрим теперь неоднородную (градиентную) среду [17, 20], для которой $C = C(z)$. Примем, что относительные изменения скорости волны малы на пространственном масштабе порядка длины волны λ , то есть, среда является «слабо неоднородной»: $C(z + \lambda) - C(z) \ll C(z)$. Пусть источник и приемник движутся относительно среды, причем $V(z_1) = V_1 = dz_1/dt$; $V(z_2) = V_2 = dz_2/dt$ – проекции скорости движения источника и приемника на направление

распространения волны. Положим, что при этом $V_1, V_2 \ll C(z)$. Тогда фаза

$$\text{сигнала на выходе приемника имеет вид: } \varphi(t) = \int_{z_1(t)}^{z_2(t)} k dz = \omega_0 \int_{z_1(t)}^{z_2(t)} \frac{dz}{C(z)}.$$

Мгновенная частота ω сигнала, как известно, определяется соотношением:

$$\omega = \frac{d}{dt}(\omega_0 t - \varphi).$$

Для рассматриваемого случая получим:

$$\omega = \omega_0 \left[1 - \frac{dz_2/dt}{C(z_2)} + \frac{dz_1/dt}{C(z_1)} + \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial C/\partial t}{C^2} dz \right]. \quad (1.7)$$

Последнее слагаемое в (1.7) описывает нестационарную среду, для которой скорость C явным образом зависит от времени, $\partial C/\partial t \neq 0$. При этом соответствующий сдвиг частоты будет иметь место и при неподвижных приемнике и источнике: $V_1, V_2 = 0$. Именно это слагаемое «ответственно» за флуктуации частоты (фазы) электромагнитных или акустических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере. Следует отметить, что при надлежащем выборе закона изменения $\partial C/\partial t$ в некоторой ячейке можно обеспечить частотную или фазовую модуляцию волны на выходе из ячейки. В частности, такого рода модуляция лазерного пучка может быть реализована достаточно просто на основе эффекта Поккельса – линейной зависимости показателя преломления некоторых электрооптических кристаллов от напряженности приложенного к ним электрического поля.

Однако при $V_1, V_2 = 0$ вряд ли можно говорить об эффекте Доплера в общепринятом смысле. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать лишь стационарную среду, для которой $\partial C/\partial t = 0$. Тогда для относительного сдвига частоты $\Delta\omega/\omega_0 \equiv (\omega - \omega_0)/\omega_0$ получим:

$$\Delta\omega/\omega_0 = V_1/C(z_1) - V_2/C(z_2). \quad (1.8)$$

То есть, сдвиг частоты зависит от «локальных» значений скорости волны $C(z_1) \equiv C_1, C(z_2) \equiv C_2$. Однако понятие «локальности» скорости волны требует

уточнения. Действительно, любой волновой процесс имеет «внутренний» характерный масштаб, соответствующий длине волны. «Внешний» же масштаб соответствует расстоянию между источником и приемником. Поэтому «локальность» скорости определим следующим образом: если $\lambda \ll z_2 - z_1$, то $C(z_1), C(z_2)$ есть скорость волны, усредненная по пространственному масштабу, по порядку величины равному λ . Если же $\lambda \geq z_2 - z_1$, то усреднение следует проводить по масштабу, равному расстоянию $z_2 - z_1$ между источником и приемником.

Выше полагалось, что $V_1, V_2 \ll C(z)$. Однако для акустических волн практический интерес может представлять и общий случай, не ограниченный этим условием. Тогда фаза сигнала на выходе приемника будет иметь вид:

$$\varphi(t) = \int_{z_1(t)}^{z_2(t)} k dz = \omega(z_1) \int_{z_1(t)}^{z_2(t)} \frac{dz}{C(z)},$$

где $\omega(z_1)$ – частота волны, сформированной источником с учетом его возможного движения.

В соответствии с «классическим» эффектом Доплера частота $\omega(z_1)$ не зависит от положения приемника. Кроме того, из общефизических соображений ясно, что достаточно удаленные от источника области среды не могут влиять на сдвиг частоты $\omega(z_1) - \omega_0$. Поэтому $\omega(z_1) = \frac{\omega_0}{1 - V_1/C_1}$. С учетом

этого мгновенная частота ω сигнала на выходе приемника будет иметь следующий вид:

$$\omega = \omega_0 \left\{ 1 - \frac{V_2/C_2 - V_1/C_1}{1 - V_1/C_1} - \frac{1}{1 - V_1/C_1} \int_{z_1(t)}^{z_2(t)} \frac{\partial C / \partial t}{C^2} dz \right\}.$$

Из (1.8) следует, что в неоднородной среде сдвиг частоты $\Delta\omega/\omega$ может быть отличен от нуля при $V_1 = V_2 = V \neq 0$, но $C_1 \neq C_2$. Однако этот случай легко можно свести к случаю нестационарной среды при $V_1 = V_2 = 0$.

Действительно, положим, что источник и приемник неподвижны, а среда перемещается относительно них с некоторой скоростью $V = dz/dt$. То есть, $z = z(t)$. Тогда $C = C(z) = C[z(t)] = C(t)$. При этом $\partial C/\partial t = V(dC/dz)$.

При распространении акустических или электромагнитных волн в атмосфере (океане) относительные изменения соответствующей скорости малы, по крайней мере, на расстояниях до нескольких километров. В этом случае $C(z)$ можно разложить в ряд Тейлора:

$$C(z) \approx C[z_1 + (z - z_1)] = C_1[1 + (1/C_1)(dC/dz)(z - z_1)].$$

Тогда из (1.8) получим:

$$\Delta\omega/\omega_0 \approx (V/C_1^2)(dC/dz)(z_2 - z_1).$$

Нетрудно видеть, что формально этот же самый результат следует из (1.7) для нестационарной среды, если положить, что $V_1 = V_2 = 0$, $C(z) \approx C_1$, $\partial C/\partial t = (dC/dz)(dz/dt) = V(dC/dz)$.

В принципе, явление сдвига частоты при $V_1 = V_2$ может использоваться для оценки вертикальных градиентов скорости звука или показателя преломления в исследуемой среде – атмосфере или океане. Однако с практической точки зрения предпочтительным представляется подход, основанный на измерении доплеровского сдвига частоты при движении либо только источника волн, либо только приемника.

Скорости V_1, V_2 в (1.8) есть скорости источника и приемника относительно среды. Примем теперь, что источник и приемник акустических волн находятся в покое относительно неподвижного наблюдателя (относительно Земли), а исследуемая среда движется относительно них со скоростью $V = V(z)$. Тогда $V_1 = V(z_1)$, $V_2 = V(z_2)$ в соотношении (1.8) есть скорости, локальные в смысле, определенном выше. Если $\lambda \geq z_2 - z_1$, то $V(z_1) = V(z_2)$, $C_1 = C_2$. То есть, $\Delta\omega/\omega_0 = 0$. Если же $\lambda \ll z_2 - z_1$, то сдвиг частоты может быть отличен от нуля. В частности, если $V_2 = 0$, то $\Delta\omega/\omega_0 = V_1/C_1$.

1.4.2. Сдвиг частоты модулированной волны

Положим, что некоторый зонд, перемещающийся в исследуемой среде по вертикали со скоростью V , излучает (переизлучает) электромагнитную или акустическую волну. Эта волна содержит «высокую» частоту $f_1 = \omega_1/(2\pi)$ и «низкую» частоту $f_2 = \omega_2/(2\pi)$, причем $f_1 \geq C/h$ ($\lambda_1 \leq h$), а $f_2 \leq C/H$ ($\lambda_2 \geq H$), где C – средняя скорость волны в исследуемой среде, h – требуемое пространственное разрешение, H – максимальная дальность измерений, $\lambda_1 = C/f_1$, $\lambda_2 = C/f_2$.

Для скорости волны $C(z)$ на высоте (глубине) z сдвиги частот сигналов, принятых наблюдателем при $z = 0$, имеют вид:

$$(f_{p1} - f_1)/f_1 = \Delta f_1/f_1 = V/C_h; (f_{p2} - f_2)/f_2 = \Delta f_2/f_2 = V/C_c;$$

где

$$C_h = \frac{1}{h} \int_{z-h/2}^{z+h/2} C(z) dz; C_c = \frac{1}{z} \int_0^z C(z) dz.$$

Нетрудно видеть, что отношение сдвигов частот определяется только вертикальным профилем скорости волны и не зависит от скорости движения зонда. Но поскольку величина h соответствует пространственному разрешению, то положим, что $C_h = C(z)$. Тогда получим:

$$\frac{\Delta f_2 / f_2}{\Delta f_1 / f_1} \equiv A = \frac{C_h}{C_c} = \frac{C(z)z}{\int_0^z C(z) dz}. \quad (1.9)$$

Для большинства практических задач, связанных с зондированием атмосферы или океана, относительные изменения, как показателя преломления, так и скорости звука, весьма малы, т.е. $|A - 1| \ll 1$. Поэтому положим, что $A(z) = 1 + \psi(z)$, причем $|\psi(z)| \ll 1$, $\psi(0) = 0$.

Тогда из (1.9) нетрудно получить дифференциальное уравнение:

$$\frac{dC}{C} = \frac{dA}{A} + \frac{A-1}{z} dz = \frac{dA}{A} + \frac{\psi dz}{z}.$$

Его решение имеет вид:

$$\frac{C(z)}{C(0)} = A(z) \exp\left\{\int_0^z \frac{\psi(z) dz}{z}\right\} \approx 1 + \psi(z) + \int_0^z \frac{\psi(z) dz}{z} = A(z) + \int_0^z \frac{A(z)-1}{z} dz, \quad (1.10)$$

где $C(0)$ – скорость волны на уровне $z = 0$.

Для электромагнитной волны показатель преломления n , как известно, определяется соотношением: $n(z)/n_0 = C_0/C(z)$. Таким образом, определив параметр A (измерив относительные сдвиги частот f_1 и f_2), по соотношениям (1.9) - (1.10) можно вычислить вертикальный профиль показателя преломления (для электромагнитной волны СВЧ-диапазона) или скорости звука (для акустической волны).

Итак, предлагаемый подход может использоваться для зондирования атмосферы – определения вертикальных профилей скорости звука или показателя (индекса) преломления. Но, как отмечалось выше, в разделе **1.2**, индекс преломления и скорость звука по-разному зависят от температуры и влажности воздуха, так что возможно восстановление вертикальных профилей температуры и влажности по синхронным измерениям индекса преломления, скорости звука и давления.

Рассмотренные особенности эффекта Доплера в неоднородных (градиентных) средах как раз и дают возможность требуемого измерения, индекса преломления и скорости звука. Очевидно, что давление должно быть известно из независимых измерений.

С практической точки зрения в рассматриваемом случае минимальным являются требования к зонду – его эффективный поперечник рассеяния должен быть достаточным для уверенного приема отраженного (рассеянного) сигнала. То есть, могут быть выполнены предъявляемые к «идеальному» зондированию требования 1.1.1 – 1.1.2.

Рассмотрим теперь требование 1.1.3. Существенно, что интерес представляют лишь относительные сдвиги частоты (а не абсолютные). В связи

с этим, требования к аппаратуре полностью соответствуют возможностям современной элементной базы. Представляется, что для реализации подобных измерений «высокочастотная» часть аппаратуры может быть «заимствована» из стандартных устройств, например, доплеровских акустических и радиолокаторов. То есть, требование 1.1.3 также может быть в значительной степени выполнено.

Выше неявно полагалось, что волны с частотами f_1 и f_2 являются гармоническими (немодулированными). Однако частота f_2 может быть на несколько порядков меньше, чем частота f_1 . В то же время, ширина диаграммы направленности волны увеличивается с уменьшением частоты (с увеличением длины волны). В результате уменьшается уровень сигнала на приемнике (при прочих равных условиях). То есть, использование гармонической «низкочастотной» волны вряд ли рационально.

С практической точки зрения «низкая» частота f_2 может представлять собой частоту модуляции несущей «высокой» частоты f_1 . В этом случае снимаются вопросы, связанные с шириной диаграммы направленности для f_2 . В то же время, сдвиг частоты для модулированной волны будет описываться теми же закономерностями, что и для гармонической волны.

Действительно, для гармонической волны некоторой произвольной исходной частоты ω_0 эффект Доплера в однородной среде приводит к сдвигу частоты: $\omega = \omega_0(1 - V/C)$. При этом уменьшение расстояния между источником и приемником приводит к увеличению частоты ω , уменьшение расстояния – к увеличению этой частоты.

Амплитудно-модулированный сигнал U с глубиной модуляции P и амплитудой U_0 в интересующем нас случае можно представить в виде:

$$U/U_0 = (1 + P\cos\omega_2 t)\cos\omega_1 t = \cos\omega_1 t + P/2 \cos\omega_1 t[\cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t].$$

Тогда эффект Доплера приводит к сдвигу как несущей частоты, так и частоты модуляции сигнала на выходе приемника U_p :

$$U_p/U_{0p} = [1 + P \cos \omega_2(1 + V/C_2)t] \cos \omega_1(1 + V/C_1)t.$$

Здесь C_1, C_2 – скорость волны, усредненная по масштабам $\lambda_1 = 2\pi C_0^*/\omega_1$, $\lambda_2 = 2\pi C_0^*/\omega_2$ соответственно, C_0^* – «номинальная» скорость волны.

Таким образом, для реализации одновременных измерений сдвига частот f_1 и f_2 целесообразно использовать амплитудно-модулированную волну.

Выше неявно рассматривалась среда без дисперсии, $\frac{\partial C}{\partial \omega} = 0$. Это справедливо для акустических волн в атмосфере и, во многих случаях, для электромагнитных волн в тропосфере. Ионосфера, как среда распространения, обладает явно выраженной дисперсией для определенного диапазона электромагнитных волн. В этом случае, по-видимому, с точки зрения рассматриваемого эффекта Доплера, и для скорости $C(\omega_2)$, соответствующей частоте модуляции ω_2 , следует использовать значение, соответствующее скорости $C(\omega_1)$ для несущей частоте ω_1 : $C(\omega_2) = C(\omega_1)$.

Оценим по порядку величины возможную дальность действия доплеровского лоатора, исходя из уравнения радиолокации. Пусть G_n – коэффициент направленного действия передающей антенны; F_{np} – эффективное сечение приемной антенны; σ – эффективная площадь рассеяния цели; P_n – мощность излучения передатчика; P_{np} – мощность принимаемого от цели сигнала на входе в приемную антенну и соответствующая приемлемому отношению сигнал-шум, приведенному к входу приемника. Тогда в простейшем случае дальность R действия лоатора определяется известным соотношением [32]:

$$R^4 = \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{P_n}{P_{np}} G_n F_{np} \sigma. \quad (1.11)$$

Положим, что ширина диаграммы направленности передающей антенны ограничена лишь дифракцией радиоволн длиной λ , причем сечение антенны является кругом с диаметром D . Тогда G_n можно представить в виде:

$$G_{\Pi} \approx \frac{4\pi}{(\lambda/D)^2}.$$

Далее, положим, что эффективное сечение приемной антенны также является кругом с диаметром D . Тогда $F_{\text{пр}} \approx \pi D^2/4$.

В простейшем случае эффективную площадь рассеяния цели можно положить равной площади S_3 сечения зонда. Если же, к примеру, зонд снабжен катафотным отражателем, то возможен случай $S_3 > \sigma$.

В результате (1.11) примет вид:

$$R^4 \approx \frac{1}{16} \frac{P_n}{P_{\text{пр}}} \frac{D^4 S_3}{\lambda^2}. \quad (1.12)$$

Для радиоволн можно принять следующие реальные значения: $P_{\text{п}} \approx 10^3$ Вт; $P_{\text{пр}} \approx 10^{-13}$ Вт; $D \approx 2$ м; $\lambda \approx 1$ см; $S_3 = 1$ м². Тогда $R \approx 10^2$ км. Отметим, что для современных метеорологических доплеровских радиолокаторов дальность действия составляет 250 км, что соответствует полученной выше оценке.

Для акустических волн в атмосфере поглощение возрастает пропорционально квадрату частоты, поэтому для акустической локации реально значение $\lambda \geq 10$ см. В океане (в чистой воде) поглощение звука на три порядка меньше, чем в воздухе, при этом реально значение $\lambda \geq 1$ см.

Акустические волны рассеиваются в турбулентной атмосфере значительно сильнее, чем радиоволны. Судя по соответствующим публикациям, вряд ли можно рассчитывать на дальность действия акустической локации, превышающую 10^0 км – как в атмосфере, так и в океане.

Рассмотрим теперь некоторые возможности практического использования рассмотренных особенностей эффекта Доплера применительно к зондированию атмосферы и океана.

2. Доплеровская локация с одночастотной модуляцией

2.1. Определение вертикального профиля показателя преломления (профиля скорости звука) в атмосфере

Возможная схема определения вертикального профиля показателя преломления/скорости звука, описанная в разделе 1.4, характеризуется следующим.

Зонд, перемещающийся по вертикали, обеспечивает непрерывное изменение высоты z . В этом случае для корректного измерения вертикального профиля скорости звука (в пределах заданной высоты z) достаточным является использование только одной частоты модуляции.

Функциональная схема измерений представлена ниже, на рис. 2.1. Оценим теперь возможные погрешности измерений для этой схемы.

Для скорости зонда $V \approx 3$ м/с имеем: $\Delta f_1/f_1 \approx \Delta f_2/f_2 = 2V/C \approx 10^{-8}$.

Коэффициент 2 перед отношением V/C есть следствие того, что источник 4 и приемник 6 являются неподвижными, а движется лишь зонд 5. В процессе «восприятия» волны зонд выступает в качестве приемника, а в процессе переизлучения волны – в качестве источника. Относительный сдвиг частоты в этом случае равен сумме сдвигов частот в каждом из двух указанных выше процессов «обработки» волны. Но для электромагнитных волн V/C в обоих случаях одинаково, поэтому и появляется коэффициент 2.

Если же на схеме рис. 2.1 зонд 5 содержит независимый приемник (или передатчик), то сдвиги частот будут вдвое меньше, чем в предыдущем случае.

Однако величина $A \equiv \frac{\Delta f_2/f_2}{\Delta f_1/f_1}$ при этом не изменится.

Итак, относительные сдвиги частоты очень и очень малы. Если измерять частоты принятых на земле сигналов, то затем необходимо будет найти и малую разность $\Delta f_i = f_{pi} - f_i$ двух больших величин ($i = 1, 2$). При этом соответствующие относительные погрешности должны быть существенно меньше, чем 10^{-8} . Тогда и требования к электронному тракту являются весьма и весьма высокими.

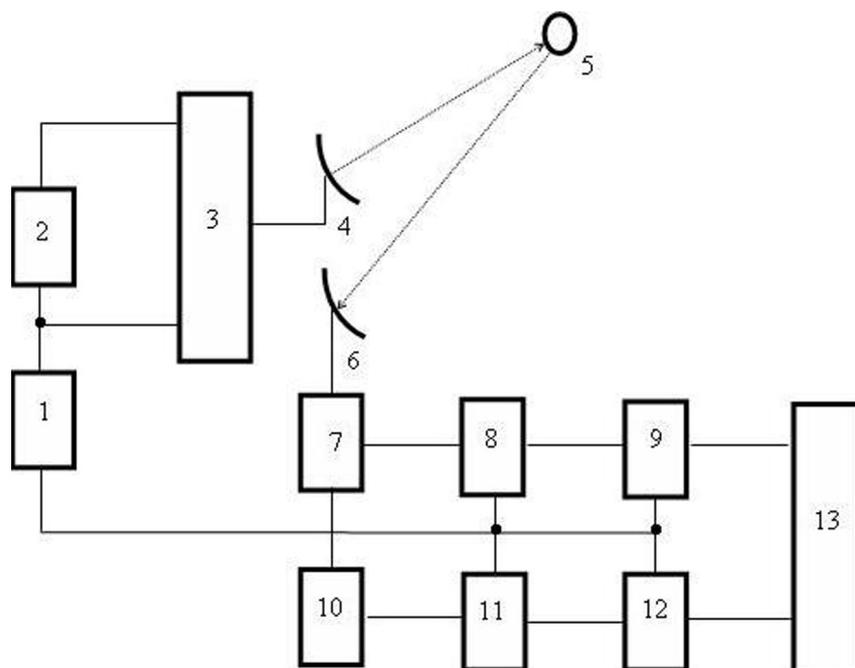


Рис. 2.1. Функциональная схема измерений

1 – генератор несущей частоты f_1 ; 2 – формирователь частоты модуляции f_2 ; 3 – модулятор; 4 – передающая антенна; 5 – зонд с приемопередатчиком (ретранслятором); 6 – приемная антенна; 7 – блок разделения несущей частоты и частоты модуляции; 8 – смеситель (для несущей частоты); 9 – измеритель длительности периода биений; 10 – формирователь «умноженной частоты модуляции»; 11 – смеситель (для частоты модуляции); 12 – измеритель длительности периода биений; 13 – блок обработки

Однако нас интересуют лишь относительные сдвиги частоты, измерения которых можно обеспечить и без операции нахождения очень малой разницы двух больших величин. Рассмотрим вначале несущую частоту f_1 . Если принятый на земле сигнал смешать с сигналом опорной («несмещенной») частоты, то мы получим «биения» - сигнал опорной частоты модулирован по амплитуде частотой $f_{p1} = \Delta f_1$. Измерение периода T_{p1} частоты биений $T_{p1} = 1/\Delta f_1$ легко осуществить путем заполнения его метками времени с периодом опорной частоты $T_1 = 1/f_1$ и подсчета количества N_1 импульсов: $T_{p1} = N_1 T_1$.

Тогда $A_1 = \Delta f_1/f_1 = T_1/T_{p1} = 1/N_1$. При этом весьма незначительна относительная погрешность $\delta A_1/A_1 = \delta N_1/N_1 \approx 1/N_1 \approx 10^{-8}$.

Вообще говоря, определенный вклад в погрешность $\delta A_1/A_1$ может внести и относительная нестабильность опорной частоты $\delta f_1/f_1$. Однако в рассматриваемом случае существенна лишь кратковременная нестабильность – за время, существенно меньшее секунды. Поэтому такая нестабильность может быть заметно меньше 10^{-8} при сравнительно несложной электронной схеме.

В рассматриваемом случае за время измерения T_{p1} зонд пройдет расстояние $VT_{p1} = V/\Delta f_1 = C/f_1 \approx \lambda_1$. То есть, и с рассматриваемой точки зрения пространственное разрешение примерно равно длине волны.

При измерении сдвига частоты модуляции исходной волны непосредственное выделение биений вряд ли перспективно, поскольку резко возрастает время измерений и резко ухудшается пространственное разрешение.

Поэтому в данном случае можно поступить следующим образом. Частоту модуляции f_2 получают делением опорной частоты f_1 на известное (заранее выбранное) число M ($M = 10^3 \div 10^4$), $f_2 = f_1/M$. Частоту модуляции f_{p2} принятого на земле сигнала умножают на то же самое число M , так что полученная частота $f_{p2}^* = M \cdot f_{p2}$ будет очень близка к опорной частоте f_1 . Далее измерения проводятся аналогично измерениям на несущей частоте: при смешении «умноженной частоты модуляции» f_{p2}^* с опорной частотой получают биения, затем выделяют период этих биений T_{p2} и заполняют его метками времени с периодом опорной частотой $T_1 = 1/f_1$.

Нетрудно видеть, что в этом случае $A_2 = \Delta f_2/f_2 = T_1/T_{p2} = 1/N_2$, где N_2 – число периодов опорной частоты в одном периоде биений «умноженной частоты модуляции». Таким образом,

$$A \equiv \frac{\Delta f_2/f_2}{\Delta f_1/f_1} = \frac{C_h}{C_c} = \frac{A_2}{A_1} = \frac{N_1}{N_2}.$$

В этом случае относительная погрешность $\delta A/A$ является очень и очень малой: $\delta A/A \approx 1/N_1 + 1/N_2 \approx 2 \cdot 10^{-8}$. Но $A \approx 1$, так что $\delta A \approx 2 \cdot 10^{-8}$.

Перейдем теперь к индексу преломления атмосферы N : $N = (n - 1) \cdot 10^6$, где n – показатель преломления. Нетрудно видеть, что (1.10) можно записать в виде:

$$1 + N(z) \cdot 10^{-6} = (1 + N_0 \cdot 10^{-6}) \left[1 - \psi(z) - \int_0^z \frac{\psi(z) dz}{z} \right] \approx 1 + N_0 \cdot 10^{-6} - \psi(z) - \int_0^z \frac{\psi(z) dz}{z},$$

где N_0 – индекс преломления на уровне земли ($z = 0$).

