

Я.В. Дробжева

**ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ И КОЛИЧЕСТВА  
ДВИЖЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИМИ  
ВОЛНАМИ В АТМОСФЕРЕ**

Учебное пособие

Санкт-Петербург  
2016

**УДК 551.596 (075.8)**

Рецензенты:

доктор физико-математических наук В.Н. Морозов  
(ГГО им. А.А. Воейкова)

доктор физико-математических наук А.И. Погорельцев  
(РГГМУ)

Дробжева Я.В.

Перенос энергии и количества движения акустическими волнами в атмосфере.[Текст]: учебное пособие /Дробжева. — СПб.: Адмирал, 2016. — 112 с.

В учебном пособии изложено современное состояние теории и численного моделирования переноса энергии и количества движения акустическими волнами, генерированными различными источниками, от земной поверхности до верхних слоёв атмосферы. Представлены результаты сопоставления модельных расчётов с экспериментом.

Учебное пособие предназначено для бакалавров, магистров и аспирантов гидрометеорологических специальностей, занимающихся проблемами «Математического моделирования атмосферных процессов».

**УДК 551.596 (075.8)**

ISBN 978-5-9908660-0-3

© Я.В. Дробжева, 2016

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
Глава 1 ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ТЕОРИИ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ.....	7
1.1. Математическое описание движущейся жидкости.....	7
1.2. Идеальная жидкость.....	8
1.2.1. Гидродинамические уравнения для идеальной жидкости.....	9
1.3. Вязкая жидкость.....	9
1.3.1. Гидродинамические уравнения для вязкой жидкости.....	11
1.4. Акустические волны в атмосфере.....	14
1.4.1. Наиболее важные источники акустических волн.....	16
1.5. Контрольные вопросы.....	17
Глава 2 СОВРЕМЕННЫЙ УРОВЕНЬ РАЗРАБОТКИ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ .....	18
2.1. Фундаментальные и прикладные аспекты переноса акустической энергии атмосфере .....	18
2.2. Экспериментальное доказательство распространения акустических волн до высот верхней атмосферы .....	19
2.3. Сложности моделирования распространения акустических волн в атмосфере .....	21
2.4. Современный уровень теории распространения акустических волн в атмосфере .....	21
2.5. Контрольные вопросы .....	29
Глава 3 ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ .....	30
3.1. Новое уравнение и его решение .....	30
3.2. Контрольные вопросы .....	39
Глава 4 МОДЕЛЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА АТМОСФЕРУ ДЛЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА .....	40
4.1. Модель для импульсного источника: основные блоки и программы .....	40
4.2. Начальные параметры и временная форма акустического импульса .....	43
4.3. Характеристики распространения акустических волн в атмосфере для импульсного источника.....	48
4.4. Контрольные вопросы .....	53

Глава 5 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ .....	54
5.1. Mill Race эксперимент .....	54
5.2. Модельные и экспериментальные формы акустических импульсов в тропосфере.....	57
5.3. Модельные и экспериментальные формы доплеровского сдвига частоты .....	58
5.4. Методика определения мощности наземного химического взрыва.....	60
5.5. Контрольные вопросы .....	64
Глава 6 ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКИХ И ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА .....	65
6.1. Пространственно-временные характеристики акустических полей .....	66
6.2. Пространственно-временные характеристики возмущений электронной концентрации.....	73
6.3. Контрольные вопросы .....	85
Глава 7 МОДЕЛЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА АТМОСФЕРУ ДЛЯ СИНУСОИДАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА .....	87
7.1. Определение начальных параметров синусоидальных акустических волн .....	87
7.2. Уравнения, описывающие распространение акустической синусоидальной волны .....	89
7.3. Модель для синусоидального источника: основные блоки и программы .....	90
7.4. Характеристики распространения акустических волн в атмосфере для синусоидального источника.....	90
7.5. Эволюция инфразвукового синусоидального сигнала при его распространении в атмосфере.....	92
7.6. Эволюция акустических сигналов в атмосфере для сферического и плоского фронта волны .....	101
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	103

## **ВВЕДЕНИЕ**

Околоземное космическое пространство является составной частью среды обитания человека и происходящие в нем процессы могут оказывать влияние на жизнедеятельность человека. В свою очередь динамические процессы естественного и искусственного происхождения, развивающиеся на Земле и в нижней атмосфере, могут контролировать структуру и динамику явлений околоземного космического пространства.