То есть,

$$N_0 - N(z) = \left[\psi(z) + \int_0^z \frac{\psi(z) dz}{z} \right] \cdot 10^6. \quad (2.1)$$

Поскольку $\psi(z) = A - 1$, то погрешность $\delta(N - N_0)$ определения индекса преломления можно оценить следующим образом:

$$\delta(N_0 - N) \leq [\delta A + (A - 1) \delta z/z] \cdot 10^6,$$

где $\delta z/z$ – относительная погрешность определения высоты зонда.

Как отмечалось выше, $\delta A \approx 2 \cdot 10^{-8}$. Величина же A существенно зависит от градиентов индекса преломления. Для линейного профиля показателя преломления $n = n_0(1 - \gamma z)$, как видно, $(A - 1)/z = \gamma/2 \approx |dn/dz|$. Тогда

$$\delta(N_0 - N) \leq [\delta A + |dn/dz| \delta z] \cdot 10^6 = 10^6 \delta A + a |dT/dz| \delta z; \quad a \approx 10^0 \text{ К}^{-1}.$$

Положим для оценок, что профиль индекса преломления определяется только профилем температуры (т.е. пренебрежем влиянием профиля влажности). Пусть $dT/dz \approx 10^{-2}$ К/м [29, 50] и $\delta z = 1$ м. Тогда $\delta(N_0 - N) < 3 \cdot 10^{-2}$.

Таким образом, предлагаемый способ позволяет обеспечить весьма низкие погрешности определения индекса преломления – сотые доли N -единиц!

Для простоты на рис. 2.1 представлена работа ретранслятора на прием и передачу на одной и той же частоте. На практике, по-видимому, целесообразно разнести эти частоты, т.е. передачу вести на какой-то гармонике или субгармонике принятой частоты. Соответственно, несколько усложнится и вся блок-схема, поскольку в этом случае в качестве опорной частоты нужно будет использовать ту же самую гармонику или субгармонику задающего генератора.

Следует отметить, что при сравнительно небольших дальностях и достаточно большом эффективном поперечнике рассеяния зондирующего объекта возможны измерения вообще без ретранслятора (точнее, в этом случае сам зондирующий объект будет являться эффективным ретранслятором).

Рассмотрим теперь погрешности определения скорости звука, полагая для начала, что скоростью ветра можно пренебречь. Поскольку в воздухе эта скорость на шесть порядков меньше скорости света, то соответственно выше и относительный сдвиг частоты. В этом случае для значений скорости движения зонда $V \approx 3$ м/с имеем: $\Delta f_1/f_1 \approx \Delta f_2/f_2 = V/C_{ac} \approx 10^{-2}$.

При выборе несущей частоты необходимо учитывать затухание акустических волн, возможные акустические помехи и т.д. По-видимому, приемлемой для практики является частота, составляющая несколько килогерц (длина волны $\lambda_{ac} \approx 10$ см).

Точно так же, как и в описанном выше случае электромагнитных волн СВЧ-диапазона, рассмотрим вначале несущую частоту. Если принятый на земле сигнал смешать с сигналом опорной («несмещенной») частоты, то мы получим «биения» - сигнал опорной частоты модулирован по амплитуде частотой $f_{p1} = \Delta f_1$. Однако измерение периода биений $T_{p1} = 1/\Delta f_1$ следует производить путем заполнения его метками времени с периодом некоторой «образцовой» частоты $T_0 \approx 10^{-8}$ с и подсчета соответствующего количества N_1 импульсов: $T_{p1} = N_1 T_0$. С помощью этих же меток времени можно, при необходимости, контролировать и стабильность несущей частоты f_1 . Для повышения точности измерений можно измерять длительность не одного периода T_{p1} , а, например, десяти или ста (в пределах заданного

пространственного разрешения). В этом случае относительная погрешность $\delta A_1/A_1$ может быть достаточно малой при умеренных требованиях к электронному тракту: $\delta A_1/A_1 \approx 10^{-6} \div 10^{-7}$.

Измерение сдвига частоты модуляции осуществляется аналогично рассмотренному выше случаю электромагнитных волн СВЧ-диапазона, но с использованием меток времени «образцовой» частоты.

В результате можно обеспечить достаточно малое значение $\delta A \approx 10^{-6} \div 10^{-7}$. При необходимости можно уменьшить на порядок погрешность δA (до значения, соответствующего случаю электромагнитных волн СВЧ-диапазона). Однако в этом случае существенно возрастают требования к сравнительно долговременной стабильности «образцовой» частоты.

Положим для оценок, что профиль скорости звука имеет линейный вид: $C = C_0(1 - \beta z)$, где β определяется только соответствующим профилем температуры. Тогда $(A - 1)/z = \beta/2 \approx - (dT/dz)/2T_0$. В этом случае из (1.10) следует:

$$\delta C/C_0 \leq \delta A + [|dT/dz|/2T_0] \delta z.$$

Пусть $dT/dz = 10^{-2}$ К/м (1 градус/100 м) [29, 50], $T_0 \approx 300$ К, $\delta z = 1$ м. Тогда $\delta C/C_0 < 2 \cdot 10^{-5}$, $\delta C < 1$ см/с. Видно, что указанная погрешность определяется, главным образом, профилем температуры. Следует отметить, что скорость звука зависит от температуры существенно более сильно, чем индекс преломления. Поэтому $\delta C/C_0 \gg \delta(N_0 - N)$.

То есть, предлагаемый способ позволяет обеспечить весьма низкие погрешности измерения скорости звука – менее сантиметра в секунду!

Схема определения скорости звука аналогична представленной на рис. 2.1, с той лишь разницей, что используются акустические излучатели и приемники.

Современные приемные устройства (для обоих типов волн) обеспечивают динамический диапазон не менее 100÷120 дБ. А поскольку мощность

принимаемого сигнала обратно пропорциональна квадрату расстояния, то максимальная наклонная дальность может составлять единицы километров.

Этот же подход применим и в «классических» схемах радиоакустического зондирования [13]. В этом случае зондирующим объектом является акустический волновой пакет. По измерениям в СВЧ-диапазоне можно определить вертикальный профиль индекса преломления. Тогда по сдвигу несущей частоты нетрудно вычислить и профиль скорости движения объекта, т.е. профиль скорости звука, а затем восстановить профили температуры и влажности. Восстановление профиля влажности может быть значительно более точным, чем в известных методах [33].

Зондирующим объектом может быть «стандартный» метеозонд, снабженный датчиком температуры [30]. Профиль индекса преломления можно определить по измерениям в СВЧ-диапазоне, а профиль температуры – по соответствующему датчику. Восстановление профиля влажности может быть значительно более точным, чем при использовании только метеозонда, снабженного не только датчиком температуры, но и датчиком влажности, особенно, при низких температурах воздуха.

2.2. Траектория движения источника/приемника волны

Выше неявно полагалось, что высота (глубина) зондирующего объекта (зонда) известна в любой момент времени. Рассмотрим теперь возможности определения этой высоты (глубины), а также других координат этого объекта по параметрам принятых на уровне $z = 0$ сигналов – акустических или электромагнитных волн.

Если зондирующий объект имеет не только вертикальную компоненту скорости V_z , но и горизонтальную V_x , то его скорость V_0 относительно неподвижного наблюдателя на земле имеет вид: $V_0 = V_x \cos \alpha + V_z \sin \alpha$, где α - угол места.

Пусть мы нашли зависимость скорости волны от времени $C(t)$. Тогда по сдвигу, например, опорной частоты f_1 , можно найти и V_0 : $V_0(t) = C(t)\Delta f_1/f_1$. Если проинтегрировать это выражение, то получим:

$$L(t) = \bar{C} \int_0^t \frac{\Delta f_1}{f_1} dt = \bar{\lambda}_1 \Phi(t),$$

где L – наклонная дальность, \bar{C} , $\bar{\lambda}_1$ – некоторые средние значения скорости волны и ее длины на трассе L ; $\Phi(t)$ – полная разность фаз «доплеровской» и исходной частот f_{p1} и f_1 ; $\Phi = (N_{p1} - N_1)$, где N_{p1} , N_1 – количество периодов «доплеровской» и исходной частот за время регистрации t .

Оценим теперь возможные погрешности измерений.

$$\frac{\delta L}{L} \leq \frac{\delta \bar{\lambda}_1}{\bar{\lambda}_1} + \frac{\delta \Phi}{\Phi} = \frac{\delta C}{C} + \frac{\delta \Phi}{\Phi}.$$

Но $\frac{\delta C}{C} < 10^{-5}$; $\frac{\delta \Phi}{\Phi} = \frac{1}{N_{p1} - N_1} \approx \frac{\bar{\lambda}_1}{L}$. Тогда $\delta L \approx \bar{\lambda}_1$. То есть, абсолютная погрешность определения наклонной дальности примерно равна длине волны.

Рассмотрим теперь возможности определения угла места по измерению разности фаз сигналов в двух точках на земле, разнесенных на некоторое расстояние l , $l \ll L_1, L_2$ (рис. 2.2). Нетрудно видеть, что разность фаз $\Delta\Phi$ определяется соотношением:

$$\Delta\Phi = k(L_2 - L_1) = k [\sqrt{z^2 + (x+l/2)^2} - \sqrt{z^2 + (x-l/2)^2}] \approx \frac{klx}{\sqrt{z^2 + x^2}} = kl \cos \alpha_x.$$

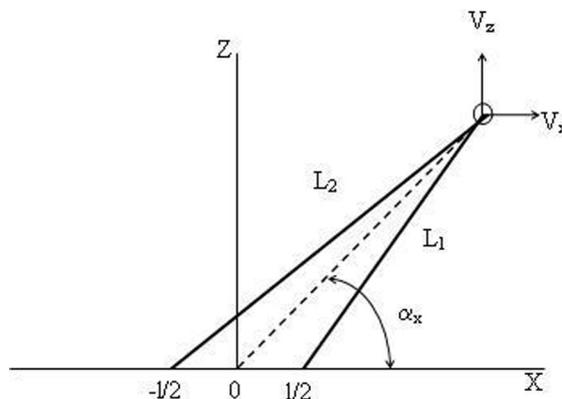


Рис. 2.2. К определению угла места зонда

Следует отметить, что это соотношение соответствует полной разности фаз, с учетом различных, вообще говоря, частот для каждого из приемников. Тот же самый результат получается, если разность фаз найти интегрированием соответствующей разности частот.

Итак, зная k , l и измерив полную разность фаз $\Delta\varphi$, нетрудно найти и угол места α_x в плоскости XOZ : $\cos \alpha_x = \Delta\varphi/(kl)$.

Оценим возможные погрешности определения угла места.

$$\operatorname{tg} \alpha_x \delta\alpha_x \leq \frac{\delta\Delta\varphi}{\Delta\varphi} + \frac{\delta k}{k} + \frac{\delta l}{l}.$$

Но $\frac{\delta\Delta\varphi}{\Delta\varphi} < 10^{-4} \div 10^{-5}$; $\frac{\delta k}{k} = \frac{\delta C}{C} < 10^{-5}$; $\frac{\delta l}{l} \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$. Тогда $\operatorname{tg} \alpha_x \delta\alpha_x \approx \frac{\delta l}{l} \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$.

Выше неявно полагалось, что зонд движется в плоскости XOZ . В общем случае необходима еще одна пара приемников для регистрации угла α_y и в плоскости YOZ . По измеренным значениям углов α_x и α_y нетрудно определить азимут ψ и угол места α_0 :

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\operatorname{tg} \alpha_x}{\operatorname{tg} \alpha_y}; \operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{\operatorname{tg} \alpha_x \operatorname{tg} \alpha_y}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_x + \operatorname{tg}^2 \alpha_y}}.$$

Поскольку $\operatorname{tg} \alpha_x \delta\alpha_x = \operatorname{tg} \alpha_y \delta\alpha_y \approx \frac{\delta l}{l}$, то погрешности определения ψ , α_0

можно оценить следующим образом:

$$(1 + \operatorname{tg}^2 \psi) \delta\psi \leq \operatorname{tg} \psi \left\{ \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_x}{\operatorname{tg}^2 \alpha_x} + \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_y}{\operatorname{tg}^2 \alpha_y} \right\} \frac{\delta l}{l};$$

$$(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_0) \delta\alpha_0 \leq \operatorname{tg}^3 \alpha_0 \left\{ \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_x}{\operatorname{tg}^4 \alpha_x} + \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_y}{\operatorname{tg}^4 \alpha_y} \right\} \frac{\delta l}{l}.$$

Если ограничиться практически важным случаем $\alpha_0 \geq \pi/4$, то нетрудно видеть, что

$$\delta\psi \leq 4 \frac{\delta l}{l}; \delta\alpha_0 \leq \frac{\delta l}{l}.$$

Зная наклонную дальность L и угол места α_0 , легко вычислить и текущую высоту z , $z = L \sin \alpha_0$. Погрешность определения высоты имеет вид.

$$\frac{\delta z}{z} \leq \frac{\delta L}{L} + \frac{\delta \alpha}{\operatorname{tg} \alpha_0} \approx \frac{\bar{\lambda}_1}{L} + \frac{\delta l}{l} \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \alpha_0}.$$

Если $\alpha_0 \geq \pi/4$, а $\frac{\delta l}{l} < 10^{-3}$, то

$$\delta z \approx \frac{\bar{\lambda}_1}{L} z = \bar{\lambda}_1 \frac{z}{\sqrt{z^2 + x^2 + y^2}} \leq \bar{\lambda}_1.$$

Выше не учитывалось возможное искривление траекторий за счет рефракции волны. В то же время, это искривление можно учесть, если восстановить вертикальный профиль скорости звука или показателя преломления.

Таким образом, по параметрам сигналов, принятых на земле, можно определить наклонную дальность, угол места и азимут зондирующего объекта. Соответственно, можно найти и его текущую высоту, причем абсолютная погрешность по порядку величины не превышает длины волны.

При зондировании атмосферы с помощью стандартных радиозондов траектория их движения обычно определяется с помощью радиолокатора. В этом случае оказывается возможным определение профиля скорости ветра и т.д. Однако для радиолокаторов мощность сигнала обратно пропорциональна четвертой степени расстояния, в то время как для рассматриваемого метода – только второй степени. То есть, предложенный подход представляется значительно более выгодным с точки зрения «энергетики». Кроме того, предложенный метод может обеспечить значительно более высокую точность определения угла места и азимута. Для большинства радиолокаторов угловое разрешение по углу места и азимуту определяется шириной диаграммы направленности антенны; обычно оно не лучше 10^{-2} .

2.3. Градиенты скорости звука и конвективные движения в атмосфере

2.3.1. Скорость звука и ветер в атмосфере

Скорость звука C_n относительно неподвижного наблюдателя определяется, как известно, не только скоростью звука C_0 в неподвижной среде, но и скоростью W движения этой среды относительно того же наблюдателя:

$$C_n = C_0 + W,$$

Это соотношение имеет векторный характер, так что W есть проекция скорости движения среды на направление распространения акустической волны («линию визирования»). Скорость W может быть обусловлена различными конвективными потоками воздуха, в том числе, конвективными струями и термиками («теплыми пузырями»). При этом в ряде случаев W может быть достаточно высокой, более 20 м/с [50].

Для ряда задач физики атмосферы, атмосферной акустики интерес представляет вертикальный профиль C_n , поскольку именно он определяет рефракцию звука. В то же время, и профили C_0 важно знать для многих задач теории и практики, в частности, для восстановления вертикальных профилей температуры и влажности воздуха [18, 28].

В общем случае движения воздуха в атмосфере имеют турбулентный характер. Однако описание скорости звука с учетом турбулентности воздуха представляет достаточно сложную задачу. Поэтому мы ограничимся анализом только лишь ламинарных движений.

Выше полагалось, что зонд под действием сил плавучести перемещается по вертикали, причем и линия визирования является вертикалью. Однако под действием ветра зонд может «дрейфовать» в направлении ветра – по горизонтали. При этом линия визирования будет отклоняться от вертикали. Если W_0 - полная скорость ветра (по горизонтали), то ее проекция W на «линию визирования» имеет вид: $|W| = |W_0| \cos \alpha$, где α - угол места зонда относительно

неподвижного наблюдателя. Знак проекции W определяется очевидными геометрическими соображениями.

Пусть градиенты вертикальной скорости ветра (скорости конвективных движений) много больше градиентов скорости звука в неподвижной среде. Для типичного значения вертикального градиента температуры $dT/dz \approx 10^{-2}$ К/м имеем: $dC_0/dz \approx 10^{-2}$ (м/с)/м (скорость изменяется на 1 м/с на расстоянии 100 м). В то же время, во многих случаях, во всяком случае, в приземном слое атмосферы, градиенты скорости конвективных движений могут быть на порядок выше. Тогда вертикальный профиль $C_n(z)$ в значительной мере будет определяться вертикальным профилем скорости ветра $W(z)$.

Если же в среде имеются заметные градиенты температуры (и, соответственно, скорости звука C_0 в неподвижной среде), и существенны градиенты скорости конвективных движений, то ситуация заметно усложняется.

Рассмотрим схему измерений, представленную на рис.2.3 (аналогичную схеме, представленной на рис. 2.1).

В данном случае для распространения волны от излучателя 4 к зонду 5 (положим для определенности, «по ветру») скорость C_{45} этой волны относительно неподвижного наблюдателя (источника 4 и приемника 6) имеет вид: $C_{45} = C_0 + W$.

Для распространения волны от зонда 5 к приемнику 6 («против ветра») скорость C_{56} волны относительно неподвижного наблюдателя имеет вид: $C_{56} = C_0 - W$ (знаки W в выражениях C_{45} и C_{56} противоположны друг другу). Тогда результирующий относительный сдвиг произвольной частоты f_0 имеет вид:

$$(\Delta f/f)_{456} = [(f_p - f_0)/f_0]_{456} = \frac{V}{C_0 + W} + \frac{V}{C_0 - W} = \frac{2VC_0}{C_0^2 - W^2}.$$

То есть, $\Delta f/f$ зависит от скорости ветра W , причем эта зависимость будет проявляться как для несущей частоты f_1 , так и для частоты модуляции f_2 .

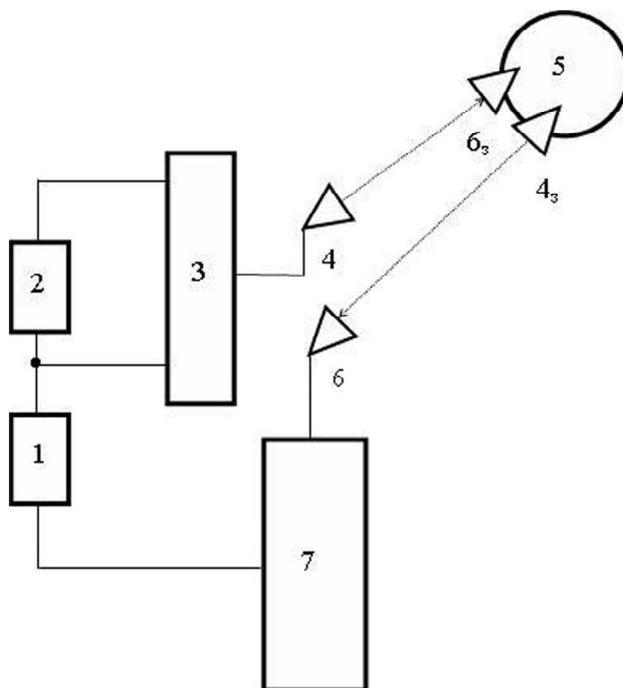


Рис. 2.3. Функциональная схема измерений скорости ветра

1 – генератор несущей частоты f_1 ; 2 – формирователь частоты модуляции f_2 ;
3 – модулятор; 4 – излучатель; 5 – зонд с дополнительным излучателем 4_3 и
дополнительным приемником 6_3 ; 6 – приемник; 7 – блок обработки сигналов

Введем параметр A_Σ , соответствующий суммарному распространению волны «по ветру и против ветра» и учтем, что обычно $W \ll C$, причем скорость ветра W зависит от высоты z , $W = W(z)$. Примем также, что W_h – «местная» (локальная) скорость ветра W_h , а W_c – средняя по трассе скорость ветра:

$$W_h = \frac{1}{h} \int_{z-h/2}^{z+h/2} W(z) dz \approx W(z); \quad W_c = \frac{1}{z} \int_0^z W(z) dz.$$

Тогда

$$A_\Sigma = \frac{C_c(C_h^2 - W_h^2)}{C_h(C_c^2 - W_c^2)} = \frac{C_h(1 - W_h^2/C_h^2)}{C_c(1 - W_c^2/C_c^2)} \approx \frac{C_h}{C_c} \left(1 - \frac{W_h^2}{C_h^2} + \frac{W_c^2}{C_c^2}\right) \approx \frac{C_h}{C_c}; \quad (2.2)$$

Параметр A_Σ в (2.2) аналогичен введенному в (1.9) параметру A :

$$A_{\Sigma} = \frac{C_{h0}}{C_{c0}} = \frac{C_0(z)z}{\int_0^z C_0(z)dz} = \frac{C_h}{C_c} = \frac{C(z)z}{\int_0^z C(z)dz}. \quad (2.3)$$

Здесь $1 - A_{\Sigma} = (C_{c0} - C_{h0})/C_{c0} \equiv \Delta C/C$. При этом $|1 - A_{\Sigma}| = |\Delta C/C| \ll 1$. В частности, $A_{\Sigma} = 1$ в двух случаях: при отсутствии ветра ($W = 0$) или же при отсутствии градиентов скорости звука ($C_c = C_h$).

Поскольку A_{Σ} очень слабо зависит от скорости ветра W , то (1.10) позволяет найти скорость звука в неподвижной среде: $C_{c0} = C_c$; $C_{h0}(z) = C_h \equiv C_0(z) = C(z)$.

Абсолютные погрешности измерений скорости звука в данном случае будут примерно такими же, как и приведенные в разделе **2.1**, составляя всего лишь единицы сантиметра в секунду.

Итак, в данном случае скорость ветра (конвективных потоков) на измерение вертикального профиля скорости звука практически не влияет. В то же время, зная C_0 , можно сделать определенные выводы о некоторых параметрах атмосферы. Действительно, скорость звука C_0 в атмосфере с абсолютной температурой T , имеет вид:

$$C_0 = \sqrt{\gamma RT / \mu} (1 + 0,14 e/p),$$

где γ - показатель адиабаты, R - универсальная газовая постоянная; μ - молекулярный вес сухого воздуха; e , p - парциальное давление (упругость) водяного пара и общее давление воздуха соответственно [13]. Для практически важных случаев $0,14 e/p \approx 10^{-3} \dots 10^{-2} \ll 1$, так что в первом приближении можно считать, что C_0 зависит только лишь от температуры воздуха T . Однако полное игнорирование влажности воздуха может привести к заметным погрешностям определения температуры $T(z)$ по измеренным значениям скорости звука. Эти погрешности могут доходить до значительной величины 10^0 К. По-видимому, лишь при отрицательных температурах, когда даже для насыщенного водяного

пара $0,14 e/p < 10^{-3}$, эти погрешности не будут превосходить приемлемой для многих задач величины $10^{-1}K$.

Положим теперь, что зонд 5 (рис. 2.3) снабжен датчиком температуры (то есть, используется «стандартный» метеозонд). Тогда по независимым измерениям скорости звука и температуры можно определить влажность воздуха. При этом восстановление профиля влажности может быть более простым, чем при использовании традиционных датчиков влажности, особенно, при низких температурах воздуха. Если температура измеряется с погрешностью $3 \cdot 10^{-2}K$, то погрешность измерения абсолютной влажности (упругости водяного пара) может составлять всего 70 Па. Отметим, что упругость насыщенного водяного пара $e = 51$ Па при температуре воздуха $-30^{\circ}C$; $e = 125$ Па при температуре $-20^{\circ}C$; $e = 287$ Па при температуре $-10^{\circ}C$. То есть, определение влажности воздуха возможно и при достаточно низких температурах воздуха $-20^{\circ}C$.

Для весьма широкого круга задач скорость ветра (скорость конвективных движений) важна сама по себе, безотносительно к акустике (метеорология, авиация, высотное строительство, артиллерийские стрельбы и т.д.) [6, 48, 49].

Распространенные радиолокационные методы определения вертикальных профилей ветра основаны на слежении за движущимся зондом. Эти методы обычно не применимы на малых высотах (до нескольких сотен метров) вследствие наличия «мертвой зоны» радиолокатора.

Параметр A_{Σ} , как видно из (2.2), очень слабо зависит от W . Поэтому рассмотрим несколько иные дополнительные измеряемые параметры.

2.3.2. Определение вертикального профиля скорости ветра

Пусть на зонде 5 (см. рис. 2.3) установлен дополнительный приемник акустических волн бз (аналогичный «наземному» приемнику б), сигнал с этого приемника передается на Землю по радиоканалу (СВЧ-каналу). Буква «з» в обозначении бз означает «зонд». Тогда сдвиг частоты имеет вид:

$$(\Delta f/f)_{463} = (\Delta f/f)_{45} = \frac{V}{C_0 + W} + \frac{V}{C_{00}},$$

где C_{00} – скорость электромагнитных волн в атмосфере. Однако скорость света на шесть порядков превосходит звука, $C_{00} \gg \gg C_0 + W$, поэтому практически

$$(\Delta f/f)_{45} \cong \frac{V}{C_0 + W}.$$

Рассмотрим теперь параметр A_+ , соответствующий распространению волны «по ветру». В этом случае $C_{45} = C_0 + W$. Учтем также, что $C_{c0} \approx C_c$; $C_{h0} \approx C_h$. Тогда получим:

$$A_+ = \frac{C_h + W_h}{C_c + W_c} = \frac{C_h(1 + W_h/C_h)}{C_c(1 + W_c/C_c)} \approx \frac{C_h}{C_c} \left(1 + \frac{W_h}{C_h} - \frac{W_c}{C_c} + \frac{W_c^2}{C_c^2}\right).$$

Установленный на зонде 5 дополнительный излучатель акустических волн 4з (аналогичный «наземному» излучателю 4) также синхронизируется с Земли по радиоканалу. Тогда соответствующий сдвиг частоты имеет вид:

$$(\Delta f/f)_{436} = (\Delta f/f)_{56} = \frac{V}{C_0 - W} + \frac{V}{C_{00}} \cong \frac{V}{C_0 - W}.$$

Рассмотрим теперь параметр A_- , соответствующий распространению волны «против ветра». В этом случае $C_{56} = C_0 - W$. Учтем также, что $C_{c0} \approx C_c$; $C_{h0} \approx C_h$. Тогда получим:

$$A_- = \frac{C_h - W_h}{C_c - W_c} = \frac{C_h(1 - W_h/C_h)}{C_c(1 - W_c/C_c)} \approx \frac{C_h}{C_c} \left(1 - \frac{W_h}{C_h} + \frac{W_c}{C_c} + \frac{W_c^2}{C_c^2}\right).$$

В этом случае имеем:

$$\begin{aligned} \frac{A_+ + A_-}{2} &\approx \frac{C_h}{C_c} \left(1 + \frac{W_c^2}{C_c^2}\right) \approx A_\Sigma \left(1 + \frac{W_c^2}{C_c^2}\right); \\ \frac{A_+ - A_-}{2} &\approx \frac{C_h}{C_c} \left(\frac{W_h}{C_h} - \frac{W_c}{C_c}\right) \approx A_\Sigma \left(\frac{W_h}{C_h} - \frac{W_c}{C_c}\right) = \frac{A_\Sigma}{C_h} (W_h - A_\Sigma W_c). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Примем обозначение: $\frac{A_+ - A_-}{2A_\Sigma} \equiv B$ и учтем, что $W_h \approx W = W(z)$. Тогда из (2.4)

получим:

$$W_c = \frac{1}{z} \int_0^z W(z) dz = C_c \left(\frac{W}{C_h} - B \right) \approx \frac{W(z)}{A_\Sigma} - BC_c = \frac{W(z) - BC_h}{A_\Sigma}.$$

Продифференцировав это соотношение по высоте зонда z , получим дифференциальное уравнение для определения вертикального профиля ветра:

$$\frac{dW}{dz} - P(z)W = Q(z), \quad (2.5)$$

$$\text{где } P(z) \equiv \frac{1 - A_\Sigma}{z} - \frac{1}{A_\Sigma} \frac{dA_\Sigma}{dz}, \quad Q(z) \equiv \left(\frac{dD}{dz} + \frac{D}{z} \right) A_\Sigma, \quad D(z) \equiv BC_c = \frac{A_+ - A_-}{2A_\Sigma} C_c = \frac{A_+ - A_-}{2A_\Sigma} \frac{C}{A_\Sigma}.$$

Для (2.2), (2.3) нетрудно найти производную функции $A = A_\Sigma$:

$$\frac{1}{A_\Sigma} \frac{dA_\Sigma}{dz} = \frac{1 - A_\Sigma}{z} + \frac{1}{C} \frac{dC}{dz}.$$

В атмосфере градиенты скорости звука малы, $dC/dz \ll C/z$. Поэтому оценим эти градиенты, полагая для определенности, что $C(z)$ линейно изменяется с высотой, $\frac{dC}{dz} = \text{const}$.

$$C_c = \frac{1}{z} \int_0^z C(z) dz \approx C - \frac{z}{2} \frac{dC}{dz} = \frac{C}{A_\Sigma}.$$

Тогда получим:

$$\frac{1}{C} \frac{dC}{dz} \approx -2 \frac{1 - A_\Sigma}{z A_\Sigma}; \quad \frac{1}{A_\Sigma} \frac{dA_\Sigma}{dz} = -\frac{1 - A_\Sigma}{z} \frac{2 - A_\Sigma}{A_\Sigma} \approx -\frac{1 - A_\Sigma}{z A_\Sigma}.$$

Соответственно, коэффициент P в (2.5) имеет вид: $P = \frac{1}{C} \frac{dC}{dz} = -2 \frac{1 - A_\Sigma}{z A_\Sigma}$.

Рассмотрим теперь величины, входящие в $Q(z)$.

$$\frac{dD}{dz} = \frac{d(A_+ - A_-)}{dz} C + \frac{(A_+ - A_-)C}{2A_\Sigma^2} \left(\frac{1}{C} \frac{dC}{dz} - \frac{2}{A_\Sigma} \frac{dA_\Sigma}{dz} \right) = \frac{d(A_+ - A_-)}{dz} C + 2 \frac{(A_+ - A_-)C}{2A_\Sigma^2} \frac{(1 - A_\Sigma)^2}{z A_\Sigma}.$$

$$\frac{D}{z} = \frac{(A_+ - A_-)C}{2A_\Sigma^2 z}.$$

Для рассматриваемого случая $\frac{dC}{dz} = \text{const}$, имеем: $1 - A_\Sigma = -\frac{z}{2C} \frac{dC}{dz} \sim z$.

Далее, положим, что малы не только градиенты скорости звука ($dC/dz \ll C/z$), но и градиенты скорости ветра: $dW/dz \ll W/z$. Тогда из (2.4) получим:

$$\frac{A_+ - A_-}{2} \approx \frac{A_\Sigma}{C_h} (W_h - A_\Sigma W_c) \approx \frac{W}{C} (1 - A_\Sigma) = -\frac{W}{C} \frac{z}{2C} \frac{dC}{dz} \sim z.$$

Из последнего соотношения следует, что $\frac{d(A_+ - A_-)}{dz} = \frac{A_+ - A_-}{z}$. В этом случае имеем:

$$Q(z) \equiv \left(\frac{dD}{dz} + \frac{D}{z} \right) A_\Sigma = \frac{(A_+ - A_-)C}{A_\Sigma^2 z} \left[1 + \frac{(1 - A_\Sigma)^2}{z A_\Sigma} \right] \approx \frac{(A_+ - A_-)C}{A_\Sigma^2 z}.$$

В результате уравнение (2.5) сводится к виду:

$$\frac{dW}{dz} + 2 \frac{1 - A_\Sigma}{z A_\Sigma} W = \frac{(A_+ - A_-)C}{z A_\Sigma^2}. \quad (2.6)$$

Решение (2.6) имеет вид:

$$W(z) = [W_{z_0} + \int_{z_0}^z \frac{(A_+ - A_-)C}{A_\Sigma^2} \frac{dz}{z} \exp\{2 \int_{z_0}^z \frac{1 - A_\Sigma}{A_\Sigma} \frac{dz}{z}\}] \exp\{-2 \int_{z_0}^z \frac{1 - A_\Sigma}{A_\Sigma} \frac{dz}{z}\}, \quad (2.7)$$

где $W_{z_0} = W(z_0)$ – постоянная интегрирования (известная скорость на заданной высоте z_0). Отметим, что на высоте $z = 0$ (в пределах так называемого слоя прилипания) скорость ветра равна нулю, так что обычно z_0 составляет 10^0 м.

С учетом (1.10) соотношение (2.7) можно представить в виде:

$$W(z) = \exp\left[-2 \frac{C(z)}{C(z_0)} - 2A_\Sigma\right] \left\{ W_0 + \int_{z_0}^z \frac{(A_+ - A_-)C}{A_\Sigma^2} \exp\left[2 \frac{C(z)}{C(z_0)} - 2A_\Sigma\right] \frac{dz}{z} \right\}. \quad (2.8)$$

Учтем, что $\frac{C(z)}{C(z_0)} - A_\Sigma \ll 1$. Тогда (2.8) примет вид:

$$W(z) = \left\{ 1 - 2 \left[\frac{C(z)}{C(z_0)} - A_\Sigma \right] \right\} \left\{ W_0 + \int_{z_0}^z \frac{(A_+ - A_-)C}{A_\Sigma^2} \left[1 - 2 \left[\frac{C(z)}{C(z_0)} - A_\Sigma \right] \right] \frac{dz}{z} \right\}. \quad (2.9)$$

В (2.7)-(2.9) измеряемыми величинами являются A_Σ , A_+ , A_- . Скорость звука $C(z)$ на высоте z вычисляется по соотношению (1.10). Скорость звука $C(z_0)$ на высоте z_0 , как и скорость ветра $W(z_0)$ должны быть известны из независимых измерений. Отметим, что для скорости звука высота z_0 может быть практически любой, в том числе, и равной нулю.

В предельном случае W не зависит от высоты z зонда: $dW/dz = 0$. Тогда из (2.6) получим:

$$W(z) = -\frac{Q(z)}{P(z)} = -\frac{\frac{D}{z}}{\frac{1}{C} \frac{dC}{dz}} = \frac{(A_+ - A_-)C}{2A_\Sigma(1 - A_\Sigma)}. \quad (2.10)$$

В данном случае существенно упрощаются все приведенные выше соотношения. Так, имеем:

$$A_\Sigma \equiv \left(\frac{\Delta f_2 / f_2}{\Delta f_1 / f_1} \right)_{456} = \frac{C_c(C_h^2 - W^2)}{C_h(C_c^2 - W^2)} = \frac{C_h(1 - W^2/C_h^2)}{C_c(1 - W^2/C_c^2)} \approx \frac{C_h}{C_c} \left(1 - \frac{2W^2}{C_h^2} \frac{C_c - C_h}{C_c} \right) \approx \frac{C_h}{C_c}.$$

$$A_+ = \left(\frac{\Delta f_2 / f_2}{\Delta f_1 / f_1} \right)_{45} = \frac{C_h + W}{C_c + W} = \frac{C_h(1 + W/C_h)}{C_c(1 + W/C_c)} \approx \frac{C_h}{C_c} \left(1 + \frac{W}{C_h} \frac{C_c - C_h}{C_c} + \frac{W^2}{C_c^2} \right).$$

$$A_- = \left(\frac{\Delta f_2 / f_2}{\Delta f_1 / f_1} \right)_{56} = \frac{C_h - W}{C_c - W} = \frac{C_h(1 - W/C_h)}{C_c(1 - W/C_c)} \approx \frac{C_h}{C_c} \left(1 - \frac{W}{C_h} \frac{C_c - C_h}{C_c} + \frac{W^2}{C_c^2} \right).$$

Видно, что $A_+ = A_- = A_\Sigma$ в двух случаях. Первый из них – отсутствие ветра ($W = 0$), второй – отсутствие неоднородности скорости звука ($C_h = C_c$). Далее,

$$\frac{A_+ + A_-}{2} \approx \frac{C_h}{C_c} \left(1 + \frac{W^2}{C_c^2} \right) = A_\Sigma \left(1 + \frac{W^2}{C_c^2} \right);$$

$$\frac{A_+ - A_-}{2} \approx \frac{C_h}{C_c} \frac{W}{C_h} \frac{C_c - C_h}{C_c} = A_\Sigma (1 - A_\Sigma) \frac{W}{C_h}.$$

Тогда можно найти скорость W ветра (конвективных движений), естественно, совпадающую с (2.10):

$$W(z) = \frac{(A_+ - A_-)C_h}{2A_\Sigma(1 - A_\Sigma)}.$$

Оценим теперь возможные погрешности измерения W , полагая, что равны следующие абсолютные погрешности: $A_{\Sigma} = \delta A_{+} = \delta A_{-} = \delta A$. Учтем также, что $dC/dz \ll C/z$; $dW/dz \ll W/z$. При этом $|1 - A_{\Sigma}|, |1 - A_{+}|, |1 - A_{-}| \ll 1$.

Тогда получим:

$$\frac{\delta W}{W} = \frac{\delta C_h}{C_h} + \frac{\delta A}{A_{\Sigma}} + \frac{2\delta A}{A_{+} - A_{-}} + \frac{\delta A}{1 - A_{\Sigma}} \approx \frac{\delta C}{C} + \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta A}{A_{\Sigma}(1 - A_{\Sigma})W/C} + \frac{\delta A}{1 - A_{\Sigma}}$$

Поскольку $1 - A_{\Sigma} = \Delta C/C$, $W/C \ll 1$, то выражение для погрешности $\delta W/W$ примет вид:

$$\frac{\delta W}{W} = \frac{\delta C}{C} + \delta A \left[\frac{1}{A} + \frac{1}{\Delta C/C} \left(\frac{C}{W} + 1 \right) \right] \approx \frac{\delta C}{C} + \delta A \frac{C^2}{W \Delta C}.$$

Окончательно получим:

$$\delta W = \frac{\delta C}{C} W + \delta A \frac{C^2}{\Delta C} \approx \delta A \frac{C^2}{\Delta C}.$$

Погрешность δA примем такой же, как в разделе **2.1**: $\delta A \approx 10^{-6} \div 10^{-7}$. Положим для оценок, что $\Delta C/C \approx 10^{-3}$. Это соответствует относительному изменению температуры $\Delta T/T \approx 2 \cdot 10^{-3}$, что вполне реально для обычных условий тропосферы. Тогда получим: $\delta W \approx (10^{-1} \div 10^{-2})$ м/с.

Итак, погрешности измерения скорости ветра W могут составлять десятки, а в лучшем случае - единицы сантиметров в секунду.

2.4. Определение вертикального профиля скорости звука в океане

Вертикальный профиль скорости звука - один из основных гидрофизических параметров, важный для прогнозирования условий работы корабельных гидроакустических средств, точного определения глубин и составления карт рельефа морского дна и т.д. [14, 40]. Значения этого профиля (гидрологические условия) в значительной мере определяют рефракцию акустических волн, так что экспериментальное определение указанных

профилей важно для многих задач гидрометеорологического обеспечения деятельности подводных лодок и средств противолодочной обороны [36, 47].

Как отмечалось в разделе 1.1, в настоящее время для определения вертикальных профилей скорости звука в океане используется два подхода. Первый из них состоит в том, что с помощью соответствующих контактных датчиков, (установленных, например, на батитермографических буях) определяются параметры морской воды на различных глубинах. Затем по известным температуре, давлению и солености, исходя из соответствующих эмпирических зависимостей, вычисляется искомый профиль скорости звука. Однако это достаточно долгая процедура, причем при определенных условиях необходимо периодически «поверять» эту эмпирическую зависимость [40].

Поэтому определенное распространение получил и второй подход, основанный на измерении непосредственно градиента скорости звука с помощью перемещаемого по глубине соответствующего прибора. В частности, профиль скорости звука может определяться штатным прибором подводной лодки при ее «экскурсии по глубине». Однако последняя процедура требует определенного времени. Имеются и другие ограничения. То есть, практическая реализация этого подхода не всегда удобна (и возможна) [26].

Определенный интерес представляет подход к зондированию, основанный на эффекте Доплера в неоднородных средах [17, 19, 21], изложенный выше, в разделе 2.1 применительно к атмосфере.

Рассмотрим по аналогии особенности этого подхода применительно к определению вертикального профиля скорости звука в океане.

2.4.1. Скорость звука в морской воде

Скорость звука C в морской воде зависит от температуры T , солености S и гидростатического давления P . Аналитически эту зависимость выразить довольно сложно, поэтому используют различные эмпирические формулы. Мы будем исходить из следующей приближенной формулы [2, 44]:

$$C = 1449,30 + \Delta C_P + \Delta C_T + \Delta C_S + \Delta C_{TSP},$$

где

$$\Delta C_P = 1,5848 \cdot 10^{-1} P + 1,572 \cdot 10^{-5} P^2 - 3,46 \cdot 10^{-12} P^4;$$

$$\Delta C_T = 4,587 T - 5,356 \cdot 10^{-2} T^2 + 2,604 \cdot 10^{-4} T^3;$$

$$\Delta C_S = 1,19(S - 35) + 9,6 \cdot 10^{-2}(S - 35)^3;$$

$$\Delta C_{TSP} = 1,35 \cdot 10^{-5} T^2 P - 7,19 \cdot 10^{-7} T P^2 - 1,2 \cdot 10^{-2}(S - 35)T.$$

Здесь C выражается в м/с, T — в градусах Цельсия, S — в промилле (средняя соленость океана — 35 ‰), P — в кг/см^2 .

Рассмотрим возможности упрощения.

Если $P \leq 10^2 \text{ кг/см}^2$ (т.е. глубина $z \leq 1000 \text{ м}$), то с погрешностью не более 1% можно считать, что

$$\Delta C_P \approx 1,5848 \cdot 10^{-1} P \approx 0,16P.$$

Если $1^\circ\text{C} < T \leq 30^\circ\text{C}$, то с погрешностью не более 1 % можно считать, что

$$\Delta C_T \approx 4,587 T - 5,356 \cdot 10^{-2} T^2 \approx 4,59 T - 0,05 T^2.$$

Если $|S - 35| \leq 1$, то с погрешностью не более 10 % можно считать, что $\Delta C_S = 1,19(S - 35)$. Однако даже при $|S - 35| = 2$ необходимо учитывать оба слагаемых:

$$\Delta C_S = 1,19(S - 35) + 9,6 \cdot 10^{-2}(S - 35)^3.$$

Рассмотрим ΔC_{TSP} . Ясно, что для реальных условий на больших глубинах, где велико P , не может быть большим T . По-видимому, можно положить, что если $P \geq 50 \text{ кг/см}^2$ (т.е. $z \geq 500 \text{ м}$), то $T \leq 10^\circ\text{C}$. Тогда можно вообще пренебречь слагаемым ΔC_{TSP} .

Итак, в результате получим:

$$C \approx 1449,3 + 0,16 P + 4,59 T - 0,05 T^2 + 1,19 (S - 35) + 0,1 (S - 35)^3. \quad (2.11)$$

Нас интересует зависимость $C(z)$, т.е. зависимости $P(z)$, $T(z)$, $S(z)$ [14, 41, 44, 54].

Наиболее простой вид имеет зависимость гидростатического давления P от глубины z :

$$P = g \int_0^z \rho dz, \quad (2.12)$$

где g – ускорение силы тяжести (полагаем, что $g = \text{const}$), ρ – плотность морской воды, $\rho = \rho(z, T, S)$. Однако зависимость плотности от температуры и солености является сравнительно слабой, так что приближенно можно считать, что гидростатическое давление определяется, главным образом, глубиной (баротропный океан): $P \approx 0,1 z$, где z выражается в метрах, а P выражается в атмосферах.

Солнечная радиация – основной источник тепла – в основном поглощается в сравнительно тонком поверхностном слое воды. Поэтому распространение тепла к более глубоким слоям воды или перенос его к поверхности в холодное время года осуществляется посредством упорядоченных вертикальных токов или турбулентного перемешивания. В еще большей степени это относится к вертикальной диффузии солей, поскольку основные источники и стоки солей находятся на поверхности океана.

Рассмотрим зависимость $T(z)$. Наиболее распространенный тип термической стратификации – умеренно тропический тип, для которого характерны большие вертикальные градиенты в верхнем слое океана и несколько меньшие в промежуточной зоне. Ниже 1500-2000 м вертикальные градиенты оказываются очень небольшими, то есть, температурные условия близки к гомотермии.

Рассмотрим зависимость $S(z)$. Для полярных районов характерна весьма однородная соленость при значительном опреснении поверхностных вод. На глубине 300-500 м соленость увеличивается примерно до 35‰, оставаясь приблизительно такой же в промежуточной, глубинной и придонной зонах.

Для умеренно тропического типа изменения солености характерны высокая соленость (выше 35‰) у поверхности океана (в слое толщиной около 200 м), связанная с превышением испарения над осадками и опресненная прослойка,

создаваемая промежуточными водными массами субполярного происхождения. С глубиной соленость довольно быстро понижается, достигая минимума на глубине 800-1000 м. С переходом к глубинным водам соленость несколько повышается.

Таким образом, зависимости $T(z)$, $S(z)$ имеют достаточно сложный вид, который трудно описать аналитическими выражениями. Кроме того, существенное значение могут иметь сезонные изменения этих зависимостей; изменения, связанные с географическими, погодно-климатическими и некоторыми другими факторами.

Рассмотрим теперь электромагнитные волны.

Волны с частотами, используемыми в традиционной радиолокации, за счет скин-эффекта очень сильно поглощаются в поверхностном слое проводящего материала – морской воды. Реально, например, для связи с подводными лодками в подводном положении, используются только длинные и сверхдлинные радиоволны с длиной более 10 км. Ясно, что локация на таких волнах практически невозможна.

В то же время, электромагнитные волны видимого диапазона поглощаются в морской воде значительно меньше [35, 53]. Так, дальность видимости в морской воде может достигать до 100 м, причем здесь учитывается не только поглощение, но и рассеяние света как разного рода взвешенными частицами, так и флуктуациями показателя преломления воды. Отметим, что в атмосфере дальность видимости может достигать до 100-200 км.

Показатель преломления n морской воды для некоторой заданной длины волны может быть описан следующим выражением:

$$n = n_0 + 10^{-4}[(70 - 4P^*)P^* + 37S^* - (18 + 7T^*)T^*], \quad (2.13)$$

где P^* , S^* , T^* - нормированные гидростатическое давление, соленость и температура морской воды; $n_0 = n(P^* = 0, S^* = 0, T^* = 0)$ [53].

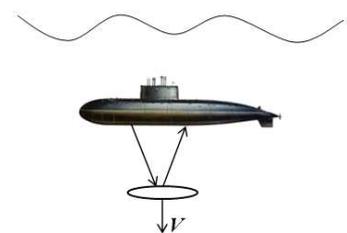
Таким образом, в принципе, измерив скорость звука $C(z)$ и показатель преломления $n(z)$, по соотношениям (2.11) – (2.13) можно найти зависимости $T(z)$, $S(z)$ с учетом известной зависимости $\rho = \rho(z, T, S)$.

Проблема состоит в измерении $n(z)$. Используемые для этих целей рефрактометры (оптического диапазона длин волн), как правило, являются прецизионными и сложными лабораторными приборами, вряд ли пригодными для измерений *in situ*. Использование лидаров (по аналогии с радарами, см. раздел 2.1) требует особого рассмотрения, поскольку на современном уровне развития науки и техники отсутствует элементная база, позволяющая регистрировать *амплитуду* световой волны – регистрируется только лишь *интенсивность* – квадрат амплитуды. Соответственно, в рассматриваемом случае необходим некий одночастотный лидар-интерферометр. Однако этот вопрос требует отдельного рассмотрения.

Итак, для океана мы вынуждены ограничиться рассмотрением лишь вертикального профиля скорости звука в океане.