Большое количество природных и искусственных источников генерируют акустические волны. Сигналы от одних источников являются импульсными, от других источников квазисинусоидальными.

Известно [1,2], что основная часть энергии от акустического источника на земной поверхности распространяется в верхнюю атмосферу. Однако роль акустических волн в энергетическом балансе верхней атмосферы все еще известна мало. Это обусловлено как трудностями в наблюдении короткопериодных ионосферных возмущений, так и трудностями с развитием теории распространения акустических волн. В настоящее время развитие теории переноса акустической энергии от различных источников в околоземное космическое пространство и создание адекватных эксперименту моделей очень актуально как в фундаментальном, так и в прикладном плане.

## Глава 1

# ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ТЕОРИИ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Изучение движения жидкостей (газов) представляет собой содержание гидродинамики [4].

### 1.1. Математическое описание движущейся жидкости

Так как явления, рассматриваемые в гидродинамике, имеют макроскопический характер, то в гидродинамике жидкость (газ) рассматривается как **сплошная среда**, то есть всякий малый элемент объема жидкости считается все-таки настолько большим, что содержит очень большое число молекул. При этом, когда речь идет о бесконечно малых объемах, то имеется ввиду что объем малый по сравнению с объемом тела, но большой по сравнению с межмолекулярными расстояниями. Если говорится о смещении некоторой частицы жидкости («**гидродинамическая частица**» или «**точка жидкости**»), то при этом речь идет не о смещении отдельной молекулы, а о смещении целого элемента объема, содержащего много молекул, но рассматриваемого в гидродинамике как точка [4].

Далее будем для краткости говорить о жидкости, имея при этом в виду и газ.

**Математическое описание состояния движущейся жидкости (газа)** осуществляется с помощью функций, определяющих распределение скорости жидкости  $\vec{v} = \vec{v}(x, y, z, t)$  и каких-либо ее двух термодинамических величин, например давления  $p = p(x, y, z, t)$  и плотности  $\rho = \rho(x, y, z, t)$ . Как известно, все термодинамические величины определяются по значениям каких-либо двух из них с помощью уравнения состояния вещества. Задание трех компонент скорости, давле-

ния и плотности полностью определяет состояние движущейся жидкости.

Заметим, что  $\vec{v} = \vec{v}(x, y, z, t)$  есть скорость жидкости в каждой данной точке  $x, y, z$  пространства в момент времени  $t$ , то есть относится к определенным точкам пространства, а не к определенным частицам жидкости, передвигающимся со временем в пространстве; тоже самое относится к  $p$  и  $\rho$  [4].

## 1.2. Идеальная жидкость

Движение **идеальной жидкости** – движения жидкостей и газов *без учета процессов диссипации энергии* вследствие внутреннего трения (вязкости) в жидкости и теплообмена между различными ее участками. Отсутствие теплообмена между отдельными участками жидкости означает, что движение происходит адиабатически, причем адиабатически в каждом из участков жидкости. При адиабатическом движении **энтропия** каждого участка жидкости остаётся постоянной при перемещении последнего в пространстве.

### 1.2.1. Гидродинамические уравнения для идеальной жидкости

Гидродинамические уравнения *для идеальной жидкости* согласно [4] записываются следующим образом.

Уравнение, выражающее закон сохранения вещества в гидродинамике или так называемое **уравнение непрерывности**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{v} = 0. \quad (1.1)$$

Уравнение движения жидкости или **уравнение Эйлера**

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p. \quad (1.2)$$

Если жидкость находится в поле силы тяжести, то на каждую единицу объема действует еще сила  $\rho \vec{g}$ , где  $\vec{g}$  – ускорение силы тяжести, тогда

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{g}. \quad (1.3)$$

Общее уравнение, выражающее адиабатичность движения идеальной жидкости

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \text{grad } s = 0. \quad (1.4)$$

Или в виде «уравнения непрерывности» для энтропии

$$\frac{\partial(\rho s)}{\partial t} + \text{div}(\rho s \vec{v}) = 0. \quad (1.5)$$

Произведение  $(\rho s \vec{v})$  есть плотность потока энтропии.

Таким образом, для идеальной жидкости полная система гидродинамических уравнений содержит уравнение Эйлера, уравнение непрерывности и уравнение, выражающее адиабатичность движения.

### 1.3. Вязкая жидкость

Движение **вязкой жидкости** – движения жидкостей и газов *с учетом процессов диссипации энергии*. Эти процессы являются выражением всегда имеющей место в той или иной степени термодинамической необратимости движения, связанной с наличием внутреннего трения (вязкости) и теплопроводности.



**Энергия** – скалярная физическая величина, которая является общей мерой различных форм движения материи. Энергия системы количественно характеризует систему в отношении возможных в ней превращений движения. Эти превращения происходят благодаря взаимодействию частей системы как друг с другом, так и с внешней средой.

**Внутреннее трение** имеет место внутри движущейся среды между слоями с различными скоростями движения. Внутреннее трение в жидкости возникает вследствие взаимодействия молекул и характеризуется **коэффициентом  $\eta$  – динамическая вязкость (или сдвиговая)**.

**Динамическая вязкость газов:**

- увеличивается с увеличением температуры;
- при заданной температуре не зависит от давления;
- в несжимаемой жидкости ( $div \vec{v} = 0$ ) вязкость описывается только коэффициентом  $\eta$ .

- в сжимаемой жидкости  $div \vec{v} \neq 0$ ,  $div \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}$ .

**Второй коэффициент вязкости  $\xi$  (или объемная вязкость)** проявляется в тех процессах, которые сопровождаются изменением объема (т.е. плотности) жидкости. (При распространении акустической волны происходит сжатие жидкости). При сжатии или расширении, как и при всяком другом быстром изменении состояния, в жидкости нарушается термодинамическое равновесие, в связи с чем в ней начинаются внутренние процессы, стремящиеся восстановить это равновесие. Обычно эти процессы настолько быстры (т.е. их время релаксации настолько мало), что восстановление равновесия успевает практически полностью следовать за ходом изменения объема, если только, конечно, скорость этого изменения объема не слишком велика. Процессы установления равновесия являются **процессами необратимыми**; они сопровождаются возрастанием энтропии и, следовательно, диссипацией энер-

гии. Второй коэффициент вязкости имеет обычно тот же порядок, что и коэффициент  $\eta$ .

Состоянием **термодинамического равновесия** называется состояние системы, не изменяющееся с течением времени.

**Энтропия** – термодинамический параметр состояния. Энтропия характеризует вероятность, с которой устанавливается то или иное состояние. Кроме того, энтропия является мерой хаотичности или необратимости. Все процессы в природе протекают в направлении увеличения энтропии! Увеличение энтропии системы означает переход в состояние, имеющее большую вероятность. Обычно представляет интерес только изменение энтропии. **Необратимые процессы** протекают самопроизвольно до тех пор, пока система не достигает состояния, которому отвечает наибольшая вероятность; энтропия при этом достигает своего максимума.

**Теплопроводность.** Если температура жидкости не постоянна вдоль ее объема, происходит перенос тепла посредством **теплопроводности**. Под этим подразумевается непосредственный молекулярный перенос энергии из мест с более высокой температурой в места с более низкой температурой. Этот перенос не связан с макроскопическим движением [4].

### ***1.3.1. Гидродинамические уравнения для вязкой жидкости***

Гидродинамические уравнения **для вязкой жидкости** согласно [4] записываются следующим образом.

**Уравнение непрерывности** (1.1) относится в равной мере к движению всякой жидкости, в том числе и вязкой.

Введя дополнительные члены в уравнение Эйлера можно получить уравнение движения вязкой жидкости в векторном виде, так называемое уравнение Навье Стокса.