2.4.2. Доплеровская локация свободно погружающегося отражателя

Положим, что «неподвижное» (лежащее в дрейфе) судно находится на некоторой глубине z_0 (для надводного судна $z_0 = 0$). Установленный на судне доплеровский локатор излучает акустическую волну с несущей частотой $f_1 = \omega_1/(2\pi)$, модулированную «низкой» частотой $f_2 = \omega_2/(2\pi)$. Если h - требуемое пространственное разрешение, H - максимальная глубина измерений, то указанные частоты выбираются из следующих условий: $f_1 \geq C/h$ ($\lambda_1 \leq h$); $f_2 \leq C/H$ ($\lambda_2 \geq H$), где C – средняя скорость звука в исследуемой среде, $\lambda_1 = C/f_1$, $\lambda_2 = C/f_2$.



Эта волна направляется на некоторый пассивный отражатель, погружающийся по вертикали («тонущий» в воде) со скоростью $V = dz/dt$.

С практической точки зрения требования к отражателю минимальны – его эффективный поперечник рассеяния должен быть достаточным для уверенного приема отраженного (рассеянного) акустического сигнала. Таким отражателем может быть некоторый сбрасываемый с судна диск («расходный материал»), опускающийся на дно под действием собственного веса. Верхняя (обращенная к судну) поверхность диска может быть выполнена катафотной.

Для скорости звука $C(z)$ на глубине z частоты f_{p1}, f_{p2} сигналов, принятых локатором при $z = z_0$, имеют вид:

$$(f_{p1} - f_1)/f_1 = \Delta f_1/f_1 = 2V/C_h; (f_{p2} - f_2)/f_2 = \Delta f_2/f_2 = 2V/C_c;$$

где

$$C_h = \frac{1}{h} \int_{z-h/2}^{z+h/2} C(z) dz; C_c = \frac{1}{z-z_0} \int_{z_0}^z C(z) dz.$$

Поскольку величина h соответствует пространственному разрешению, то можно принять, что $C_h = C(z)$ есть «локальная» скорость звука. Очевидно, C_c есть средняя скорость звука (скорость, усредненная по глубине от z_0 до $z - z_0$).

Отношение $C(z)/C_c$ не зависит от скорости V движения отражателя и определяется только вертикальным профилем скорости звука:

$$\frac{\Delta f_2 / f_2}{\Delta f_1 / f_1} \equiv A = \frac{C(z)}{C_c} = \frac{C(z)(z-z_0)}{\int_{z_0}^z C(z) dz}. \quad (2.14)$$

Для большинства практических задач, связанных с зондированием океана, относительные изменения скорости звука весьма малы, т.е. $|A - 1| \ll 1$. Тогда из (2.14) нетрудно получить дифференциальное уравнение:

$$\frac{dC}{C} = \frac{dA}{A} + \frac{A-1}{z-z_0} dz$$

Его решение имеет вид:

$$\frac{C(z)}{C(z_0)} \approx A(z) + \int_{z_0}^z \frac{A(z)-1}{z-z_0} dz, \quad (2.15)$$

где $C(z_0)$ – скорость звука на уровне $z = z_0$, причем $A(z_0) = 1$.

Глубина $z - z_0$ отражателя в каждый момент времени может быть определена, например, штатным эхолотом. С другой стороны, эта глубина определяется наклонной дальностью и углом места отражателя. В свою очередь, эти характеристики могут быть измерены либо штатными судовыми средствами, либо в соответствии с методикой [17].

Оценим возможные погрешности измерений в соответствии со схемой, представленной на рис. 2.4 по аналогии с разделом 2.1.

В локаторе несущая частота f_1 и частота модуляции f_2 формируются из опорной частоты f_0 путем деления последней в требуемое число раз: $f_1 = f_0/k_1$; $f_2 = f_0/k_2$. Для оценок положим, что $f_0 \approx 10^8$ Гц, $k_1 = 10^3$ ($f_1 \approx 10^5$ Гц, $\lambda_1 \approx 10^0$ см), $k_2 = 10^8$ ($f_2 \approx 10^0$ Гц, $\lambda_2 \approx 10^0$ км).

Для скорости отражателя $V \approx 1,5$ м/с имеем: $\Delta f_1/f_1 \approx \Delta f_2/f_2 = 2V/C \approx 2 \cdot 10^{-3}$. То есть, относительные сдвиги частоты малы. Если измерять частоты принятых на судне сигналов, то затем необходимо будет найти и малую разность $\Delta f_i = f_{pi} - f_i$ двух сравнительно больших величин f_{pi} , f_i ($i = 1, 2$). При этом соответствующие относительные погрешности должны быть существенно меньше, чем 10^{-3} . Однако нас интересуют лишь относительные сдвиги частоты, измерения которых можно обеспечить более простым путем.

Если принятый на судне сигнал несущей частоты f_{p1} смешать с сигналом «несмещенной» частоты f_1 , то мы получим «биения» - результирующий сигнал с частотой $f_{p1} \approx f_1$, модулированный по амплитуде частотой $\Delta f_1 = f_{p1} - f_1$. Измерение периода $T_{\Delta 1}$ этой частоты $T_{\Delta 1} = 1/\Delta f_1$ легко осуществить путем заполнения его метками времени с периодом опорной частоты $T_0 = 1/f_0$ и подсчета соответствующего количества N_1 импульсов: $T_{\Delta 1} = N_1 T_0$.

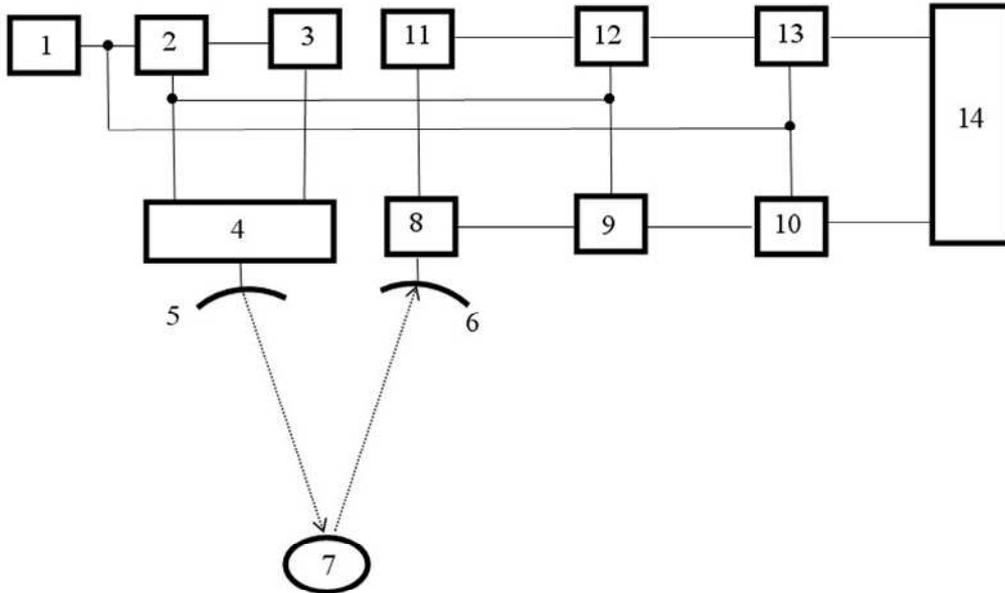


Рис. 2.4. Функциональная схема измерений в океане

1 – генератор опорной частоты f_0 ; 2 – формирователь несущей частоты f_1 ; 3 – формирователь частоты модуляции f_2 ; 4 – модулятор; 5 – передающая антенна; 6 – приемная антенна; 7 – пассивный отражатель; 8 – блок разделения несущей частоты и частоты модуляции; 9 – смеситель (для несущей частоты); 10 – измеритель длительности периода биений несущей частоты; 11 – умножитель частоты модуляции; 12 – смеситель (для частоты модуляции); 13 – измеритель длительности периода биений частоты модуляции; 14 – блок обработки

Тогда $\Delta f_1/f_1 = T_1/T_{\Delta 1} = k_1 T_0/N_1 T_0 = k_1/N_1$. Если, как отмечалось выше, положить $k_1 = 10^3$, $V/C = \Delta f_1/f_1 \approx 10^{-3}$, то $N_1 \approx 10^6$. Оценим теперь относительную погрешность измерения $\Delta f_1/f_1$:

$$\delta(\Delta f_1/f_1)/(\Delta f_1/f_1) \approx \delta\Delta f_1/\Delta f_1 + \delta f_1/f_1.$$

Учтем, что $\delta\Delta f_1/\Delta f_1 = \delta T_{\Delta 1}/T_{\Delta 1} = \delta N_1/N_1 + \delta T_0/T_0 = \delta N_1/N_1 + \delta f_0/f_0$.

Далее, при электронно-счетном методе измерения периода можно считать, что $\delta N_1/N_1 \approx 1/N_1$.

В рассматриваемом случае существенна лишь кратковременная относительная нестабильность опорной частоты $\delta f_0/f_0$ – за время, существенно

меньшее секунды. Поэтому такая нестабильность может быть не хуже 10^{-7} при сравнительно несложной электронной схеме. Частота f_1 формируется путем деления опорной частоты f_0 . Поэтому можно считать, что относительные нестабильности этих двух частот равны: $\delta f_1/f_1 \approx \delta f_0/f_0 \approx 10^{-7}$.

Тогда получим:

$$\delta(\Delta f_1/f_1)/(\Delta f_1/f_1) \approx \delta N_1/N_1 + 2\delta f_0/f_0 \approx 1/N_1 + 2\delta f_0/f_0.$$

Если, как отмечалось выше, принять, что $N_1 \approx 10^6$, то $\delta(\Delta f_1/f_1)/(\Delta f_1/f_1) \approx 10^{-6}$.

Нетрудно видеть, что за время измерения $T_{\Delta 1}$ отражатель пройдет расстояние $VT_{\Delta 1} = V/\Delta f_1 = C/f_1 \approx \lambda_1$. То есть, и с рассматриваемой точки зрения пространственное разрешение примерно равно длине волны.

При измерении сдвига частоты модуляции исходной волны непосредственное выделение биений вряд ли перспективно, поскольку резко возрастает время измерений и резко ухудшается пространственное разрешение.

Поэтому в данном случае можно поступить следующим образом. Как отмечалось выше, частоту модуляции f_2 , как и несущую частоту f_1 , получают из опорной частоты f_0 путем деления, причем $f_1 = f_0/k_1$; $f_2 = f_0/k_2$. То есть, $f_2 = f_1/M$, где $M \equiv k_2/k_1$ – известное число. При надлежащем выборе значений k_1, k_2 число M может быть целым числом ($M \approx 10^4 \div 10^5$).

Итак, частоту модуляции f_{p2} принятого на судне сигнала умножают на то же самое число M . Полученная частота $f_{p2}^* = M \cdot f_{p2}$ будет очень близка к несущей частоте f_1 . Далее измерения проводятся аналогично измерениям на несущей частоте: при смешении «умноженной частоты модуляции» f_{p2}^* с опорной частотой получают биения, затем выделяют период этих биений $T_{\Delta 2}$ и заполняют его метками времени с периодом частоты $T_0 = 1/f_0$ и подсчитывают соответствующее количество N_2 импульсов: $T_{\Delta 2} = N_2 T_0$ ($N_2 \approx 10^6$). В этом случае $\delta(\Delta f_2/f_2)/(\Delta f_2/f_2) \approx 1/N_2 \approx 10^{-6}$.

Для относительной погрешности $\delta A/A$ получим:

$\delta A/A = \delta(\Delta f_1/f_1)/(\Delta f_1/f_1) + \delta(\Delta f_2/f_2)/(\Delta f_2/f_2) \approx 1/N_1 + 1/N_2 \approx 2 \cdot 10^{-6}$. Но $A \approx 1$, поэтому $\delta A \approx 2 \cdot 10^{-6}$.

С другой стороны, $A - 1 \approx \Delta C/C$. Для оценок положим, что $\delta A/A \approx \delta C/C$. Итак, $\delta C/C \approx 2 \cdot 10^{-6}$; $\delta C \approx 0,3$ см/с. То есть, абсолютная погрешность определения скорости звука не превосходит 1 см/с.

Следует отметить, что при определении вертикального профиля для каждого значения скорости звука необходимо знать соответствующую глубину. Если исходить из того, что глубина z определяется обычным эхолотом, то для относительной погрешности $\delta z/z$ можно принять типичное значение $\delta z/z \approx 10^{-2}$.

2.4.3. Качка судна и доплеровская локация

Выше неявно предполагалось, что во время измерений судно неподвижно, что качка отсутствует. Это может быть справедливым для подводной лодки, находящейся на достаточно большой глубине. Надводные же суда в подавляющем большинстве случаев подвержены различным видам качки – бортовой, килевой и т.д. Рассмотрим поэтому возможное влияние качки на результаты измерений.

Положим, что судно под действием качки совершает в направлении линии визирования гармонические колебания с некоторыми амплитудой $X_0 \approx 10^0$ м и частотой $\Omega \approx 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Тогда для несущей частоты получим:

$$\Delta f_1/f_1 \approx 2 \left[\frac{V}{C(z)} + \frac{X_0 \Omega}{C(0)} \sin(\Omega t + \psi) \right].$$

Здесь ψ - фаза колебаний судна под действием качки.

Поскольку $f_1 \approx 10^5$ Гц, то $\Omega \lll f_1$. При этом за характерное время порядка $T_1 = 1/f_1$ движение судна можно считать линейным. То есть, в данном случае действие качки эквивалентно изменению скорости отражателя V . Однако отражатель находится на глубине z , на которой скорость звука есть $C(z)$, в то время как судно находится на поверхности воды ($z = 0$), где скорость звука есть $C(z = 0) = C(0)$.

Для частоты модуляции имеем:

$$\Delta f_2/f_2 \approx 2\left[\frac{V}{C_c} + \frac{X_0\Omega}{C_c} \sin(\Omega t + \varphi)\right].$$

Поскольку $f_2 \approx 10^0$ Гц, то $\Omega \ll f_2$. При этом за характерное время порядка $T_1 = 1/f_2$ движение судна можно считать линейным. То есть, и в данном случае действие качки эквивалентно изменению скорости отражателя V . При этом в оба слагаемых входит одна и та же величина C_c - скорость звука, усредненная по глубине z .

Пусть V_0 - линейная скорость судна за счет качки: $V_0 \equiv X_0 \Omega \sin(\Omega t + \psi)$.

Тогда

$$A = \frac{\Delta f_2 / f_2}{\Delta f_1 / f_1} = \frac{C(z)}{C_c} \frac{1 + \frac{V_0}{V}}{1 + \frac{V_0}{V} \frac{C(z)}{C(0)}}.$$

Нетрудно видеть, что $V_0 \leq X_0 \Omega \approx 10^{-2}$ м/с $\ll V \approx 10^0$ м/с. Тогда выражение для A можно упростить:

$$A \approx \frac{C(z)}{C_c} \left[1 + \frac{V_0}{V} \frac{C(0) - C(z)}{C(0)}\right].$$

Отсюда получим:

$$AC_c = C(z)\left(1 + \frac{V_0}{V}\right) - \frac{V_0}{V} \frac{C^2(z)}{C(0)}.$$

Итак, при наличии качки параметр A зависит не только от интересующих нас скоростей звука $C(z)$, C_c , но, к сожалению, и от соотношения скоростей V и V_0 . То есть, наличие качки приводит к дополнительным погрешностям измерения скорости звука. Если $V_0/V \ll 1$, то дополнительные относительные погрешности будут иметь тот же порядок малости V_0/V . Если же $V_0 = 0$, то мы получим соотношение (2.14).

Для приведенных выше значений $V_0/V \approx 10^{-2}$. Однако при этом погрешности измерений вряд ли будут приемлемы для практики. Поэтому необходимы какие-то приемы для устранения (компенсации) влияния качки.

Один из таких приемов состоит в следующем. Доплеровский локатор помимо «основной» волны, направленной на пассивный отражатель, излучает

дополнительную волну с теми же частотными характеристиками, однако направленную не на отражатель, а на грунт.

Поскольку относительно грунта судно движется только за счет качки, то для частот f_{p1}^0 , f_{p2}^0 дополнительной волны, принятых локатором при $z = 0$, имеем:

$$f_{p1}^0 = f_1 \left[1 + \frac{V_0}{C(0)} \right]; \quad f_{p2}^0 = f_2 \left[1 + \frac{V_0}{C_c} \right].$$

Если теперь на смеситель 9 (рис. 2.4) вместо сигнала с частотой f_1 подать сигнал с частотой f_{p1}^0 , то результирующий сигнал «биений» с частотой $\Delta f_1 = f_{p1} - f_1$ будет иметь тот же вид, что и сигнал в случае отсутствия качки: $\Delta f_1 / f_1 = 2V / C(z)$. Аналогично, если на смеситель 12 (рис. 2.4) вместо опорной умноженной частоты $M \cdot f_2$ подать умноженную частоту $M \cdot f_{p2}^0$, то результирующий сигнал «биений» с частотой $\Delta f_2 = f_{p2} - f_2$ будет иметь тот же вид, что и сигнал в случае отсутствия качки: $\Delta f_2 / f_2 = 2V / C_c$.

Таким образом, влияние качки суда на результаты измерения скорости звука может быть устранено путем определенного усложнения конструкции – введения дополнительной акустической волны, направленной на грунт с использованием смещения ее частоты для компенсации погрешностей при измерениях по основной акустической волне.

3. Доплеровская локация с многочастотной модуляцией

Рассмотренные выше методы определения вертикального профиля скорости звука/показателя преломления (разделы 2.1, 2.4) используют зонд, перемещающийся по вертикали. Этим обеспечивается непрерывное изменение высоты (глубины), так что для корректного измерения вертикального профиля достаточным является использование только одной частоты модуляции.

В то же время, для многих практических задач, по-видимому, достаточной является «грубая» оценка вертикального профиля скорости звука/показателя преломления. Так, для акустики океана [8, 41, 44, 54] важна оценка гидрологических условий, например, выбор одного из следующих типовых случаев вертикального профиля скорости звука: отрицательная рефракция; положительная рефракция; изотермия; слой скачка скорости звука; подводный звуковой канал [40].

Но возможна иная ситуация, когда глубина (высота) остается фактически неизменной, но при этом в измерениях используются различные частоты модуляции. Тогда при определении профиля скорости распространения волны различные длины волн в определенном смысле соответствуют различным значениям глубины (высоты). По сути, имеет место определенная аналогия с доплеровским гидроакустическим лагом [1, 26], для которого полезный сигнал обусловлен отражением акустической волны от грунта.

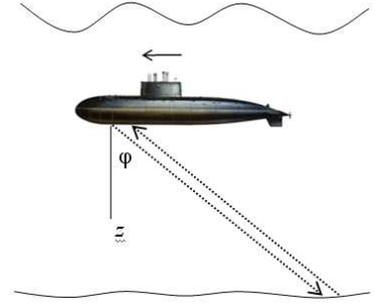
Соответственно, такие измерения могут быть существенно проще, чем измерения при использовании отражателя.

В связи с этим, рассмотрим особенности практической реализации таких измерений, как в океане, так и в атмосфере – тропосфере и стратосфере, с одной стороны, ионосфере – с другой стороны.

3.1. Зондирование океана

Положим, что судно движется на некоторой глубине z_0 (для надводного судна $z_0 = 0$) со скоростью $V_{\text{л}}$, а доплеровский локатор «зондирует» грунт. Излучение локатора с несущей частотой f_1 модулируется различными

частотами f_2, f_3, \dots, f_k - такими, что соответствующие длины волн $\lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_k$ определяют требуемые глубины, по которым производится усреднение. Здесь k определяет количество частот модуляции - «точек отсчета», по которым будет производиться вычисление вертикального профиля скорости звука.



Приемник локатора регистрирует «сдвинутые» частоты $f_{p1}, f_{p2}, \dots, f_{pk}$.

Относительные сдвиги частот сигналов, принятых на судне, имеют вид:

$$(f_{p1} - f_1)/f_1 = \Delta f_1/f_1 = 2V/C_1; (f_{pi} - f_i)/f_i = \Delta f_i/f_i = 2V/C_i, i = 2, 3, \dots, k.$$

где V - проекция линейной скорости $V_{\text{д}}$ судна на линию визирования; $V = V_{\text{д}} \sin \varphi$; φ - зенитный угол (угол направления акустической волны с осью OZ). Пусть h_i - глубина относительно уровня z_0 : $h_i \equiv z_i - z_0$; $h_0 = 0$. Тогда скорость звука C_i определяется соотношением:

$$C_i = \frac{1}{z_i - z_0} \int_{z_0}^{z_i} C(z) dz = \frac{1}{h_i} \int_{z_0}^{h_i + z_0} C(z) dz,$$

Длина волны несущей частоты $\lambda_1 \approx 10^1$ см достаточно мала по сравнению с остальными линейными масштабами рассматриваемой задачи. Поэтому можно считать, что C_1 - «местная» (локальная) скорость звука на глубине z_0 , $C_1 = C(z_0)$. Далее, C_2, C_3, \dots, C_k - скорость звука, усредненная по трассе $l_2 = p_2 \lambda_2, l_3 = p_3 \lambda_3, \dots, l_k = p_k \lambda_k$. Здесь p_2, p_3, \dots, p_k - численные коэффициенты порядка единицы, определяющие фактический масштаб усреднения для данной длины волны $\lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_k$. Указанным трассам соответствуют глубины: $h_2 = l_2 \cos \varphi, h_3 = l_3 \cos \varphi, \dots, h_k = l_k \cos \varphi$.

Найдем теперь отношение относительных сдвигов частоты:

$$A_i \equiv \frac{\Delta f_1 / f_1}{\Delta f_i / f_i} = \frac{C_i}{C(z_0)}, i = 2, 3, \dots, k. \quad (3.1)$$

Видно, что это отношение определяется только вертикальным профилем скорости звука $C(z)$ и не зависит от скорости движения судна.

В рассматриваемом случае мы не можем определить «тонкую структуру» профиля скорости звука, поскольку имеем дело лишь со скоростями, усредненными по различным пространственным масштабам. Поэтому рассмотрим вопрос о «грубой» структуре этого профиля, о вертикальном градиенте скорости звука.

Положим, что $A_{i+1} - A_i \equiv \Delta A$; $h_{i+1} - h_i \equiv \Delta h$; $G_i \equiv \Delta A / \Delta h$. Тогда:

$$G_i = \frac{\Delta A}{\Delta h} = \frac{C_{i+1} - C_i}{C(z_0) \Delta h} = \frac{1}{C(z_0) \Delta h} \left\{ \frac{1}{h_{i+1}} \int_{z_0}^{h_{i+1} + z_0} C(z) dz - \frac{1}{h_i} \int_{z_0}^{h_i + z_0} C(z) dz \right\} = \frac{C_i^* - C_i}{C(z_0) h_{i+1}}, \quad (3.2)$$

где

$$C_i^* = \frac{1}{\Delta h} \int_{h_i}^{h_{i+1}} C(z) dz = \frac{1}{\Delta h} \left[\int_{z_0}^{h_{i+1} + z_0} C(z) dz - \int_{z_0}^{h_i + z_0} C(z) dz \right] = \frac{1}{\Delta h} (h_{i+1} C_{i+1} - h_i C_i) = \frac{h_{i+1} A_{i+1} - h_i A_i}{\Delta h} C(z_0).$$

Здесь C_i^* - скорость звука, усредненная по глубине между уровнями h_i и h_{i+1} ; C_i - скорость звука, усредненная по глубине между уровнями h_0 ($h_0 = 0$) и h_i . Для общности примем, что $C_1^* = C_1 = C(z_0)$.

В определенном смысле для рассматриваемой задачи величина G_i является мерой вертикального градиента скорости звука. Отметим, что в этом же смысле C_i^* может рассматриваться как мера локальной скорости звука на глубине $h = (h_{i+1} + h_i)/2$.

Итак, (3.2) позволяет найти зависимость G_i и C_i^* от глубины.

Оценим теперь возможные погрешности измерений в соответствии с (3.2), полагая, что $\delta h_{i+1} = \delta h_i = \delta h$; $\delta A_{i+1} = \delta A_i = \delta A$.

Для G_i получим:

$$\delta G / G_i \approx \frac{\delta \Delta A}{\Delta A} + \frac{\delta \Delta h}{\Delta h} = \frac{2 \delta A}{G_i \Delta h} + \frac{2 \delta h}{\Delta h}.$$

Если измерение A_i производится по схеме, аналогичной схеме рис. 2.4, то для абсолютной погрешности определения A можно принять то же значение: $\delta A \approx 10^{-6}$.

Положим для оценок, что $G_i \approx \frac{dC}{Cdz}$. На больших глубинах температура и соленость меняются мало, так что основной вклад в изменение скорости звука с глубиной вносит изменение гидростатического давления, причем обычно $(\frac{\partial C}{C\partial z})_{TS} \approx 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. Здесь $(\frac{\partial C}{C\partial z})_{TS}$ – частная производная по глубине при постоянных температуре T и солености S .

На малых глубинах в теплых водах основной вклад в изменение скорости звука с глубиной вносит изменение температуры, причем обычно $(\frac{\partial C}{C\partial z})_{PS} \approx 10^{-4} \dots 10^{-3} \text{ м}^{-1}$. Здесь $(\frac{\partial C}{C\partial z})_{PS}$ – частная производная по глубине при постоянных давлении P и солености S . То есть, для оценок можно считать, что вне области подводного звукового канала $G_i \approx 10^{-5} \dots 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ [2]. Отметим, что в области звукового канала, где скорость звука минимальна, G_i может быть меньше приведенного выше значения 10^{-5} м^{-1} .

Далее, можно принять, что $\Delta h \approx 10^1 \dots 10^2 \text{ м}$. Тогда $\frac{2\delta A}{G_i \Delta h} \approx 10^{-4} \dots 10^{-3}$.

Глубина h определяется длиной трассы усреднения скорости звука. Однако эта длина есть оценочная величина, а не измеряемая, поэтому положим, что $\frac{2\delta h}{\Delta h} \gg \frac{2\delta A}{G_i \Delta h}$.

То есть, погрешность определения градиента скорости звука в основном определяется погрешностью δh определения (оценки) глубины h :

$$\delta G / G_i \approx \frac{2\delta h}{\Delta h}.$$

В свою очередь, поскольку $h_i = p_i \lambda_i \cos \varphi$, то для погрешности $\delta h = \delta h_i$ получим:

$$\frac{\delta h}{h_i} = \frac{\delta p_i}{p_i} + \frac{\delta \lambda_i}{\lambda_i} + \text{tg} \varphi \delta \varphi.$$

Поскольку глубина h_i есть оценочная величина, то неясно, как эту глубину можно определить обычными способами. Тем не менее, погрешность $\frac{\delta p_i}{p_i}$, по-видимому, заведомо превышает погрешности $\frac{\delta \lambda_i}{\lambda_i}$; $\operatorname{tg} \varphi \delta \varphi$. Тогда имеем:

$$\delta G / G_i \approx \frac{2h_i}{\Delta h} \frac{\delta p_i}{p_i}.$$

Обоснование оценки $\frac{\delta p_i}{p_i}$ требует проведения самостоятельных исследований. Однако «из общих соображений» представляется, что $\frac{\delta p_i}{p_i} > 10^{-2}$. Тогда $\delta G / G_i \approx 10^{-1}$.

Для C_i^* получим:

$$\delta C_i^* / C(z_0) \approx \frac{h_{i+1} + h_i}{\Delta h} (\Delta A \frac{\delta h}{\Delta h} + \delta A) = \frac{h_{i+1} + h_i}{\Delta h} (G_i \delta h + \delta A) = \frac{h_{i+1} + h_i}{2} \delta G_i + \frac{h_{i+1} + h_i}{\Delta h} \delta A.$$

Положим, что $\frac{h_{i+1} + h_i}{2} \approx 10^2$ м; $\frac{h_{i+1} + h_i}{\Delta h} \approx 10^1$; $\delta G_i \approx 10^{-6} \dots 10^{-4}$ м⁻¹; $\delta A \approx 10^{-6}$.

Тогда

$$\delta C_i^* / C(z_0) \approx \frac{h_{i+1} + h_i}{2} \delta G_i \approx 10^{-4} \dots 10^{-2}; \delta C_i^* \approx 10^{-1} \dots 10^1 \text{ м/с.}$$

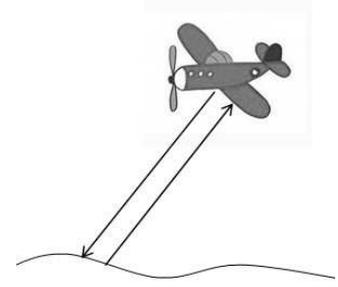
Как и следовало ожидать, в данном случае погрешность определения скорости звука заведомо больше, чем погрешность в случае измерений с отражателем, перемещающимся по глубине.

3.2. Зондирование тропосферы

3.2.1. Наклонная трасса

Подход, рассмотренный выше, в принципе, применим и для зондирования тропосферы. В самом простом случае доплеровский радиолокатор устанавливается на самолете (вертолете, беспилотном летательном аппарате) и «зондирует» поверхность земли с высоты H . При этом имеет место аналогия с ситуацией, рассмотренной в разделе 3.1.

Начало координат соответствует уровню земли, а ось OZ направлена вертикально вверх. Значение $z_0 = H$ соответствует высоте самолета над землей; значения h_i есть расстояния по вертикали между уровнем самолета z_0 и заданным уровнем z_i : $h_i = z_0 - z_i = H - z_i$. Нетрудно видеть, что $h_0 = 0$; $\Delta z = z_{i+1} - z_i = -\Delta h = -(h_{i+1} - h_i) = h_i - h_{i+1}$.



Тогда скорость электромагнитной волны C_i , усредненная по высоте между уровнями $z_0 = H$ и z_i , определяется соотношением:

$$C_i = \frac{1}{H - z_i} \int_{z_i}^H C(z) dz.$$

Далее, выражение (3.1) можно записать в виде:

$$A_i = \frac{\Delta f_1 / f_1}{\Delta f_i / f_i} = \frac{C_i}{C(H)} = \frac{n(H)}{n_i}, \quad i = 2, 3, \dots, k.$$

Видно, что A_i определяется только вертикальным профилем показателя преломления $n(z)$ и не зависит от скорости движения самолета.

Аналог соотношения, соответствующего (3.2), примет вид:

$$G_i = \frac{\Delta A}{\Delta h} = \frac{C_i^* - C_i}{C(H)h_{i+1}} = \frac{n(H)}{n_i^* n_i} \frac{n_i - n_i^*}{h_{i+1}}.$$

Здесь C_i^* - скорость электромагнитной волны, усредненная по высоте между уровнями z_i и z_{i+1} :

$$C_i^* = \frac{1}{\Delta z} \int_{z_i}^{z_{i+1}} C(z) dz = -\frac{1}{\Delta h} (h_{i+1} C_{i+1} - h_i C_i) = \frac{h_{i+1} A_{i+1} - h_i A_i}{\Delta h} C(H).$$

Для оценок примем, что $C_1^* = C_1 = C(H)$.

В определенном смысле величина G_i является мерой некоторого среднего вертикального градиента скорости электромагнитной волны (градиента показателя преломления n). В этом же смысле C_i^* может рассматриваться как мера локальной скорости волны на высоте $z = (z_{i+1} + z_i)/2$.

Перейдем теперь к индексу преломления атмосферы N и учтем, что $|n_i - 1|, |n_i^* - 1| \ll 1$. Тогда получим:

$$G_i = \frac{\Delta A}{\Delta h} \approx \frac{n_i - n_i^*}{h_{i+1}} = \frac{(N_i - N_i^*) \cdot 10^{-6}}{h_{i+1}}, \quad (3.3)$$

где $N_i = (n_i - 1) \cdot 10^6$; $N_i^* = (n_i^* - 1) \cdot 10^6$. В частности, для воздуха при нормальных условиях $n = 1,000292$; $N = 292$.

Оценим теперь возможные погрешности измерений в соответствии с (3.3), полагая, что $\delta h_{i+1} = \delta h_i = \delta h$; $\delta A_{i+1} = \delta A_i = \delta A$.

Если измерение A_i производится по схеме, аналогичной схеме рис. 2.1, то для абсолютной погрешности определения A можно принять то же значение: $\delta A \approx 2 \cdot 10^{-8}$.

Далее, положим для оценок, что $G_i \approx \frac{dn}{ndz}$. Примем, что профиль показателя преломления $n(z)$ определяется только профилем температуры (т.е. пренебрежем влиянием профиля влажности воздуха). Пусть $dT/dz = 10^{-2}$ К/м, тогда, с учетом (1.1), $G_i \approx \frac{dn}{ndz} \approx 10^{-8} \text{ м}^{-1}$. Если при этом $\Delta h \approx 10^1 \dots 10^2$ м, то имеем: $\Delta A = G_i \Delta h \approx 10^{-7} \dots 10^{-6}$.

В данном случае, как и при зондировании океана (раздел 3.1), погрешность определения градиента скорости электромагнитной волны (индекса преломления) в основном определяется погрешностью δh определения (оценки) высоты h . Примем ту же оценку, что и в разделе 3.1. Тогда получим тот же самый результат: $\delta G/G_i \approx 10^{-1}$. Пусть при этом $G_i \approx 10^{-8} \text{ м}^{-1}$, тогда $\delta G \approx 10^{-9} \text{ м}^{-1}$.

Однако практический интерес может представлять и абсолютная погрешность определения индекса преломления δN . Пусть $\delta N_i = \delta N_i^* = \delta N$. Тогда из (3.3) получим:

$$N_i - N_i^* = G_i h_{i+1} \cdot 10^6;$$

$$2\delta N \approx G_i h_{i+1} \cdot 10^6 \left(\frac{\delta G}{G} + \frac{\delta h}{h_{i+1}} \right).$$

Пусть $G_i \approx 10^{-8} \text{ м}^{-1}$; $h_{i+1} \approx 10^1 \dots 10^2 \text{ м}$; $\delta G/G_i + \delta h/h_{i+1} \approx 10^{-1}$. Тогда получим:

$$\delta N \approx 10^{-2} \dots 10^{-1}.$$

Таким образом, предлагаемый способ позволяет обеспечить весьма низкие погрешности определения индекса преломления – десятые и даже сотые доли N -единиц!

При радиолокационном зондировании атмосферы локатор может быть установлен практически на любом доступном летательном аппарате, поскольку скорость последнего в реальных условиях на много порядков меньшей скорости электромагнитных волн.

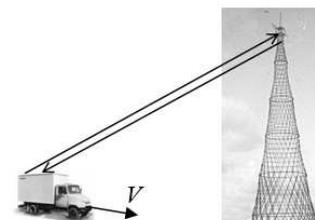
При акустическом же зондировании ситуация иная. Так, скорость самолета никак нельзя считать малой по сравнению со скоростью звука, не говоря уже о полетах на сверхзвуковых скоростях. В этом случае требуется особое рассмотрение особенностей эффекта Доплера. Кроме того, создаваемые самолетом во время полета потоки воздуха, как и сильный ветер, могут непосредственно влиять на измеряемую скорость звука – и тем самым существенно исказить результаты измерений.

Скорость вертолета (как горизонтальная, так и вертикальная), в принципе, может быть достаточно малой по сравнению со скоростью звука. Однако потоки воздуха от винтов вертолета, как и в случае самолета, могут привести к существенным погрешностям.

По-видимому, акустический локатор можно разместить лишь на сравнительно «тихоходном» летательном аппарате типа планера или же небольшого беспилотного летательного аппарата (БПЛА). Однако это может быть нецелесообразно с точки зрения практической реализации.

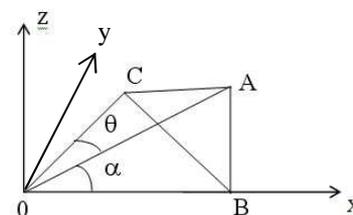
Рассмотрим поэтому другую схему измерений, в которой локатор движется на поверхности земли. С практической точки зрения такое размещение локатора значительно проще, чем размещение на летательном аппарате, однако «за все приходится платить». В данном случае платой являются определенные требования к месту проведения измерений - в

окрестности башни, мачты, вышки, высотного дома и тому подобных объектов большой высоты. Итак, в кузове автомобиля, движущегося с некоторой скоростью V , установлен локатор для облучения верхней части высотного объекта и последующего приема соответствующих отраженных сигналов.



При «подходящей погоде» в качестве объекта могут быть использованы привязные воздушные шары (аэростаты) или воздушные змеи, которые могут подниматься на значительные высоты – до нескольких километров (аэростаты – свыше 10 км).

Рассмотрим геометрию зондирования. Пусть локатор расположен в начале координат. Далее, пусть AB есть высота объекта, а направление скорости V локатора (в плоскости XOY) совпадает с направлением OC .



$\angle AOB = \alpha$ есть угол места; $\angle COB = \psi$ есть азимут (ось Ox ориентирована по направлению север-юг); $\angle COA = \theta$ есть искомый угол между направлением скорости V локатора и направлением оси диаграммы направленности антенны локатора (для простоты мы не рассматриваем различие между приемной и передающей антеннами). При этом принято, что $\angle CBO = \pi/2$; $\angle ABC = \pi/2$.

Пусть $OA = l$. Тогда $OB = l \cos \alpha$; $AB = l \sin \alpha$; $OC = OB / \cos \psi = l \cos \alpha / \cos \psi$; $BC = OB \tan \psi = l \cos \alpha \tan \psi$. Из треугольника ABC по теореме Пифагора имеем: $AC^2 = AB^2 + BC^2$, тогда как из треугольника AOC по теореме косинусов имеем: $AC^2 = OC^2 + OA^2 - 2 OC OA \cos \theta$. Таким образом,

$$2 \frac{\cos \alpha}{\cos \psi} \cos \theta = \cos^2 \alpha \{1 - \tan^2 \psi + \cos^2 \psi\}.$$

Отсюда следует, что $\cos \theta = \cos \alpha \cos \psi$.

Но поскольку относительный сдвиг частоты за счет эффекта Доплера определяется проекцией скорости локатора на направление распространения волн, то в рассматриваемом случае $\Delta f/f = 2V \cos \theta / C = 2V \cos \alpha \cos \psi / C$.

Нетрудно видеть, что $\Delta f = 0$, если хоть один из углов, ψ равен $\pi/2$. В рассматриваемом случае для высотных объектов угол места α , по-видимому, всегда меньше $\pi/2$. В то же время, азимут ψ , в принципе, может быть любым. Поэтому при его выборе необходимо учитывать требования к минимально возможному (с точки зрения измерений) значению Δf .

При радиолокационном зондировании ситуация, по сути, аналогична описанной выше ситуации при зондировании локатором, установленном на борту самолета. Однако там скорость распространения электромагнитной волны (показатель преломления) определяется относительно соответствующего значения на высоте самолета H .

В рассматриваемом же случае наземного расположения локатора измерения проводятся относительно соответствующего значения на уровне локатора, т.е. на уровне земли. Последнее обстоятельство позволяет использовать независимые методы определения значений $C(z = 0)$, например, метод, описанный в разделе 1.3.

Рассмотрим теперь особенности акустического зондирования тропосферы, учитывая соображения, изложенные в разделе 2.3.1.

Скорость звука C_n относительно неподвижного наблюдателя определяется не только скоростью звука C_0 в неподвижной среде, но и скоростью W движения этой среды относительно наблюдателя: $C_n = C_0 + W$. Это соотношение имеет векторный характер, т.е. W есть проекция скорости движения среды на направление распространения акустической волны («линию визирования»).

Измерения в безветренную погоду ($W = 0$) в значительной мере аналогичны измерениям, описанным в разделе 3.1. Основное отличие состоит в том, что с практической точки зрения для атмосферы частота акустических волн должна быть значительно меньше, чем для океана, поскольку коэффициент поглощения этих волн (обратно пропорциональный квадрату частоты) в воде на три порядка выше, чем коэффициент поглощения в воздухе (для одинаковых частот).

Развитая турбулентность, обычно имеющая место при заметных скоростях ветра, как правило, приводит к уменьшению вертикальных градиентов температуры, так что во многих случаях градиенты вертикальной скорости ветра (скорости конвективных движений) много больше градиентов скорости звука в неподвижной среде. И в этом случае измерения в значительной мере аналогичны измерениям, описанным в разделе 3.1, с учетом того, что вертикальный профиль $C_n(z)$ будет определяться, в основном, вертикальным профилем скорости ветра $W(z)$.

Ситуация усложняется, когда важно определение $W(z)$ при наличии заметных градиентов температуры. Этот вопрос рассмотрен в разделе 2.3.2 применительно к случаю локации (с одночастотной модуляцией) перемещающегося по вертикали зонда. При этом использовались, по сути, два доплеровских лоатора. Этот же подход применим и к рассматриваемой задаче локации неподвижного зонда.

Рассмотрим схему измерений, представленную на рис.3.1 (по принципу действия сходную со схемами, представленными на рис. 2.3, 2.4).

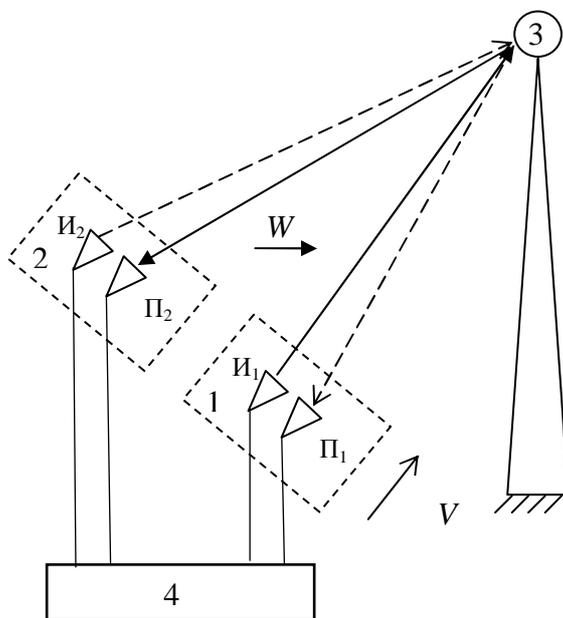


Рис. 3.1. Функциональная схема измерений при наклонной трассе
1 – первый лоатор; 2 – второй лоатор; 3 – высотный объект; 4 – блок управления и обработки; И₁, П₁ – излучающая и приемная антенны первого лоатора; И₂, П₂ – излучающая и приемная антенны второго лоатора.

Каждый из двух акустических локаторов 1 и 2 содержит излучающую и приемную антенны, направленные на вершину высотного объекта 3. Один из локаторов (локатор 1 на рис. 3.1.) движется с некоторой скоростью V относительно объекта 3, в то время как второй локатор является неподвижным. Скорость ветра W , вообще говоря, зависит от высоты z , $W = W(z)$. Существенным моментом схемы рис 3.1 является «перекрестное» подключение антенн к блоку 4 управления и обработки. Излучающие антенны I_1 и I_2 работают поочередно, причем приемная антенна $П_2$ принимает сигналы, обусловленные антенной I_1 (соответствующие акустические пучки обозначены сплошными линиями), тогда как приемная антенна $П_1$ принимает сигналы, обусловленные антенной I_2 (соответствующие акустические пучки обозначены штриховыми линиями).

Для относительных сдвигов частоты можно отметить следующее.

В рассматриваемом случае максимальная длина волны λ_i для частот модуляции не превосходит расстояния от первого (движущегося) локатора до вершины 3 высотного объекта. Тогда, очевидно, для трассы I_1 -3- $П_2$ (обозначенной на рис 3.1 сплошной линией) участок I_1 -3 является, если можно так выразиться, «рабочим», поскольку излучатель I_1 находится в движении. Участок же 3- $П_2$ является «холостым» и на сдвиг частоты никак не влияет, поскольку приемник $П_2$ является неподвижным. То есть, по аналогии с разделом **2.3.1** можно записать:

$$(\Delta f/f)_{И1П2} = \frac{V}{C+W}.$$

Здесь для простоты полагается, что скорость V первого локатора и скорость W ветра представляют собой проекции соответствующих скоростей на линию визирования (разницей в положении антенн обоих локаторов мы пренебрегаем).

Аналогичным образом, для трассы И₂-3-П₁ (обозначенной на рис 3.1 штриховой линией) можно записать:

$$(\Delta f/f)_{И2П1} = \frac{V}{C - W}.$$

Тогда соотношения, аналогичные соотношению (3.1), примут вид:

$$(A_i)_{И1П2} \equiv \left(\frac{\Delta f_1 / f_1}{\Delta f_i / f_i} \right)_{И1П2} = \frac{C_i + W_i}{C_0 + W_0}; \quad (A_i)_{И2П1} \equiv \left(\frac{\Delta f_1 / f_1}{\Delta f_i / f_i} \right)_{И2П1} = \frac{C_i - W_i}{C_0 - W_0}, \quad i = 2, 3, \dots, k.$$

Здесь C_0, W_0 – скорость звука (в неподвижной среде) и скорость ветра на уровне локаторов (на уровне земли) $z = 0$. С практической точки зрения измерение независимыми методами этих скоростей C_0, W_0 не составляет труда, поэтому в дальнейшем будем считать их известными.

Примем, что усреднением по высоте z_i определяется как скорость звука C_i (аналогично изложенному в разделе 3.1), так и скорость ветра W_i :

$$C_i = \frac{1}{z_i} \int_0^{z_i} C(z) dz; \quad W_i = \frac{1}{z_i} \int_0^{z_i} W(z) dz.$$

Длина волны несущей частоты $\lambda_1 \leq 10$ см достаточно мала по сравнению с остальными линейными масштабами рассматриваемой задачи. Поэтому можно считать, что C_1 – «местная» (локальная) скорость звука на высоте локаторов $z = 0$, $C_1 = C(z = 0) = C_0$. Далее, C_2, C_3, \dots, C_k – скорость звука; W_2, W_3, \dots, W_k – скорость ветра, усредненные по трассе $l_2 = p_2 \lambda_2, l_3 = p_3 \lambda_3, \dots, l_k = p_k \lambda_k$. Здесь p_2, p_3, \dots, p_k – численные коэффициенты порядка единицы, определяющие фактический масштаб усреднения для каждой конкретной длины волны модуляции $\lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_k$. Указанным трассам соответствуют высоты: $z_2 = l_2 \sin \alpha, z_3 = l_3 \sin \alpha, \dots, z_k = l_k \sin \alpha$. Здесь α – угол места.

Введем новые переменные:

$$A_i^+ \equiv (A_i)_{И1П2} + (A_i)_{И2П1} = 2 \frac{C_i C_0 - W_i W_0}{C_0^2 - W_0^2} = 2 \frac{C_i}{C_0} \frac{1 - \frac{W_i W_0}{C_i C_0}}{1 - \frac{W_0^2}{C_0^2}};$$

$$A_i^- \equiv (A_i)_{И1П2} - (A_i)_{И2П1} = 2 \frac{C_0 W_i - C_i W_0}{C_0^2 - W_0^2} = 2 \frac{C_i}{C_0} \frac{\frac{W_i}{C_i} - \frac{W_0}{C_0}}{1 - \frac{W_0^2}{C_0^2}}.$$

Отношение этих переменных имеет следующий вид:

$$\frac{A_i^-}{A_i^+} = \frac{\frac{W_i}{C_i} - \frac{W_0}{C_0}}{1 - \frac{W_i W_0}{C_i C_0}}.$$

Тогда нетрудно найти обе представляющих интерес величины:

$$\frac{W_i}{C_i} = \frac{\frac{A_i^-}{A_i^+} + \frac{W_0}{C_0}}{1 + \frac{A_i^- W_0}{A_i^+ C_0}}; \quad (3.4)$$

$$\frac{C_i}{C_0} = \frac{A_i^+}{2} \left(1 + \frac{A_i^- W_0}{A_i^+ C_0} \right). \quad (3.5)$$

Видно, что если $W_0 = 0$, то $A_i^+ = 2C_i/C_0$; $A_i^- = 2W_i/C_0$.