Поток импульса идеальной жидкости представляет собой чисто обратимый перенос импульса, связанный просто с механическим передвижением различных участков жидкости из

одного места в другое и с действующими в жидкости силами давления. Вязкость (внутреннее трение) жидкости проявляется в наличии еще дополнительного, необратимого, переноса импульса из мест с большей в места с меньшей скоростью.

**Уравнение движения вязкой жидкости в приближении Навье – Стокса.**

$$\rho \left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right] = -grad p + \eta \Delta \vec{v} + \left( \zeta + \frac{\eta}{3} \right) grad div \vec{v}. \quad (1.6)$$

Как отмечалось, состояние движущейся жидкости определяется пятью величинами: тремя компонентами скорости  $\vec{v}$  и, например, давлением и плотностью. Соответственно этому полная система гидродинамических уравнений должна содержать пять уравнений.

Для жидкости, в которой имеют место процессы теплопроводности и внутреннего трения, одним из этих уравнений является по-прежнему уравнение непрерывности; уравнения Эйлера заменяются уравнениями Навье-Стокса. Что же касается пятого уравнения, то для **идеальной жидкости** им является уравнение сохранения энтропии (1.4), т.е. при адиабатическом движении энтропия каждого участка жидкости остается постоянной при перемещении последнего в пространстве. **В вязкой жидкости** это уравнение не имеет места, так как в ней происходят необратимые процессы диссипации энергии.

В вязкой жидкости закон сохранения энергии, конечно, тоже имеет место: изменение полной энергии жидкости в некотором объеме (в 1 сек) должно быть по-прежнему равно полному потоку энергии через границы этого объема. Однако плотность потока энергии выглядит теперь иным образом. Прежде всего, помимо потока, связанного с простым переносом массы жидкости при ее движении, имеется еще поток, связанный с процессами внутреннего трения. Кроме того, если температура жидкости не постоянна вдоль ее объема, то

наряду с обоими указанными механизмами переноса энергии будет происходить перенос тепла также и посредством **теплопроводности**. Под эти подразумевается непосредственный молекулярный перенос энергии из мест с более высокой температурой в места с более низкой. Он не связан с макроскопическим движением и происходит также и в неподвижной жидкости. Пятым уравнением является общее уравнение переноса тепла.

### Общее уравнение переноса тепла

$$\rho T \left( \frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \nabla s \right) = \operatorname{div}(\chi \nabla T) + \frac{\eta}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right)^2 + \zeta (\operatorname{div} \vec{v})^2. \quad (1.7)$$

В уравнениях (1.1–1.7)  $p$  – давление, Па;  $T$  – температура, К;  $s$  – энтропия, отнесенная к единице массы жидкости,  $x$  – пространственная координата,  $v$  – скорость гидродинамических частиц, м/с;  $\rho$  – плотность атмосферы, кг/м<sup>3</sup>;  $\zeta$  и  $\eta$  – объемная и сдвиговая вязкости (коэффициенты),  $\chi$  – коэффициент теплопроводности,  $\delta_{ik}$  – единичный тензор,  $t$  – время, с.

Выражение слева в уравнении (1.7) есть умноженная на  $\rho T$  полная производная от энтропии по времени  $\frac{ds}{dt}$ , а  $\frac{ds}{dt}$  определяет изменение энтропии данной передвигающейся в пространстве единицы массы жидкости;  $T \frac{ds}{dt}$ , есть количество тепла, получаемого этой единицей массы в единицу времени;  $\rho T \frac{ds}{dt}$  – количество тепла, отнесенное к единице объема.

Из уравнения (1.7) видно, что члены справа представляют собой количество тепла, получаемого единицей объема жидкости, где (2), (3) – й члены энергия, диссипируемая в виде тепла благодаря внутреннему трению (вязкости), а (1)-й член

есть тепло, приносимое в рассматриваемый объем посредством теплопроводности.