Для реальных условий измерений обычно $W_0, W_i, |C_i - C_0| \ll C_0, C_i$. Далее, положим, что $W_i - W_0 = \Delta W$; $C_i - C_0 = -\Delta C$, причем $\Delta W, \Delta C \ll C_0, C_i$. Здесь учтено, что в тропосфере скорость ветра с высотой возрастает, в то время как температура (при отсутствии инверсии) убывает. Тогда

$$A_i^+ \approx 2[1 - \Delta C/C_0 - W_0^2/C_0^2(\Delta W/W_0 + W_0/C_0)] \approx 2C_i/C_0;$$

$$A_i^- \approx 2 W_0/C_0[\Delta W/W_0 + \Delta C/C_0 + W_0^2/C_0^2] \approx 2\Delta W/C_0 = 2(W_i/C_0 - W_0/C_0).$$

Положим, что $A_{i+1}^+ - A_i^+ \equiv \Delta A^+$; $z_{i+1} - z_i = \Delta z$; $G_i^+ \equiv \Delta A^+/\Delta z$. Тогда по аналогии с (3.2) получим:

$$G_i^+ = \frac{\Delta A^+}{\Delta z} = 2 \frac{C_{i+1} - C_i}{C_0 \Delta z} = \frac{2}{C_0 \Delta z} \left\{ \frac{1}{z_{i+1}} \int_0^{z_{i+1}} C(z) dz - \frac{1}{z_i} \int_0^{z_i} C(z) dz \right\} = 2 \frac{C_i^* - C_i}{C_0 z_{i+1}}, \quad (3.6)$$

где

$$C_i^* = \frac{1}{\Delta z} \int_{z_i}^{z_{i+1}} C(z) dz = \frac{1}{\Delta z} (z_{i+1} C_{i+1} - z_i C_i) = \frac{z_{i+1} A_{i+1}^+ - z_i A_i^+}{\Delta z} C_0.$$

Здесь C_i^* - скорость звука, усредненная по высоте между уровнями z_i и z_{i+1} ; C_i - скорость звука, усредненная по высоте между уровнями z_0 ($z_0 = 0$) и z_i . Для общности примем, что $C_i^* = C_1 = C_0$.

В определенном смысле для рассматриваемой задачи величина G_i^+ является мерой вертикального градиента скорости звука. Отметим, что в этом же смысле C_i^* может рассматриваться как мера локальной скорости звука на высоте $z = (z_{i+1} + z_i)/2$.

Итак, (3.6) позволяет найти зависимость G_i^+ , C_i^* от высоты z .

Оценим теперь возможные погрешности измерений в соответствии с (3.6), полагая, что $\delta z_{i+1} = \delta z_i = \delta z$; $\delta A_{i+1}^+ = \delta A_i^+ = \delta A_{i+1}^- = \delta A_i^- = \delta A$. Для G_i^+ и C_i^* получим:

$$\delta G_i^+ / G_i^+ \approx \frac{\delta \Delta A^+}{\Delta A^+} + \frac{\delta \Delta z}{\Delta z} = \frac{2\delta A}{G_i^+ \Delta z} + \frac{2\delta z}{\Delta z}.$$

$$\delta C_i^* / C_0 \approx \frac{z_{i+1} + z_i}{\Delta z} \left(\Delta A^+ \frac{\delta z}{\Delta z} + \delta A \right) = \frac{z_{i+1} + z_i}{2} \delta G_i^+ + \frac{z_{i+1} + z_i}{\Delta z} \delta A.$$

Положим для оценок, что $G_i^+ \approx \frac{dC}{Cd z} \approx \frac{dC}{CdT} \frac{dT}{dz} = \frac{1}{2T} \frac{dT}{dz}$. Примем, что

градиент температуры dT/dz в тропосфере имеет некоторое «среднее» значение: $dT/dz \approx 10^{-2}$ К/м ($0,6^\circ$ на 100 м). Тогда при «нормальной» температуре $T \approx 273$ К имеем: $G_i^+ \approx 2 \cdot 10^{-5}$ м⁻¹.

В предположениях, аналогичных предположениям, изложенным выше, в разделе **3.1**, получим следующие результаты:

$$\delta G_i^+ / G_i^+ \approx 10^{-1}; \delta G_i^+ \approx 10^{-6} \text{ м}^{-1}; \delta C_i^* / C_0 \approx 10^{-4}; \delta C_i^* \approx 10^{-1} \text{ м/с}.$$

Перейдем теперь к скорости ветра W . Введем параметр, аналогичный (3.6).

Положим $A_{i+1}^- - A_i^- \equiv \Delta A^-$; $G_i^- \equiv (\Delta A^- / \Delta z)(W/C_0)$. Тогда:

$$G_i^- = \frac{\Delta A^- C_0}{\Delta z W_0} = 2 \frac{W_{i+1} - W_i}{W_0 \Delta z} = \frac{2}{W_0 \Delta z} \left\{ \frac{1}{z_{i+1}} \int_0^{z_{i+1}} W(z) dz - \frac{1}{z_i} \int_0^{z_i} W(z) dz \right\} = 2 \frac{W_i^* - W_i}{W_0 z_{i+1}}, \quad (3.7)$$

где

$$W_i^* = \frac{1}{\Delta z} \int_{z_i}^{z_{i+1}} W(z) dz = \frac{1}{\Delta z} (z_{i+1} W_{i+1} - z_i W_i) = \frac{z_{i+1} A_{i+1}^- - z_i A_i^-}{\Delta z} W_0.$$

Здесь W_i^* - скорость ветра, усредненная по высоте между уровнями z_i и z_{i+1} ; W_i - скорость ветра, усредненная по высоте между уровнями z_0 ($z_0 = 0$) и z_i . Для общности примем, что $W_1^* = W_1 = W_0$.

В определенном смысле для рассматриваемой задачи величина G_i^- является мерой вертикального градиента скорости ветра. Отметим, что в этом же смысле W_i^* может рассматриваться как мера локальной скорости ветра на высоте $z = (z_{i+1} + z_i)/2$.

Нетрудно видеть, что множитель W_0/C_0 , введенный в (3.7) по сравнению с (3.6) обеспечил нормировку разности ($W_i^* - W_i$) именно на скорость ветра W_0 , а не на скорость звука C_0 .

Итак, (3.7) позволяет найти зависимость G_i^- , W_i^* от высоты z .

Оценим теперь возможные погрешности измерений в соответствии с (3.7).

Для G_i^- получим:

$$\delta G_i^- / G_i^- \approx \frac{\delta \Delta A^-}{\Delta A^-} + \frac{\delta \Delta z}{\Delta z} = \frac{2 \delta A}{G_i^- \Delta z} + \frac{2 \delta z}{\Delta z}.$$

Для W_i^* получим:

$$\delta W_i^* / C_0 \approx \frac{z_{i+1} + z_i}{\Delta z} \left(\Delta A^- \frac{\delta z}{\Delta z} + \delta A \right) = \frac{z_{i+1} + z_i}{2} \delta G_i^- + \frac{z_{i+1} + z_i}{\Delta z} \delta A.$$

Положим, что $G_i^- \approx \frac{dW}{W_0 dz} \approx 10^{-3} \text{ м}^{-1}$. Это значение вертикального градиента

скорости ветра по порядку величины соответствует средним многолетним данным для приземного слоя атмосферы в Москве. Тогда в предположениях, аналогичных предположениям, изложенным выше, в разделе **3.1**, получим:

$$\delta G_i^- / G_i^- \approx 10^{-1}; \quad \delta G_i^- \approx 10^{-4} \text{ м}^{-1}; \quad \delta W_i^* / C_0 \approx 10^{-3}; \quad \delta W_i^* \approx 10^0 \text{ м/с}.$$

Итак, в рассматриваемом случае погрешности определения скорости ветра заметно превосходят погрешности определения скорости звука в неподвижной среде.

3.2.2. Рефракция акустических волн в приземном слое атмосферы

Выше рассматривались схемы измерений на вертикальных и наклонных трассах, для которых локатор и отражатель (зонд) расположены на различных высотах. В то же время, для ряда практических задач это не всегда удобно и/или возможно. В частности, в авиационной метеорологии весьма важно знать (прогнозировать) вертикальные сдвиги ветра в районе аэродрома [6]. При этом под сдвигом ветра понимают модуль векторной разности скорости ветра в двух точках, разнесенных между собой на единицу длины. Вертикальный сдвиг в метеорологии принято определять как изменение скорости ветра в метрах в секунду на 30 м высоты; горизонтальный - на 100 км расстояния.

Сдвиг ветра способен вызывать болтанку самолёта, создавать помехи полётам, влиять на точность приземления самолёта, выполняющего посадку. Вертикальный сдвиг ветра, превышающий 4 м/с на 30 м высоты, относится к метеорологическим явлениям, опасным для полётов.

Однако, установка на аэродроме высоких мачт с соответствующими измерительными приборами, запуск воздушных шаров, воздушных змеев и т.д. в значительной мере осложняются требованиями безопасности полётов. В связи с этим, интерес представляют какие-то новые подходы, позволяющие обеспечить измерение (количественную оценку) вертикальных градиентов скорости ветра при использовании лишь «горизонтальных» трасс – размещений всей аппаратуры на поверхности земли, без каких-либо специальных отражателей акустических волн.

Одним из вариантов такого подхода может являться использование эффектов рефракции акустических волн в приземном слое тропосферы. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

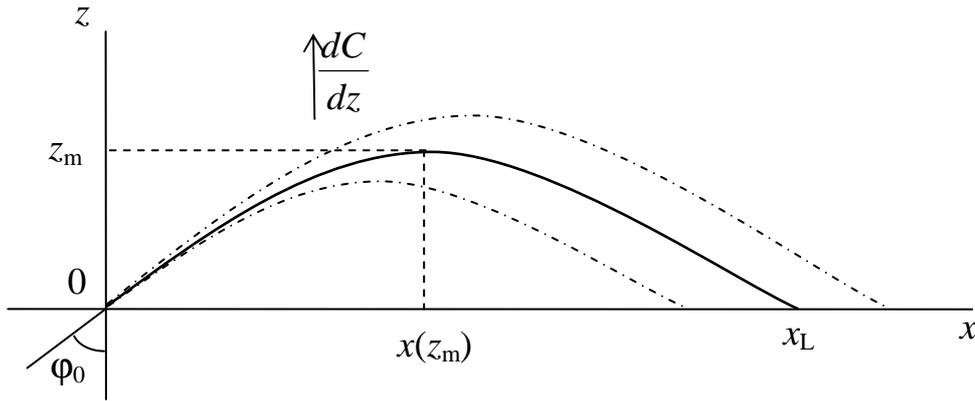


Рис. 3.2. Рефракция акустических волн в тропосфере

Положим, что в некоторой среде в верхней полуплоскости ZOX имеется вертикальный градиент скорости звука, причем $C(z = 0) = C_0$. Акустический пучок входит в эту среду под начальным углом φ_0 . Если $dC/dz > 0$, то есть, с увеличением высоты увеличивается и скорость звука, то в процессе распространения пучка его угол φ наклона к оси OZ будет увеличиваться вплоть до значения $\varphi = \pi/2$ при $z = z_m$ (рис. 3.2). Затем угол φ изменит знак на противоположный. Если начальный угол меньше (больше), чем φ_0 , то максимальная высота подъема акустического пучка будет больше (меньше), чем z_m , как показано на рис 3.2. штрих-пунктирными линиями.

Зависимость $C(z)$ может быть обусловлена наличием градиентов температуры или влажности воздуха, как видно из (1.1). При этом желаемый знак градиента $dC/dz > 0$ практически реализуется только в условиях развитой инверсии.

В то же время, скорость звука C в движущейся среде (при наличии ветра) есть векторная сумма скорости звука C_n в неподвижной среде и скорости ветра W . Обычно скорость ветра с высотой увеличивается, $dW/dz > 0$ поэтому для рассматриваемой задачи интерес представляет случай распространения акустического пучка «по ветру», когда $C = C_n + W$ (для упрощения записи, мы под W будем понимать соответствующую проекцию скорости ветра на направление распространения акустического пучка).

Следует отметить, что для электромагнитных волн в тропосфере эффекты рефракции реально могут проявляться лишь на расстояниях в десятки и даже сотни километров, поэтому для приземного слоя атмосферы эти эффекты обычно пренебрежимо малы.

Итак, рассмотрим закономерности рефракции волнового пучка при распространении в среде с градиентом скорости волны в рамках геометрической акустики. Будем исходить из принципа Ферма. Для угла φ наклона пучка к оси OZ в слое среды со скоростью звука C (на высоте z) имеет место соотношение (аналог закона преломления в оптике):

$$\frac{\sin \varphi}{C} = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{C \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} = \frac{\sin \varphi_0}{C_0}.$$

Отсюда следует, что

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{dx}{dz} = \frac{C \sin \varphi_0}{\sqrt{C_0^2 - C^2 \sin^2 \varphi_0}} = \frac{\sin \varphi_0}{\sqrt{(C_0 / C)^2 - \sin^2 \varphi_0}}. \quad (3.8)$$

В частности, $\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \varphi_0$, если $C = C_0$ - в том числе, и при условии $dC/dz = 0$. В последнем случае имеет место прямолинейное распространение пучка, поскольку угол φ не зависит от координат x, z (остается неизменным).

Если $C = C_0 / \sin \varphi_0$, то $\varphi = \pi/2$. На рис. 3.2 это реализуется в точке с координатами $x = x(z_m)$; $z = z_m$.

Найдем теперь траекторию распространения пучка, проинтегрировав (3.8):

$$x(z) = \sin \varphi_0 \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{[C_0 / C(z)]^2 - \sin^2 \varphi_0}}. \quad (3.9)$$

В общем случае интеграл (3.9) «не берется», поскольку не задан явный вид зависимости $C(z)$. Поэтому, учитывая, что в приземном слое атмосферы скорость звука с высотой меняется достаточно медленно, разложим $C(z)$ в ряд Тейлора и ограничимся членами первого порядка малости:

$$C(z) \approx C_0 + (dC/dz)z.$$

Поскольку нас интересуют лишь достаточно большие сдвиги ветра, далее для конкретности положим, что зависимость $C(z)$ обусловлена только

зависимостью $W(z)$, пренебрегая зависимостью от высоты z скорости звука в неподвижной среде C_H . То есть, мы положим, что

$$C(z) \approx C_0(1 + \gamma z),$$

где $\gamma \equiv \frac{dW}{C_0 dz}$, причем полагается, что $\gamma z \ll 1$; $dW/dz = \text{const}$; $C_0 = C_H + W_0$.

Тогда интеграл (3.9) примет вид:

$$x(z) \approx \int_0^z \frac{\sin \varphi_0 dz}{\sqrt{(1 + \gamma z)^2 - \sin^2 \varphi_0}} \approx \int_0^z \frac{\sin \varphi_0 dz}{\sqrt{1 - 2\gamma z - \sin^2 \varphi_0}} \approx \int_0^z \frac{\sin \varphi_0 dz}{\sqrt{\cos^2 \varphi_0 - 2\gamma z}}.$$

Отсюда получим уравнение траектории акустического пучка $z(x)$:

$$2\gamma z = \cos^2 \varphi_0 - \left(\frac{\gamma x}{\sin \varphi_0} - \cos \varphi_0 \right)^2. \quad (3.10)$$

Это уравнение описывает параболу, обращенную ветвями вниз (рис. 3.2), которая пересекает ось OX в двух точках: $x = 0$; $x = x_L = (\sin 2\varphi_0)/\gamma$. Вершиной параболы является точка с координатами: $x = x(z_m) = x_L/2 = (\sin 2\varphi_0)/2\gamma$; $z = z_m = (\cos^2 \varphi_0)/2\gamma$.

Если $\gamma = 0$, то уравнение (3.10) переходит в уравнение прямой: $z = x/\text{tg} \varphi_0$.

Нетрудно видеть, что z_m монотонно возрастает с уменьшением φ_0 , причем $z_m = 0$ при $\varphi_0 = \pi/2$. Максимальное значение z_m достигается при $\varphi_0 = 0$, когда $2\gamma z_m = 1$. То есть, в этом случае $z_m = 1/2\gamma$.

В то же время, x_L монотонно возрастает с увеличением угла φ_0 в интервале $0 \leq \varphi_0 \leq \pi/4$, и убывает с увеличением φ_0 в интервале $\pi/4 \leq \varphi_0 \leq \pi/2$. В данном случае $x_L = 0$, если $\varphi_0 = 0$; $\varphi_0 = \pi/2$, тогда как максимальное значение x_L достигается при $\varphi_0 = \pi/4$, когда $\gamma x_L = 1$. То есть, в этом случае $x_L = 1/\gamma$. Отметим, что $z_m(\varphi_0 = \pi/4) = 1/4\gamma$.

Далее, поскольку $\sin 2(\pi/2 - \varphi_0) = \sin 2\varphi_0$, то для заданного значения γ некоторое значение $x_L < 1/\gamma$ может быть в принципе реализовано при одном из двух значений начального угла: $\varphi' = \varphi_0$; $\varphi'' = \pi/2 - \varphi_0$. Очевидно, траектории, соответствующие этим двум значениям начального угла, будут пересекаться

только в двух точках $x = 0$; $x = x_L$. При этом значения z_m будут различными: $z_m = (\cos^2 \varphi')/2\gamma$; $z_m = (\cos^2 \varphi'')/2\gamma = (\sin^2 \varphi')/2\gamma$.

Однако выше мы ограничились реализуемым на практике в подавляющем большинстве случаев условием $\gamma z \ll 1$. Отсюда сразу следует ограничение на возможное значение φ_0 : $\cos^2 \varphi_0 \ll 1$. То есть, практически это означает, что $\varphi_0 > 70^\circ$. Другими словами, угол места или, как говорят в артиллерии, угол возвышения $\alpha_0 = \pi/2 - \varphi_0$ должен быть меньше 20° . Отметим, что подобная траектория снарядов в артиллерии называется настильной (при углах возвышения от 20° до 45° – навесной; при углах возвышения более 45° – мортирной).

Итак, для заданного значения γ некоторое значение $x_L < 1/\gamma$ может быть реализовано лишь при одном значении начального угла φ_0 .

Для рассматриваемой параболы (3.10), как нетрудно видеть, имеет место соотношение: $x(z_m)/z_m = 2\text{tg}\varphi_0$. При этом для реальных условий (для «настильной» траектории) $2\text{tg}\varphi_0 > 5,5$. То есть, в общем случае из того, что $\gamma z \ll 1$, не следует вывод о том, что $\gamma x \ll 1$.

Найдем теперь длину L траектории пучка, то есть, длину выбранного участка параболы (3.2):

$$L = \int_0^z \sqrt{1 + \left(\frac{dx}{dz}\right)^2} dz = \int_0^z \sqrt{\frac{1 - 2\gamma z}{\cos^2 \varphi_0 - 2\gamma z}} dz \approx \int_0^z \frac{(1 - \gamma z) dz}{\sqrt{\cos^2 \varphi_0 - 2\gamma z}}. \quad (3.11)$$

Учтем, что

$$\int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\cos^2 \varphi_0 - 2\gamma z}} = \frac{x}{\sin \varphi_0}; \quad \sqrt{\cos^2 \varphi_0 - 2\gamma z} = \frac{\gamma x}{\sin \varphi_0} - \cos \varphi_0.$$

Тогда интеграл (3.11) примет вид:

$$L = \frac{x}{\sin \varphi_0} \left[1 - \frac{\gamma x}{2 \sin \varphi_0} \left(\cos \varphi_0 - \frac{\gamma x}{3 \sin \varphi_0} \right) \right] \approx \frac{x}{\sin \varphi_0} \left(1 - \frac{\gamma x}{2 \text{tg} \varphi_0} \right). \quad (3.12)$$

Как видно из (3.12), если $\gamma = 0$, то $L = x/\sin \varphi_0$. В этом случае рефракция отсутствует, и траектория пучка представляет собой прямую линию.

3.2.3. «Горизонтальная» трасса

Рассмотрим схему измерений, представленную на рис. 3.3.

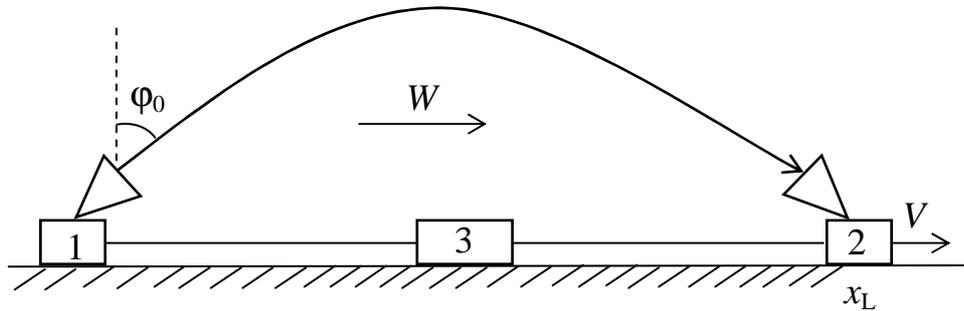


Рис. 3.3. Функциональная схема измерений при горизонтальной трассе

1 – излучающая антенна локатора; 2 – приемная антенна локатора; 3 – блок управления и обработки.

Излучающая антенна 1 акустического локатора установлена неподвижно, а приемная антенна 2 (или наоборот) установлена в кузове автомобиля, движущегося с некоторой скоростью V . Номинальное расстояние между антеннами есть x_L . При этом скорость V не слишком велика для того, чтобы за время измерений расстояние x_L практически не изменялось.

Ось диаграммы направленности антенны 1 составляет угол φ_0 с вертикалью, причем ширина диаграммы направленности достаточно велика для того, чтобы обеспечить уверенный прием сигнала антенной 2 в процессе движения последней.

Обе антенны подсоединены к блоку 3 управления и обработки сигналов. Скорость ветра W с высотой возрастает, так что имеет место «положительная» рефракция акустического пучка.

В данном случае, в принципе, возможны измерения, аналогичные измерениям при наклонных трассах (раздел 3.2.1). Однако при этом, по-видимому, погрешности могут быть весьма значительными, в первую очередь, вследствие погрешностей определения высоты. В то же время, для многих практических задач в приземном слое атмосферы достаточно всего лишь оценки величины сдвига ветра. Поэтому перейдем теперь непосредственно к

определению параметра $\gamma \equiv \frac{dW}{C_0 dz}$, характеризующего вертикальный градиент скорости ветра (сдвиг ветра). Для приземного слоя атмосферы скорость C_0 может быть измерена независимыми методами, (например, методом, описанным в разделе **1.3**), так что в дальнейшем будем полагать ее известной.

Итак, излучение локатора с несущей частотой f_1 модулируется частотой f_2 , такой, что соответствующая длина волны $\lambda_2 = C/f_2 \approx x_L/2$. Приемный блок локатора регистрирует «сдвинутые» частоты f_{p1}, f_{p2} .

Относительные сдвиги частот сигналов имеют вид:

$$(f_{p1} - f_1)/f_1 = \Delta f_1/f_1 = 2V/C_1; (f_{p2} - f_2)/f_2 = \Delta f_2/f_2 = 2V/C_2.$$

Длина волны несущей частоты $\lambda_1 \leq 10^1$ см достаточно мала по сравнению с остальными линейными масштабами рассматриваемой задачи. Поэтому можно считать, что C_1 – «местная» (локальная) скорость звука на высоте излучающей антенны – практически, «на уровне земли». То есть, $C_1 = C_0$. Далее, C_2 – скорость звука, усредненная по трассе, длина которой по порядку величины равна $L/2$, где L определяется (3.12). Рассматриваемое усреднение, по сути, есть усреднение по высоте от нуля до z_m :

$$C_2 = \frac{1}{z_m} \int_0^{z_m} C(z) dz = \frac{1}{z_m} \int_0^{z_m} C_0(1 + \gamma z) dz = C(z) = C_0(1 + \gamma z_m/2).$$

Параметр A , как легко видеть, не зависит от скорости V :

$$A \equiv \frac{\Delta f_2 / f_2}{\Delta f_1 / f_1} = \frac{C_1}{C_2} = \frac{C_0}{C_0(1 + \gamma z_m / 2)} \approx 1 - \gamma z_m / 2.$$

Отсюда следует, что $\gamma z_m = 2(1 - A)$. Входящую в это выражение величину z_m мы не можем измерить, поэтому ограничимся оценками, исходя из вида параметров параболы (3.10). Поскольку $\gamma x_L/2 = \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 = \cos \varphi_0 \sqrt{1 - \cos^2 \varphi_0}$,

то $\cos^2\varphi_0 = [1 - \sqrt{1 - (\gamma x_L)^2}] / 2$. При решении соответствующего квадратного уравнения взято только одно решение, отвечающее меньшему значению $\cos^2\varphi_0$ (меньшему значению z_m). Тогда получим:

$$\gamma z_m = (\cos^2\varphi_0) / 2 = [1 - \sqrt{1 - (\gamma x_L)^2}] / 4 = 2(1 - A).$$

Отсюда нетрудно найти искомую величину γ :

$$\gamma = \frac{4}{x_L} \sqrt{(1 - A)(4A - 3)} \quad (3.13)$$

В (3.13) под знаком корня стоит неотрицательное число, поскольку $3/4 \leq A \leq 1$. При этом $A = 3/4$, когда $\gamma z_m = 1/2$ ($\cos^2\varphi_0 = 1$); $A = 1$, когда $\gamma z_m = 0$ ($\cos^2\varphi_0 = 0$).

Если $\gamma x_L \ll 1$, то $\gamma z_m \approx (\gamma x_L)^2 / 8$. При этом $1 - A \ll 1$, так что $4A - 3 \approx 1$, т.е.

$$\gamma \approx \frac{4}{x_L} \sqrt{1 - A}. \quad (3.14)$$

Для геометрии схемы рис. 3.3. в распоряжении исследователя, по сути, есть только два параметра: угол φ_0 , который составляет с вертикалью ось диаграммы направленности передающей антенны и расстояние x_L между передающей и приемной антеннами акустического локатора.

Для некоторого заданного значения γ максимальное значение $x_L = 1/\gamma$ реализуется при $\varphi_0 = \pi/4$, причем для этого же угла $z_m = 1/4\gamma$. При больших значениях γ будет иметь место «недолет» акустического пучка до приемной антенны для любых φ_0 . При меньших значениях γ будет иметь место «перелет», который, однако, может быть устранен при некотором значении $\varphi_0 \neq \pi/4$ (желательно, $\varphi_0 < \pi/4$).

Приведем некоторые численные оценки. Положим, что вертикальный сдвиг ветра dW/dz относится к метеорологическим явлениям, опасным для полётов и превышает 4 м/с на 30 м высоты. Пусть $\gamma = dW/(C_0 dz) \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$. Тогда при $\varphi_0 = \pi/4$ реализуется максимальное значение $x_L = 1/\gamma = 2,5$ км, причем для этого же угла $z_m = 1/4\gamma = 625$ м. В этом случае $A = 1/(1 + \gamma z_m/2) \approx 0,89$.

Пусть теперь сдвиг ветра на порядок меньше, $\gamma \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. Тогда при том же значении $x_L = 2,5 \text{ км}$ имеем: $\gamma x_L = 10^{-1}$; $\cos \varphi_0 \approx \gamma x_L / 2 = 5 \cdot 10^{-2}$. Отсюда следует, что угол места (угол возвышения) $\alpha_0 = \pi/2 - \varphi_0 \approx 5 \cdot 10^{-2} \approx 3^0$. В этом случае $z_m \approx 31 \text{ м}$; $1 - A = 10^{-4}$. Если обработка электронных сигналов производится аналогично схеме рис. 2.4, то абсолютная погрешность δA измерения A мала: $\delta A \approx 10^{-6}$.

Оценим теперь погрешности измерений, соответствующие (3.14). Относительную погрешность $\delta\gamma/\gamma$ определения γ можно найти по соотношению:

$$\delta\gamma/\gamma \approx \frac{\delta x_L}{x_L} + \frac{\delta A}{2(1-A)}, \text{ где } \frac{\delta x_L}{x_L} - \text{ относительная погрешность измерения } x_L; \delta A - \text{ абсолютная погрешность измерения } A.$$

Как отмечалось выше, можно принять, что $\delta A \approx 10^{-6}$ и положить для оценок, что $1 - A \approx 10^{-4}$. Тогда $\frac{\delta A}{2(1-A)} < 10^{-6}$.

Рассмотрим теперь погрешность $\delta x_L/x_L$. Поскольку приемная антенна движется с некоторой скоростью V , то x_L меняется непосредственно во время измерений. При этом для оценок можно положить, что именно этот фактор дает основной вклад в погрешности. Пусть время единичного измерения $t \approx 1/f_2 \approx x_L/C_0$. За это время антенна 2 пройдет расстояние $Vt = x_L(V/C_0)$. Именно это расстояние и примем в качестве абсолютной погрешности δx_L . Тогда $\delta x_L/x_L = V/C_0$. Если положить, что $V = 3 \text{ м/с} \approx 10 \text{ км/час}$, то получим: $\delta\gamma/\gamma \approx 10^{-2}$.

Итак, при расстоянии между передающей и приемной антеннами акустического локатора $x_L \approx 10^0 \text{ км}$ возможно определение вертикального сдвига ветра в приземном слое атмосферы в диапазоне, представляющем непосредственный практический интерес (включая значения, опасные для полетов авиации). При этом угол возвышения $\alpha_0 = \pi/2 - \varphi_0$, по-видимому, следует подбирать непосредственно во время измерений (производить «прицеливание» излучающей антенны на приемную). Относительная

погрешность измерения вертикального сдвига ветра может составлять всего лишь 10^{-2} .

Следует отметить, что в принципе параметр γ может быть определен из соотношения, приведенного выше: $\cos^2\varphi_0 = [1 - \sqrt{1 - (\gamma x_L)^2}] / 2$. Тогда вместо измерения доплеровских сдвигов частоты следует проводить измерения угла φ_0 . Однако погрешность соответствующих измерений может быть сравнительно небольшой лишь при малой расходимости θ акустического пучка: $\theta \ll \varphi_0$. В свою очередь, малая (дифракционно-ограниченная) расходимость предполагает и относительно малую длину волны, то есть, относительно высокую несущую частоту. Однако с увеличением частоты возрастает и поглощение акустических волн, особенно существенное на трассах длиной в километры. То есть, с практической точки зрения измерение угла φ_0 вряд ли целесообразно.

3.3. Зондирование ионосферы при использовании искусственных спутников Земли с пассивным ответом

Одна из основных задач исследования ионосферы – ионосферного зондирования – определение вертикального профиля электронной концентрации. Эта характеристика в значительной мере определяет показатель преломления ионосферы для радиоволн и, соответственно, особенности распространения этих волн.

Методы зондирования – вертикального, наклонного и т.д. – основаны на регистрации радиоволн, отраженных от определенных областей ионосферы (там, где показатель преломления равен нулю). В методах радиопросвечивания измеряются фаза, угол поворота плоскости поляризации, рефракция радиоволн [9, 34, 52]. К сожалению, в настоящее время практическая реализация ионосферного зондирования является достаточно сложной задачей.

Определенный интерес представляет подход к зондированию, основанный на эффекте Доплера в неоднородных средах и позволяющий найти вертикальный профиль показателя преломления или скорости звука [17, 20, 22].

В [17, 20] этот подход рассматривался применительно к тропосфере, причем в схеме измерений предполагалось использование зондирующего объекта, перемещающегося по вертикали.

Применительно к ионосфере специальные зондирующие объекты заметно усложняют реализацию. Поэтому в данной работе рассматриваются некоторые возможности зондирования ионосферы – определения вертикальных профилей показателя преломления - при использовании искусственных спутников Земли (ИСЗ) с пассивным ответом.

3.3.1. Показатель преломления ионосферы

Ионосфера - часть атмосферы Земли, в которой уровень ионизации достаточно велик, чтобы оказывать заметное влияние на распространение радиоволн. Основные параметры ионосферы – концентрация электронов, температура – меняются с высотой сложным образом [9, 10, 24, 34, 39, 51].

В зависимости от плотности заряженных частиц N_e в ионосфере выделяют слои (области) D , E , F .

В области D (60—90 км) концентрация заряженных частиц составляет 10^2 — 10^3 см⁻³. В ночное время суток концентрация частиц заметно уменьшается.

В области E (90—120 км) концентрация заряженных частиц составляет 10^4 — 10^5 см⁻³. В этом слое наблюдается рост концентрации электронов в дневное время. В ночное время суток концентрация частиц заметно уменьшается - до 10^3 см⁻³.

Областью F называют теперь всю ионосферу выше 130—140 км. Максимальная концентрация электронов и ионов в области F находится на высотах 250—400 км. Здесь плотность заряженных частиц достигает своего максимума – 10^5 - 10^6 см⁻³. Выше этого максимума электронная концентрация монотонно убывает, на расстояниях в несколько земных радиусов переходя в межпланетную плазму с концентрацией заряженных частиц 10^1 - 10^2 см⁻³.

Для многих практических задач радиосвязи особый интерес представляет полное электронное содержание (интегральная электронная концентрация) –

суммарное количество электронов в столбе с основанием единичной площади и требуемой высотой. В частности, полное электронное содержание во всей ионосфере может составлять 10^{12} - 10^{13} см⁻² [25].

Для радиоволн в тропосфере и стратосфере показатель преломления n связан с индексом преломления N (приведенным показателем преломления) известным соотношением: $N = (n - 1) \cdot 10^6$. В радиодиапазоне (для длин волн в от 1 см до 1 км) индекс преломления N имеет вид [24]:

$$N = 77,6 \frac{p}{T} \left(1 + \frac{4810 e}{T p} \right), \quad (3.15)$$

где T – абсолютная температура – в ⁰К; e , p - парциальное давление водяного пара и общее давление воздуха – в миллибарах соответственно. Отметим, что для идеального газа отношение p/T пропорционально плотности ρ этого газа (идеальным в определенной мере можно считать воздух при не слишком низких температурах и невысоких влажностях).

В ионосфере давление и плотность воздуха существенно ниже, чем на поверхности Земли – даже на нижней границе ионосферы (50-60 км) – на три порядка. Поэтому нейтральные (не ионизованные) компоненты воздуха там практически дают вклада в индекс преломления. В этой области (в диапазоне длин волн от 0,2 мкм до 1 км) показатель преломления определяется выражением [24]:

$$n = 1 - 40,4 \frac{N_e}{f^2} \quad (3.16)$$

где N_e – электронная концентрация – в см⁻³, f – частота радиоволн – в кГц.

Если максимальное значение $N_e = 10^6$ см⁻³, то, как следует из (3.16), $n \ll 1$ для длин волн менее 50 м ($f > 6$ МГц).

Следует отметить, что $n > 1$ в тропосфере и стратосфере и $n < 1$ в ионосфере. При этом в ионосфере имеет место явно выраженная дисперсия показателя преломления, в отличие от тропосферы и стратосферы. То есть, в ионосфере должна быть заметна разница между фазовой C_ϕ и групповой $C_{гр}$

скоростью радиоволн. Если C_0 – скорость света в вакууме, то имеют место известные соотношения [24]:

$$C_{\phi} = \frac{C_0}{n}; C_{\text{гр}} = \frac{C_0}{n + f \cdot dn/df}.$$

Для (3.16), полагая, что $|n - 1| \ll 1$, получим:

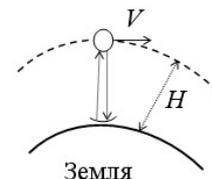
$$C_{\phi} \approx C_0(1 + 40,4 \frac{N_e}{f^2}); C_{\text{гр}} \approx C_0(1 - 40,4 \frac{N_e}{f^2}).$$

То есть, для рассматриваемого случая $C_{\phi} - C_0 = C_0 - C_{\text{гр}}$.

3.3.2. Доплеровская локация модулированными радиоволнами

В [22] описан принцип действия доплеровского гидроакустического лага, работающего в режиме модулированных волн. При этом оказывается возможным определение вертикального профиля скорости звука. Рассмотрим аналогию этого подхода применительно к радиолокации ионосферы [23].

Положим, что ИСЗ с пассивным ответом движется по круговой орбите вокруг Земли на некоторой высоте $z = H$ ($H \approx 10^2$ км), а радиолокатор, установленный на Земле ($z = 0$), его «зондирует». Излучение локатора с несущей частотой f_0 модулируется различными частотами f_1, f_2, \dots, f_k , такими, что соответствующие длины волн $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_k$ определяют требуемые высоты, по которым производится усреднение показателя преломления. Здесь k – выбранное количество частот модуляции - «точек отсчета», по которым будет производиться вычисление вертикального профиля показателя преломления. Приемник локатора регистрирует «сдвинутые» частоты $f_{p0}, f_{p1}, f_{p2}, \dots, f_{pk}$.



Относительные сдвиги частот сигналов, принятых на земле, имеют вид:

$$(f_{p0} - f_0)/f_0 = \Delta f_0/f_0 = 2V/C_H; (f_{pi} - f_i)/f_i = \Delta f_i/f_i = 2V/C_i, i = 1, 2, \dots, k.$$

где V – проекция линейной скорости ИСЗ на линию визирования; а скорости C_H и C_i определяются соотношениями:

$$C_H = \frac{1}{l(\lambda_0)} \int_{H-l(\lambda_0)}^H C(z) dl(z); C_i = \frac{1}{l(\lambda_i)} \int_{H-l(\lambda_i)}^H C(z) dl(z).$$

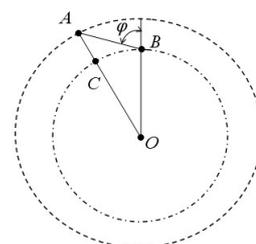
Здесь $l(z)$ – длина линии распространения волны в атмосфере между уровнями, разность высот которых равна z .

Длина волны несущей частоты $\lambda_0 \leq 10^1$ м достаточно мала по сравнению с остальными линейными масштабами рассматриваемой задачи. Поэтому можно считать, что C_H – «местная» (локальная) скорость волны на высоте H (в окрестности ИСЗ), $C_H = C(z = H)$. В то же время, C_i есть скорость волны, усредненная по трассе $l = \lambda_i$ и соответствующему перепаду высот z .

В общем случае форма $l(z)$ является достаточно сложной вследствие рефракции радиоволн в атмосфере Земли [24, 25]. В то же время, для практически важных случаев рефракция эта сравнительно мала. Так, даже для сравнительно большой длины волны локатора $\lambda_0 = 3$ м и зенитного угла 90° оказывается, что угол рефракции менее одного градуса в тропосфере и стратосфере, менее полутора градусов в ионосфере, а во всей атмосфере – менее двух с половиной градусов [25]. Под углом рефракции понимается отклонение реального направления распространения волны от направления, соответствующего прямолинейному распространению радиоволн. С уменьшением длины волны и/или с уменьшением зенитного угла угол рефракции уменьшается.

Для рассматриваемой задачи искривление траектории приводит в первую очередь лишь к погрешностям определения высоты z , которая и так определяется весьма грубо, с мерой «порядка длины волны». Поэтому в дальнейшем рефракцию радиоволн мы учитывать не будем, тем более, что с практической точки зрения зенитный угол желательно иметь заведомо меньшим 90° .

Рассмотрим зависимость $l(z)$, учитывая конечное значение радиуса R Земли. На представленном рисунке $OC = OB = R = R_0 + h$; $AC = z$; $AB = l$; R_0 – радиус Земли; h – высота точек B и C над поверхностью Земли; φ – зенитный угол.



По теореме косинусов имеем:

$$(R + z)^2 = R^2 + l^2 + 2Rl \cos \varphi.$$

Отсюда можно записать квадратное уравнение относительно l :

$$l^2 + 2Rl \cos \varphi - (2Rz + z^2) = 0.$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$l = \sqrt{R^2 \cos^2 \varphi + 2Rz + z^2} - R \cos \varphi.$$

Рассмотрим предельные случаи. Если $\varphi = 0$, то $l = z$, если $\varphi = \pi/2$, то $l \approx \sqrt{2Rz}$.

Наконец, пусть $2Rz + z^2 \ll R^2 \cos^2 \varphi$. Тогда получим: $l \approx \frac{z}{\cos \varphi}$.

Данный случай соответствует случаю «плоской» Земли, когда формально $R \rightarrow \infty$. Примем для определенности, что $H = 100$ км. Тогда, поскольку $z \leq H$, условие «плоской» Земли будет приближенно выполняться (при реальном значении радиуса Земли) для всех практически важных зенитных углов $\varphi < 80^\circ$.

Ограничившись этим случаем, выражение для C_i представим в виде:

$$C_i = \frac{1}{\lambda_i \cos \varphi} \int_{H - \lambda_i \cos \varphi}^H C(z) dz.$$

Отметим, что $\lambda_0 \cos \varphi = z_0$, $\lambda_i \cos \varphi = z_i$, где z_0 , z_i – перепады высот, соответствующие длинам трассы λ_0 , λ_i для заданного зенитного угла φ .

Найдем теперь отношение относительных сдвигов частоты:

$$A_i \equiv \frac{\Delta f_0 / f_0}{\Delta f_i / f_i} = \frac{C_i}{C_H} = \frac{\int_{H - z_i}^H C(z) dz}{z_i C(H)}. \quad (3.17)$$

Видно, что отношение сдвигов частот определяется только вертикальным профилем скорости волны $C(z)$ и не зависит от скорости движения ИСЗ.

В рассматриваемом случае мы не можем определить «тонкую структуру» профиля показателя преломления, поскольку имеем дело лишь с величинами,

усредненными по различным пространственным масштабам. Поэтому рассмотрим вопрос о «грубой» структуре этого профиля. Реально можно говорить об измерении лишь некоторой скорости C_i^* , усредненной по высоте $\Delta z \equiv z_{i+1} - z_i$ между уровнями z_i и z_{i+1} , но не об измерении локальной скорости $C(z)$. Положим, что $A_{i+1} - A_i \equiv \Delta A$. Тогда имеем:

$$C_i^* = \frac{1}{\Delta z} \int_{H-z_{i+1}}^{H-z_i} C(z) dz = \frac{1}{\Delta z} \left[\int_{H-z_{i+1}}^H C(z) dz - \int_{H-z_i}^H C(z) dz \right] = \frac{z_{i+1}A_{i+1} - z_iA_i}{\Delta z} C(H) = \left(\frac{\Delta A}{\Delta z} z_i + A_{i+1} \right) C(H);$$

$$\frac{C_i^*}{C(H)} = \frac{\Delta A}{\Delta z} z_i + A_{i+1}. \quad (3.18)$$

С другой стороны, учитывая вид показателя преломления (3.16) и полагая, что все рассматриваемые скорости C волны есть групповые скорости, можно записать:

$$C_i^* = C_0 \left\{ 1 - 40,4 \frac{N_{ei}^* [H - (z_i + z_{i+1})/2]}{f^2} \right\}; \quad C(H) = C_0 \left\{ 1 - 40,4 \frac{N_e(H)}{f^2} \right\}.$$

Здесь C_0 – скорость света в вакууме; $N_{ei}^* [H - (z_i + z_{i+1})/2]$ – электронная концентрация, усредненная по высоте $\Delta z \equiv z_{i+1} - z_i$ между уровнями z_i и z_{i+1} и отнесенная к «средней» высоте $H - (z_i + z_{i+1})/2$:

$$N_{ei}^* [H - (z_i + z_{i+1})/2] = \frac{1}{\Delta z} \int_{H-z_{i+1}}^{H-z_i} N_e(z) dz \quad (3.19)$$

Тогда из (3.18) получим:

$$1 - 40,4 \frac{N_{ei}^* [H - (z_i + z_{i+1})/2] - N_e(H)}{f^2} \approx \frac{\Delta A}{\Delta z} z_i + A_{i+1};$$

$$N_{ei}^* [H - (z_i + z_{i+1})/2] \approx N_e(H) - \frac{f^2}{40,4} \left(\frac{\Delta A}{\Delta z} z_i + A_{i+1} - 1 \right). \quad (3.20)$$

Здесь $f = f_0$ – несущая частота, так что зависимость от частоты модуляции f_i проявляется только как зависимость от масштаба усреднения, характеризуемого длиной волны λ_i .

Итак, соотношение (3.20) определяет профиль электронной концентрации N_{ei}^* – значения концентрации на заданных высотах $H - (z_i + z_{i+1})/2$,

отсчитываемых от поверхности Земли, причем $z_i = \lambda_i \cos \varphi$ - расстояние по вертикали от высоты H траектории ИСЗ. Этот профиль выражается через концентрацию N_e на высоте H , так что измерения, рассмотренные выше, в определенной степени являются относительными. При этом вместо высоты H можно, в принципе, использовать любую другую высоту, электронная концентрация на которой известна.

Рассмотрим теперь (3.17) с учетом вида показателя преломления (3.16):

$$A_i = \frac{\int_{H-z_i}^H C(z) dz}{z_i C(H)} = \frac{\int_{H-z_i}^H [1 - k N_e(z)] dz}{z_i [1 - k N_e(H)]} = \frac{1 - k \frac{M_\Sigma}{z_i}}{1 - k N_e(H)} \approx 1 - k \left[\frac{M_\Sigma}{z_i} - N_e(H) \right],$$

где $k \equiv \frac{40,4}{f^2}$, $M_\Sigma \equiv \int_{H-z_i}^H N_e(z) dz$ - полное электронное содержание (интегральная электронная концентрация) вдоль трассы распространения волны – одна из важнейших характеристик ионосферы, в значительной мере определяющая условия радиосвязи.

Отсюда нетрудно получить выражение для M_Σ :

$$M_\Sigma = z_i \left[N_e(H) + \frac{f^2}{40,4} (1 - A_i) \right]. \quad (3.21)$$

Итак, соотношения (3.20) и (3.21) позволяют вычислить вертикальный профиль электронной концентрации и полную электронную концентрацию при измерениях доплеровского сдвига несущей частоты и частот модуляции по значениям параметров A_i (при радиолокации с земной поверхности ИСЗ с пассивным ответом). При этом электронная концентрация N_e на высоте H (или какой-то другой высоте) должна быть известна из независимых измерений.

При измерениях в собственно ионосфере, как видно, максимальное значение $z_i = z_k$ должно быть таким, чтобы высота $H - z_k = H - \lambda_k \cos \varphi$ соответствовала нижней границе ионосферы (50-60 км). В то же время, если $z_k \approx H$, то при измерениях скорость волны будет определяться не только показателем преломления (3.16) в ионосфере, но и показателем преломления

(3.15) в тропо- и стратосфере. Это обстоятельство может быть полезным для ряда научно-практических задач.

Оценим теперь возможные погрешности измерений в соответствии со схемой, представленной на рис. 3.4 и во многом сходной со схемой рис. 2.3.

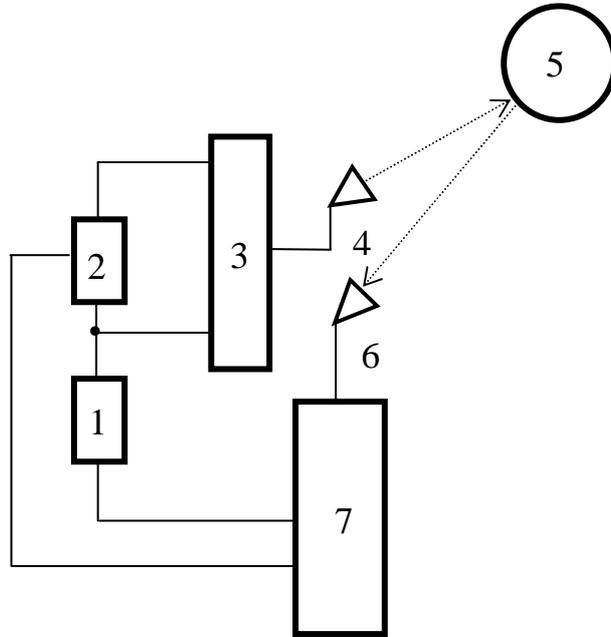


Рис. 3.4. Функциональная схема измерений в ионосфере

1 – генератор несущей частоты f_0 ; 2 – формирователь частот модуляции f_1, f_2, \dots, f_k ; 3 – модулятор; 4 – передающая антенна; 5 – искусственный спутник Земли с пассивным ответом; 6 – приемная антенна; 7 – блок обработки сигналов.