В результате **необратимых процессов теплопроводности** (непосредственный молекулярный перенос энергии из мест с более высокой в места с более низкой температурой) и **внутреннего трения** полная энтропия всей жидкости, равная интегралу по объему  $\int \rho s dV$  возрастает.

Наличие вязкости приводит к появлению потока импульса; перенос же импульса всегда связан с переносом энергии, причем поток энергии получается из потока импульса, умножением на скорость.

**Поток энергии**, являющейся скалярной величиной, определяется вектором.

**Поток импульса** сам есть вектор, и определяется тензором второго ранга.

#### 1.4. Акустические волны в атмосфере

**Акустическая волна** в атмосфере – колебательное движение гидродинамических частиц с малыми амплитудами в сжимаемой жидкости. В каждом месте жидкости в акустической волне происходят попеременные сжатия и разрежения.

Акустическая волна переносит **импульс энергии**. Приходит положительная фаза волны и ускоряет гидродинамические частицы. Так как воздействие положительной фазы происходит некоторое время, то разным гидродинамическим частицам сообщается в пределах этой фазы разная положительная скорость, в результате чего одна частица догоняет другую – **сжатие**. Потом приходит отрицательная фаза волны и сообщает этим же гидродинамическим частицам скорость противоположного направления – **разрежение**.

Акустическая волна является **продольной**, так как вектор колебательной скорости параллелен направлению распространения волны.

Частотный диапазон акустических волн подразделяется условно на следующие диапазоны:

- частота ниже 16–20 Гц — инфразвуковые волны;
- частота от 20 Гц до 16–20 кГц — звуковые волны;
- частота от 16–20 кГц до 1 ГГц — ультразвуковые.

Волна, распространяющаяся в жидкости (газе) характеризуется понятием «фронт волны». **Фронт волны** – это поверхность, на которой волновой процесс имеет одинаковую фазу колебания.

Распространение волны происходит в направлении, перпендикулярном поверхности фронта.

По виду фронта можно выделить следующие волны:

- **плоская** – распространяется в одном направлении по нормали к ее фронту;
- **сферическая** – расходится радиально в сферической системе координат;
- **цилиндрическая** – расходится радиально в цилиндрической системе координат.

Цилиндрическая и сферическая волны называются расходящимися.

**Амплитуда плоской волны** одинакова во всём пространстве; **амплитуда сферической волны** убывает обратно пропорционально расстоянию до центра (в случае однородной, не поглощающей атмосферы и без учёта нелинейных процессов); **амплитуда цилиндрической волны** убывает обратно пропорционально квадратному корню расстояния (в случае однородной, не поглощающей атмосферы и без учёта нелинейных процессов).

Акустические волны обладают **уникальной способностью**: преимущественно вверх переносить энергию и импульс, излучаемые на земной поверхности (или в нижнем слое атмосферы). При этом акустические волны пронизывают всю толщу атмосферы, и могут «переносить информацию» об источнике до высот верхней атмосферы. Даже акустические лу-

чи, вышедшие от точечного источника (горизонтальные размеры которого много меньше длины акустической волны, например, наземный химический взрыв) под углом 1–3 градуса к горизонту (в силу особенностей коэффициента преломления приземной атмосферы), могут достичь высот 100–120 км. Акустические лучи с углами выхода от 0 до ~70 градусов к горизонту не проникают на высоты более 100–130 км, они отражаются от атмосферы и возвращаются на Землю.

Теорией акустических волн занимается линейная и нелинейная акустика.

**Приближение геометрической акустики.** Если амплитуда и направление волны почти не изменяются на протяжении расстояний порядка длины волны, можно ввести понятие о лучах как о линиях, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением распространения волны, и можно говорить о распространении акустики (инфразвука) вдоль лучей, отвлекаясь при этом от её волновой природы.

#### *1.4.1. Наиболее важные источники акустических волн*

Источники акустических (инфразвуковых волн) могут быть импульсными и квазисинусоидальными.

##### **Импульсные источники акустических волн:**

- 1) запуски и полеты ракеты-носителя со сверхзвуковой скоростью;
- 2) полеты сверхзвуковых самолетов;
- 3) наземные химические взрывы;
- 4) подземные ядерные взрывы;
- 5) гром

##### **Квазисинусоидальные источники акустических волн:**

- 1) микробаромы, возникающие при движении циклонов над морской поверхностью;
- 2) атмосферные (погодные) фронты;
- 3) движение воздуха над горной поверхностью;

- 4) извержения вулканов;
- 5) землетрясения;
- 6) метеоры;
- 7) торнадо;
- 8) шум городов.

Следует отметить, что данные источники в основном генерируют инфразвуковые волны.

### **1.5 Контрольные вопросы**

Какой раздел физики изучает гидродинамика.

Объясните, в чем различие между движением идеальной жидкости и вязкой жидкости.

Перечислите уравнения, описывающие состояния движущейся жидкости (газа), как идеальной, так и вязкой.

Дайте определение понятия «акустическая волна», перечислите градации частотного диапазона акустических волн.

Что такое фронт волны, виды фронта волны.

В чем заключается уникальная способность акустических волн.



## Глава 2

# СОВРЕМЕННЫЙ УРОВЕНЬ РАЗРАБОТКИ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ

## 2.1 Фундаментальные и прикладные аспекты развития теории переноса акустической энергии в атмосфере

**В фундаментальном плане** развитие теории переноса акустической энергии необходимо для исследования влияния акустической энергии на структуру и динамику атмосферы и ионосферы.

**Прикладные аспекты** развития теории переноса акустической энергии:

1) необходимость выделения искусственных возмущений (для идентификации их источников) на фоне регулярных возмущений естественного происхождения. Решение этой проблемы особенно важно в связи с заключением Договора о всеобъемлющем запрещении испытаний ядерного оружия, так как одним из методов международного контроля взрывов является инфразвуковая;

2) для отработки методики обнаружения, идентификации и оценки мощности взрывов;

3) для решения проблемы влияния короткопериодных ионосферных возмущений, вызванных акустическими волнами, на функционирование активно развивающихся цифровых радиосистем коротковолновых (КВ) и ультракоротковолновых (УКВ) диапазонов радиоизлучения;

4) для оценки экологических последствий взрыва ракетносителя (РН). Так определение мощности взрыва ракетносителя на различных высотах атмосферы на основе наземных инфразвуковых измерений позволит, в частности, опре-

делить количество выброшенного токсичного топлива в атмосферу, и тем самым оценить экологические последствия неудачных пусков РН.

Экспериментальными и теоретическими исследованиями распространения инфразвука в атмосфере занимаются ученые большинства развитых стран. Показателем масштабов исследований является глобальная Международная сеть инфразвуковых станций.

## **2.2. Экспериментальное доказательство распространения акустических волн до высот верхней атмосферы**

**Доказательством распространения акустических волн до высот верхней атмосферы** послужили исследования отклика ионосферы на атмосферные и подземные ядерные, а также наземные химические взрывы, которые начались ещё в середине прошлого столетия [5–11].

Данные исследования проводились в основном ионограммным и доплеровским методами. В результате многочисленных экспериментов была установлена связь между распространением акустических волн, генерируемых данными источниками и возмущениями в ионосфере. Исследования критической частоты и профиля электронной концентрации F-слоя ионосферы с помощью ионограммного метода позволили обнаружить возмущения, генерируемые взрывом, с периодами больше 10 мин (из-за малой чувствительности этого метода). Более чувствительный доплеровский метод позволил зарегистрировать периоды возмущения от 30 с до 10 мин с наиболее выраженными колебаниями в диапазоне от 30 до 100 с на высотах 150–200 км, и эти возмущения распространялись со скоростями от 260 до 320 м/с. В целом, скорости распространения от источника и дисперсия скоростей, наблюдаемая на ионосферных высотах, хорошо совпадали с характеристиками акустических (в том числе инфразвуковых) волн, наблюдае-