Обозначим: $\Delta N \equiv N_e(H) - N_{ei}^* [H - (z_i + z_{i+1})/2]$. Тогда (3.20) примет вид:

$$\Delta N \approx \frac{f^2}{40,4} \left(\frac{\Delta A}{\Delta z} z_i + A_{i+1} - 1 \right).$$

Если $\delta \Delta N$, δf , δz , δA – абсолютные погрешности нахождения величин ΔN , f , z , A_i соответственно, то из последнего соотношения получим:

$$\delta \Delta N \approx \frac{f^2}{40,4} \left\{ 2 \frac{\delta f}{f} (A_{i+1} - 1) - 2 \frac{\Delta A}{\Delta z} z_i \left(\frac{\delta z}{\Delta z} - \frac{\delta f}{f} \right) + \delta A \right\} \quad (3.22)$$

Если функциональная схема измерений выполнена в соответствии со схемой рис. 2.1, то можно обеспечить абсолютную погрешность $\delta A \approx 10^{-8}$ и относительную погрешность $\frac{\delta f}{f} \approx 10^{-8}$. Положим, что $f = f_0 = 10^5$ кГц - именно в килогерцах выражается частота в (3.16). При этом длина волны несущей частоты $\lambda_0 = 300$ см. Высота z_i по сути своей есть оценочная величина, поэтому относительная погрешность $\frac{\delta z}{\Delta z}$ вряд ли может быть сравнительно малой. Более того, вряд ли ее можно оценить обычными способами. Поэтому примем значение этой погрешности «по здравому смыслу» [22]: $\frac{\delta z}{z_i} > 10^{-2}$. То есть, $\frac{\delta f}{f} \ll \frac{\delta z}{\Delta z}$. Кроме того, учтем, что $A_{i+1} - 1 \ll 1$. Тогда получим:

$$\delta \Delta N \approx -2 \frac{f^2}{40,4} \frac{\Delta A}{\Delta z} z_i \frac{\delta z}{\Delta z} \approx -2 \Delta N \frac{\delta z}{\Delta z}.$$

Поскольку знак погрешностей интереса не представляет, окончательное выражение для относительной погрешности $\delta \Delta N / \Delta N$ примет вид:

$$\frac{\delta \{ N_e(H) - N_{ei}^* [H - (z_i + z_{i+1})/2] \}}{N_e(H) - N_{ei}^* [H - (z_i + z_{i+1})/2]} = 2 \frac{\delta z}{\Delta z} \approx 10^{-1}.$$

Рассмотрим теперь погрешность определения полной электронной концентрации в соответствии с (3.21). Обозначим: $\Delta M \equiv M_\Sigma - z_i N_e(H)$. Тогда (3.21) примет вид:

$$\Delta M = z_i \frac{f^2}{40,4} (1 - A_i).$$

Величину z_i следует выразить в сантиметрах, поскольку в (3.16) электронная концентрация выражается в см^{-3} . Учтем, что по порядку величины $\Delta M \approx z_i \Delta N$. Если $\delta \Delta M$ – абсолютная погрешность нахождения ΔM , то из последнего соотношения получим аналог соотношения (3.22):

$$\delta \Delta M \approx z_i \left[\left(\frac{\delta z}{z_i} + 2 \frac{\delta f}{f} \right) \Delta N + \frac{f^2}{40,4} \delta A_i \right] \approx z_i \left(\frac{\delta z}{z_i} \Delta N + \frac{f^2}{40,4} \delta A \right).$$

В данном случае удобнее иметь дело с относительной погрешностью $\frac{\delta \Delta M}{\Delta M} \approx \frac{\delta \Delta M}{z_i \Delta N}$. Тогда последнее соотношение можно записать в виде:

$$\frac{\delta \Delta M}{\Delta M} = \frac{\delta [M_{\Sigma} - z_i N_e(H)]}{M_{\Sigma} - z_i N_e(H)} \approx \frac{\delta z_i}{z_i} + \frac{f^2}{40,4} \frac{\delta A}{\Delta N}. \quad (3.23)$$

Пусть для определенности $\frac{f^2}{40,4} \delta A \approx 10^1 \text{ см}^{-3}$. Если $\Delta N < 10^2 \dots 10^3 \text{ см}^{-3}$, то $\frac{f^2}{40,4} \frac{\delta A}{\Delta N} < 10^{-2} \dots 10^{-1}$. Примем, как и в [22], что $\frac{\delta z_i}{z_i} > 10^{-2}$.

Таким образом, получим окончательную оценку относительной погрешности измерения полной электронной концентрации $\frac{\delta \Delta M}{\Delta M}$:

$$\frac{\delta [M_{\Sigma} - z_i N_e(H)]}{M_{\Sigma} - z_i N_e(H)} \approx \frac{\delta z_i}{z_i} \approx 10^{-1}.$$

Заключение

Рассмотренные в данной работе особенности эффекта Доплера для модулированных волн в неоднородных средах (при наличии градиентов скорости распространения волны – акустической или электромагнитной) являются основой нового научно-технического направления – «доплеровского зондирования» атмосферы и океана, то есть, определения вертикальных профилей скорости звука и показателя (индекса) преломления. При этом появляются возможности как совершенствования известных, так и разработки новых методов соответствующих измерений.

Основные результаты работы состоят в следующем.

1. Показано, что по синхронным измерениям индекса преломления, скорости звука и давления в атмосфере возможно однозначное определение температуры и абсолютной влажности воздуха. Получены соотношения, выражающие указанные величины через измеряемые параметры. Предварительные оценки показывают, что погрешности измерения температуры могут быть менее сотых долей градуса, а погрешности определения парциального давления водяного пара - менее сотых долей миллибара. При этом время единичного измерения может быть достаточно малым (сотые доли секунды). То есть, оказывается возможным изучение пульсаций указанных параметров с частотой до 10^2 Гц. При задании вертикальных профилей индекса преломления, скорости звука и давления возможно однозначное определение вертикальных профилей температуры и абсолютной влажности воздуха.

2. Предложен новый метод определения показателя (индекса) преломления атмосферы, основанный на измерении ширины полос, возникающих при интерференции двух электромагнитных волн с разнесенными частотами. В свою очередь, ширина полос может быть определена по разности фаз сигналов, полученных в двух точках интерференционной картины. Этот метод позволяет, в принципе, проводить измерения показателя преломления с достаточно малой относительной погрешностью (не хуже, чем 10^{-6}). В отличие от известных

методов, практическая реализация подобных измерений может быть значительно проще, поскольку измерение ширины полос (измерение разности фаз двух низкочастотных сигналов) производится на низких частотах, а не в СВЧ-диапазоне. Существенно, что возможные движения воздуха на результаты измерений практически не влияют.

Этот же подход применим и для определения скорости звука. Соответствующие варианты прибора могут иметь одинаковые (низкочастотные) блоки измерения разности фаз, отличаясь лишь «высокочастотной частью». Предлагаемый метод, очевидно, может использоваться для определения скорости звука не только в газах, но и жидкостях. В то же время, на результаты измерения скорости звука могут влиять возможные движения исследуемой среды. С практической точки зрения наиболее значимой может являться компонента скорости в направлении движения полос. Однако эта компонента может быть определена при двух измерениях с противоположным направлением движения полос. То есть, одновременно оказывается возможным контроль скорости движения среды. Нижний предел измерений по скорости может составлять единицы сантиметров в секунду.

Таким образом, предлагаемый метод может представлять интерес для самых разных задач гидрометеорологии и физики атмосферы, в частности, для исследования процессов переноса тепла и влаги в атмосфере.

3. Предложен новый метод измерения вертикальных профилей показателя преломления и (или) скорости звука. Общая идея такого рода измерений состоит в следующем. Движущийся по вертикали зонд излучает (переизлучает) модулированную электромагнитную волну и (или) акустическую волну, содержащую такие частоты f_1 и f_2 , что $\lambda_1 = C/f_1 \leq h$, $\lambda_2 = C/f_2 \geq H$. Здесь C – средняя скорость волны в исследуемой среде, h - требуемое пространственное разрешение, H - максимальная дальность измерений, λ_1 , λ_2 – соответствующие длины волн. Неподвижный приемник обеспечивает измерение относительных сдвигов частоты f_1 (несущей частоты) и частоты f_2 (частоты модуляции).

Отношение этих сдвигов не зависит от скорости движения зонда, но зависит от отношения «локальной» скорости звука (локального показателя преломления) к усредненной по трассе скорости звука (усредненному показателю преломления).

Получены соотношения, позволяющие вычислить профиль скорости звука или показателя преломления по измеренным сдвигам частоты.

4. Рассмотрены особенности измерения вертикальных профилей показателя преломления и (или) скорости звука в атмосфере (тропосфере).

Показано, что при сравнительно несложном исполнении приемной аппаратуры можно обеспечить малые погрешности измерений: изменения скорости звука – 10^0 см/с; изменения показателя преломления – 10^{-2} N-единиц.

Рассмотрены возможности определения координат зондирующего объекта (наклонной дальности, угла места, азимута) по фазовым характеристикам принятых на земле волн. Показано, что соответствующие погрешности могут быть достаточно малыми – для наклонной дальности – порядка длины волны, для угла места и азимута – единицы угловых минут.

5. Рассмотрены особенности измерения вертикальных профилей скорости звука в океане на основе акустической доплеровской локализации модулированными волнами свободно погружающегося в океане пассивного отражателя.

Оценены возможные погрешности. При сравнительно несложном исполнении приемно-передающей аппаратуры можно обеспечить абсолютную погрешность измерений скорости звука не хуже 10^0 см/с.

Требования к отражателю в рассматриваемом случае являются минимальными, так что этот отражатель является, по существу, «расходным материалом». То есть, рассматриваемое измерение вертикального профиля скорости звука в определенном смысле может быть названо дистанционным, не требующим никаких «контактных» датчиков.

Показано, что влияние качки судна на результаты измерения скорости звука может быть устранено путем определенного усложнения конструкции –

введения дополнительной акустической волны, направленной на грунт с использованием смещения ее частоты для компенсации погрешностей при измерениях по основной акустической волне.

6. Акустическое зондирование атмосферы на основе особенностей эффекта Доплера в неоднородных средах рассмотрено с точки зрения влияния скорости ветра (проекции скорости ветра на линию визирования) на результаты измерений. Показано, что в случае, когда источник и приемник акустических волн расположены на земле, а зонд с пассивным ответом перемещается по вертикали, влияние скорости ветра на измерение скорости звука пренебрежимо мало. То есть, отношение сдвига частоты модуляции к сдвигу несущей частоты (показатель неоднородности скорости звука) весьма слабо зависит от скорости ветра. Но в этом случае практически невозможно сделать какие-либо выводы об этой скорости.

Для получения значимой информации о скорости ветра предложено использовать зонд с активным ответом (зонд, снабженный источником и приемником акустических волн). В процессе зондирования следует измерять показатель неоднородности скорости звука дополнительно в двух режимах - «по ветру» и «против ветра». В одном из них используются источник, установленный на земле, а приемник – на зонде. В другом режиме – наоборот: приемник, установленный на земле, а источник – на зонде. В этих режимах отношение сдвига частоты модуляции к сдвигу несущей частоты значительно сильнее зависит от скорости ветра, чем в режиме, соответствующем суммарной трассе зондирования «по ветру и против ветра».

Получено дифференциальное уравнение, позволяющее вычислить вертикальный профиль скорости ветра (проекции скорости на линию визирования – направление распространения акустической волны) по измеренным значениям отношения сдвига частоты модуляции к сдвигу несущей частоты в трех режимах: «по ветру», «против ветра», на суммарной трассе «по ветру и против ветра».

При сравнительно несложном исполнении аппаратуры оказывается возможным одновременное определение вертикального профиля скорости звука и вертикального профиля скорости ветра. При этом можно обеспечить малые погрешности измерений: скорости звука – 10^0 см/с, скорости ветра – 10^1 см/с.

По профилю скорости звука можно вычислить профиль температуры, что особенно важно для зонда с пассивным ответом. Погрешность определения температуры уменьшается с уменьшением абсолютной влажности воздуха, и при отрицательных температурах не будет превосходить приемлемой для многих задач величины 10^{-1} К. В то же время, возможно использование «стандартного» метеозонда, снабженного датчиком температуры. Тогда по независимым измерениям скорости звука и температуры можно определить и влажность воздуха. При этом восстановление профиля влажности может быть более простым, чем при использовании традиционных датчиков влажности, особенно, при низких температурах воздуха (-20^0C).

7. Предложен новый метод определения (оценки) вертикальных профилей показателя преломления и (или) скорости звука. Общая идея такого рода измерений состоит в следующем. Глубина (высота) «зонда» остается, по сути, неизменной, но при этом в измерениях используются несколько частот модуляции f_2, f_3, \dots, f_k , таких, что соответствующие длины волн $\lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_k$ определяют требуемые глубины, по которым производится усреднение. Тогда при вычислении профиля скорости распространения волны различные длины волн в определенном смысле соответствуют различным значениям глубины (высоты).

Соответственно, такие измерения могут быть существенно проще, чем измерения при использовании отражателя.

Получены соотношения, позволяющие вычислить профиль скорости звука или показателя преломления по измеренным сдвигам частоты

8. Рассмотрены особенности измерения вертикальных профилей скорости звука в океане на основе многочастотной акустической доплеровской локации

морского грунта с движущегося судна. Такого рода измерения имеют определенное сходство с измерениями скорости судна с помощью гидроакустического лага

Оценены возможные погрешности. При сравнительно несложном исполнении приемно-передающей аппаратуры можно обеспечить относительную погрешность измерения вертикального градиента скорости звука не хуже 10^{-1} .

В данном случае погрешность определения скорости звука заведомо больше, чем погрешность в случае измерений с перемещающимся по вертикали пассивным отражателем. То есть, такого рода измерения позволяют получить лишь «грубую» оценку гидрологических условий. Однако в этом случае полезный сигнал обусловлен отражением акустической волны от грунта. Соответственно, практическая реализация таких измерений может существенно проще, чем при использовании специального погружающегося отражателя.

9. Рассмотрены особенности измерения вертикальных профилей скорости звука в пограничном слое атмосферы на основе акустической доплеровской локации с многочастотной модуляцией.

В самом простом случае доплеровский локатор устанавливается на самолете (вертолете, беспилотном летательном аппарате) и «зондирует» поверхность земли с некоторой высоты. При этом имеет место аналогия с ситуацией, рассмотренной выше.

Возможна и другая схема измерений, в которой локатор движется на поверхности земли и зондирует некий неподвижный объект. С практической точки зрения такое размещение локатора значительно проще, чем размещение на летательном аппарате, однако «за все приходится платить». В данном случае платой являются определенные требования к месту проведения измерений - в окрестности башни, мачты, вышки, высотного дома и тому подобных объектов большой высоты.

Показано, что по измеренным вертикальным профилям скорости звука можно оценить и вертикальные профили скорости ветра.

При сравнительно несложном исполнении приемно-передающей аппаратуры можно обеспечить абсолютную погрешность измерения скорости звука (в неподвижной среде) не хуже 10^{-1} м/с, а погрешность измерения (оценки) скорости ветра - не хуже 10^0 м/с.

10. Рассмотрены особенности определения вертикального профиля электронной концентрации ионосферы на основе доплеровской локации (с многочастотной модуляцией) искусственного спутника Земли с пассивным ответом. Существенно, что для зондирования ионосферы могут использоваться любые «подходящие» спутники, без каких-либо требований к установленной на них аппаратуре.

Получены достаточно простые соотношения, выражающие как электронную концентрацию для выбранного дискретного набора высот в ионосфере, так и полное электронное содержание в интервалах между указанными высотами.

Оценены возможные погрешности измерений. При сравнительно несложном исполнении приемно-передающей аппаратуры можно обеспечить относительную погрешность измерения, как электронной концентрации, так и полного электронного содержания на уровне 10^{-1} .

При определенных условиях возможно получение информации о показателе преломления радиоволн не только в ионосфере, но также и в тропосфере и стратосфере.

11. Предложен новый способ определения вертикальных сдвигов ветра в приземном слое атмосферы при использовании «горизонтальной» трассы. Общая идея такого рода измерений состоит в следующем. При наличии вертикальных сдвигов ветра измеряемая скорость звука в подветренном направлении возрастает с высотой, вследствие чего имеет место явление рефракции – отклонения акустической волны «к земле» от первоначального направления, задаваемого передающей антенной. При определенных условиях эта волна может восприниматься приемной антенной локатора, удаленной от передающей антенны на заданное расстояние и движущейся относительно

передающей антенны. Частота модуляции выбирается такой, чтобы соответствующая длина волны соответствовала этому расстоянию. Отношение этих сдвигов не зависит от взаимной скорости движения антенн, но зависит от отношения «локальной» скорости звука к скорости звука, усредненной по трассе распространения - то есть, усредненной по высоте от уровня размещения антенн до уровня, определяемого «полным внутренним отражением» акустического пучка в градиентной среде.

Получены соотношения, позволяющие вычислить сдвиг ветра (вертикальный градиент скорости ветра) по измеренным сдвигам частоты.

Оценены возможные погрешности. При сравнительно несложном исполнении приемно-передающей аппаратуры можно обеспечить относительную погрешность измерения сдвига ветра 10^{-2} .

Показано, что при расстоянии между передающей и приемной антеннами акустического локатора $x_L \approx 10^0$ км возможно определение вертикального сдвига ветра в приземном слое атмосферы в диапазоне, представляющем непосредственный практический интерес (включая значения, опасные для полетов авиации).

Измерения при использовании лишь «горизонтальных» трасс – размещений всей аппаратуры на поверхности земли, без каких-либо специальных отражателей акустических волн представляют интерес для многих практических задач. В данном случае не требуется установки на аэродроме высоких мачт с соответствующими измерительными приборами, запуска воздушных шаров, воздушных змеев и т.д. (в значительной мере усложняющих обеспечение безопасности полётов).

Литература

1. Абсолютные и относительные лаги / К.А. Виноградов, В. Н. Кошкарев, Б.А. Осюхин, А.А. Хребтов. – Л.: Судостроение, 1990. – 264 с.
2. Андреева И.Б. Физические основы распространения звука в океане. – Л.: Гидрометеиздат, 1975. - 192 с.
3. Бабий В.И. Проблемы и перспективы измерения скорости звука в океане. Морской гидрофизический институт НАН Украины. – Севастополь: НПЦ «ЭКОСИ-Гидрофизика», 2009. – 142 с.
4. Бин Б.Р., Даттон Е.Д. Радиометеорология.– Л.: Гидрометеиздат, 1971.–363 с.
5. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. – М.: Наука, 1981. – 208 с.
6. Богаткин О.Г. Авиационная метеорология. – СПб.: Изд-во РГГМУ, 2005. – 328 с.
7. Богданов С.В. Акустооптические методы измерения скорости звука. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013. – 139 с.
8. Бреховских Л.М. Акустика океана. - М.: Наука, 1982 - 244 с.
9. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы.–М.: Наука, 1988. –528 с.
10. Данилов А.Д. Популярная аэрономия. - Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 230 с.
11. Исакович М.А. Общая акустика. – М.: Наука, 1973. – 496 с.
12. Казаков Л.Я., Ломакин А.Н. Неоднородности коэффициента преломления в воздухе. - М.: Наука, 1976. – 165 с.
13. Каллистратова М.А., Кон А.И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. - М.: Наука, 1985. – 197 с.
14. Козлов Д.В. Основы гидрофизики. Учебное пособие. - М.: Изд-во МГУП, 2004. – 246 с.
15. Коломиец С.М. Измерение скорости движения прозрачной жидкости методами акустооптики // Известия РАН. Серия ФАО, 2000. - Т. 36, № 6. – С. 847-852.

16. Kolomiets, S.M. Interference method for determining refractive index of medium or speed of sound in this medium // *Physics of Vibration*, 2002. - V. 10, № 4. - Pp. 222 – 227.
17. Kolomiets, S.M. Sounding of ocean and atmosphere using Doppler effect in inhomogeneous media / *Physics of Wave Phenomena*, 2003. - Vol. 11, Number 3. - Pp. 159-167.
18. Коломиец С.М. Определение температуры и влажности воздуха по синхронным измерениям скорости звука, индекса преломления и давления // *Метеорология и гидрология*, 2004. - № 2. - С. 48-56.
19. Коломиец С.М. Способ определения скорости звука. Патент 2221224 РФ. Выдан 10 января 2004 г.
20. Коломиец С.М. Способ зондирования атмосферы или океана. Патент 2267139 РФ. Выдан 27 декабря 2005 г.
21. Коломиец С.М. Вертикальный профиль скорости звука и конвективные движения воздуха // *Исследования в области естественных наук*, 2014. - № 7 [Электронный ресурс]. URL: <http://science.snauka.ru/2014/07/7631> (дата обращения: 05.08.2014).
22. Коломиец С.М. Определение вертикального профиля скорости звука в океане с помощью доплеровского локатора // *Исследования в области естественных наук*. 2014. № 9 [Электронный ресурс]. URL: <http://science.snauka.ru/2014/09/8305> (дата обращения: 12.09.2014).
23. Коломиец С.М. Зондирование ионосферы с использованием искусственных спутников Земли с пассивным ответом // *Исследования в области естественных наук*. 2014. № 11 [Электронный ресурс]. URL: <http://science.snauka.ru/2014/11/8498> (дата обращения: 11.11.2014).
24. Колосов М.А., Арманд Н.А., Яковлев О.И. Распространение радиоволн при космической связи. – М.: «Связь», 1969. – 156 с.
25. Колосов М.А., Шабельников А.В. Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. - М.: «Сов. Радио», 1976. – 220 с.

26. Комляков В.А. Корабельные средства измерения скорости звука и моделирования акустических полей в океане. – М.: Наука, 2003. – 358 с.
27. Красильников В.А. Введение в акустику. – М.: Изд-во МГУ, 1992. – 152 с.
28. Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферы. - Новосибирск: Наука, 1986. – 169 с.
29. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1984. – 751 с.
30. Методические указания по производству радиозондирования атмосферы с помощью малогабаритных радиозондов МАРЗ на наземных и судовых аэрологических станциях. Центральная аэрологическая обсерватория. Вып. 53. - М.: Московское отделение Гидрометеиздата, 1986. – 30 с.
31. Наставление гидрометеорологическим станциям и постам. Вып. 3. Часть I. Метеорологические наблюдения на станциях. – Л.: Гидрометеиздат, 1985. – 300 с.
32. Основы загоризонтной радиолокации / Под ред. А.А. Колосова. – М.: Радио и связь, 1984. – 256 с.
33. Орлов М.Ю., Юрчак Б.С. О возможности определения влажности в приземном слое атмосферы радиоакустическим способом // Труды Института экспериментальной метеорологии, вып. 38 (121). - М.: Московское отделение Гидрометеиздата, 1985. – С. 14 – 20.
34. Павлов Н.Ф. Аэрология, радиометеорология и техника безопасности. – Л.: Гидрометеиздат, 1980 – 432 с.
35. Показеев К.В., Чаплина Т.О., Чашечкин Ю.Д. Оптика океана. – М.: МАКС Пресс, 2010. – 216 с.
36. Противолодочные средства иностранных флотов / Сурнин В.В., Пелевин Ю.Н., Чулков В.Л. - М.: Воениздат, 1991. – 128 с.
37. Раскита М.А. Разработка и исследование акустического неконтактного метода восстановления профилей скорости звука. Дис. ... канд. техн. наук. – Таганрог, Южный федеральный университет, 2008. - 176 с.

38. Ринкевичус Б.С. Лазерная диагностика потоков. - М.: Издательство МЭИ, 1990. – 287 с.
39. Родос Л.Я. Электродинамика и распространение радиоволн. – СПб.: Изд-во СЗТУ, 2007. – 90 с.
40. Серавин Г.Н. Измерение скорости звука в океане. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. – 136 с.
41. Смирнов Г.Н. Океанология. - М.: «Высшая школа», 1974. - 342 с.
42. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия, 1979. - С. 126-131.
43. Ураксеев М.А., Важдаев К.В. Акустооптические датчики физических величин. – Уфа: Уфимск. гос. академия экономики и сервиса, 2008. – 111 с.
44. Физика океана / Под ред. Ю.П. Доронина. – Л.: Гидрометеиздат, 1978. – 295 с.
45. Физическая энциклопедия. Том 4. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1994. – Скорость звука. - С. 546-548.
46. Физическая энциклопедия. Том 5. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1998. – Термометр. - С. 94 - 95.
47. Хвощ В.А. Тактика подводных лодок. - М.: Воениздат, 1989. – 264 с.
48. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Том 1. - Л.: Гидрометеиздат, 1978. – 247 с.
49. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Том 2. - Л.: Гидрометеиздат, 1978. – 319 с.
50. Хромов С.П., Мамонтова Л.И. Метеорологический словарь. - Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 568 с.
51. Черный Ф.Б. Распространение радиоволн. – М.: «Сов. Радио», 1972. – 464 с.
52. Чукин В.В. Исследование атмосферы методом электромагнитного просвечивания. - СПб.: Изд-во РГГМУ, 2004. – 107 с.
53. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 280 с.
54. Шулейкин В.В. Физика моря. - М.: Наука, 1968. – 1083 с.