мых на Земле с помощью микробарографов. На этом основании и было сделано предположение о тесной связи этих двух явлений. Кроме того, было установлено, что возмущения распространяются вверх. В частности, одновременные записи доплеровских частот при  $f = 4$  и  $5$  МГц (высоты отражения радиоволн 180 и 190 км) показали соответствующий временной сдвиг, что позволило получить фазовые скорости 600 м/с, при этом скорость звука на этих высотах составляла величину 700–750 м/с. Таким образом, было доказано, что акустические волны, распространяясь вверх через атмосферу с экспоненциально уменьшающейся плотностью, достигают высот ионосферы, вызывая в ней возмущения электронной концентрации. Следует особо подчеркнуть, что в данных исследованиях проводилась в основном качественная интерпретация результатов. В настоящее время также доказан факт существования возмущений ионосферы, вызванных акустическими волнами, генерируемыми полетом ракетносителя (РН) со сверхзвуковой скоростью на большом количестве экспериментальных данных, полученных, в частности, методом доплеровского радиозондирования ионосферы при вертикальном и наклонном распространении радиоволн КВ – диапазона [12,13].



Рис. 2.1. Схематическое изображение акустической волны, генерируемой сверхзвуковым движением ракеты и его отражение от земной поверхности

### **2.3. Сложности моделирования распространения акустических волн в атмосфере**

Сложность моделирования распространения акустических волн в атмосфере обусловлена следующими причинами:

1) акустическая волна, генерируемая, например, взрывами, имеет несинусоидальный характер: начальный акустический импульс имеет сложный вид и ограничен как в пространстве, так и во времени;

2) при распространении акустического импульса до высот ионосферы он проходит расстояния, на которых свойства атмосферы сильно меняются, т. е. возникает необходимость учета неоднородности среды распространения, при этом для адекватного описания должны учитываться реальные параметры атмосферы;

3) Для адекватного описания процесса распространения акустических волн уравнение, описывающее этот процесс должно также учитывать нелинейные эффекты, поглощение и геометрическую расходимость волнового фронта. Учет только нелинейных эффектов само по себе является сложной задачей.

### **2.4 Современный уровень разработки теории распространения акустических волн**

При разработке теории распространения акустических волн большинством авторов принималось, что акустическая волна является плоской. Однако в действительности, например, наземный точечный взрыв генерирует сферическую акустическую волну, полёт ракеты со сверхзвуковой скоростью – цилиндрическую акустическую волну, а землетрясение генерирует волну со сложным фронтом. Поэтому для понимания физики распространения акустических волн от различных источников необходимо учитывать геометрическую расходимость волнового фронта при распространении волны вверх

через атмосферу.

Ценность модели определяется её способностью описывать реальные физические процессы. Для этого необходима проверка модели на основе экспериментальных данных. Сложность проверки модели распространения акустических волн в атмосфере, в том числе, связана с ограниченным количеством экспериментов.

В ряде случаев при интерпретации результатов наблюдений ионосферных возмущений, обусловленных акустической энергией взрывов, многие авторы [14] основываются на представлении, что первичным носителем акустической энергии является ударная волна, которая на некотором расстоянии от центра взрыва вырождается в акустическую волну и далее распространяется по законам звуковых волн, т.е. без учета нелинейных эффектов. Такой подход является вполне оправданным при расчете поражающего действия ударных волн или при расчете акустических полей на очень больших расстояниях от места взрыва. В последнем случае проводится линеаризация уравнений гидродинамики, что обосновывается малостью амплитуды рассматриваемых возмущений по сравнению с фоновыми характеристиками атмосферы. Однако не во всех случаях одного условия малости амплитуды волны оказывается достаточным, чтобы ограничиться областью применимости линейной теории. В действительности, скорость распространения акустических возмущений, как это следует из точных решений уравнений гидродинамики [4], отличается от скорости звука на величину порядка амплитуды волны, что приводит к нелинейному искажению волны: точки профиля волны с большей амплитудой перемещаются с большей скоростью относительно точек профиля, в которых отклонение от невозмущенного состояния меньше. Существующие модели распространения акустических волн от РН [15] также ограничены приближением линейной акустики, что вносит существенные погрешности при моделировании ионосферного возмущения.

Таким образом, линейная теория будет приводить к решениям близким к решениям точных уравнений в той области, в которой указанные искажения невелики. Существует также дополнительное ограничение применимости линейной теории, которое заключается в том, что время, в течение которого рассматривается движение звуковой волны, должно быть достаточно малым для «накопления» нелинейных эффектов.

В реальных условиях всегда присутствуют процессы, замедляющие развитие нелинейных эффектов, причем при определенных условиях влияние этих процессов может быть настолько сильным, что нелинейными эффектами можно пренебречь. В частности, в атмосфере замедляющими развитие нелинейных эффектов являются вязкость и теплопроводность. Убывание плотности энергии в волне может происходить также из-за геометрических условий распространения волны (в случае, например, цилиндрических или сферических расходящихся волн). К уменьшению влияния нелинейных эффектов приводит также дисперсия скорости звука. В простейшем случае бегущей волны, когда искажение формы профиля волны может быть интерпретировано как появление гармоник, дисперсия скорости приводит к тому, что фазовые соотношения для гармоник непрерывно меняются в процессе распространения волны, и, следовательно, меняются условия передачи энергии в более высокие гармоники. В условиях сильной дисперсии развитие нелинейных эффектов может свестись к минимуму. При распространении акустических волн в атмосфере дисперсионные явления пренебрежимо малы [4], и их можно не учитывать при расчетах. Таким образом, в каждом конкретном случае необходимо определять условия применимости теории линейной или нелинейной акустики.

Развитие теории нелинейной акустики с учетом вязкости и теплопроводности связывают, в основном, с работами школы академика Р.В. Хохлова, Руденко О.В. и Солюяна С.И. [16–18]. Суть асимптотического метода Хохлова заключается в

предположении медленности изменения формы профиля волны в сопровождающей ее движение системе координат на расстояниях порядка длины волны. Этот метод был применен к решению проблем нелинейной акустики: уравнение Бюргерса удалось получить из системы гидродинамических уравнений, учитывающих вязкость и теплопроводность среды, с учетом членов второго порядка малости [19]. Авторами этой работы было впервые описано распространение плоских волн конечной амплитуды в нелинейной диссипативной среде в виде уравнения Бюргерса, которое позволяет детально исследовать различные эффекты, возникающие при распространении волн в диссипативных средах с квадратичной нелинейностью. Особо стоит выделить круг задач, связанных с нелинейным распространением акустических пучков в диссипативных средах. Эта проблема представляет существенный интерес для акустики, поскольку система гидродинамических уравнений, описывающая этот процесс в случае волн конечной амплитуды, принципиально не может быть сведена к линейному уравнению. Присущие реальным средам вязкость и теплопроводность требуют учета поглощения энергии при распространении волн. В указанной работе был проведен анализ распространения акустических пучков в нелинейных диссипативных средах на основе численного интегрирования приближенного уравнения нелинейной акустики ограниченных пучков с периодическим граничным условием. Проведенные авторами расчеты показали, что при распространении звуковых пучков конечной амплитуды в вязкой теплопроводной среде форма волны искажается и в случае больших чисел Рейнольдса и больших значениях параметра, определяющего относительный вклад нелинейности и дифракции, волна становится квазиразрывной. При этом ширина фронта волны уменьшается с увеличением числа Рейнольдса. При распространении пучка также наблюдается асимметрия в искажении фазы сжатия и фазы разрежения.

Таким образом, система уравнений, описывающая динамику вязкой теплопроводящей жидкости, в общем случае является нелинейной. Общих методов точных решений нелинейных уравнений не существует, поэтому единственно возможными в такой ситуации остаются приближенные методы, базирующиеся на том или ином упрощении задачи. Среди всех возможных упрощений, наиболее распространенным является линеаризация уравнений. В акустике предполагается, что звуковые возмущения гидродинамических частиц обычно малы по сравнению с соответствующими величинами в невозмущенном состоянии и для малых возмущений уравнения оказываются линейными.

Следующей по сложности задачей является решение уравнений, в которых сохранены члены второго порядка малости. Подобные задачи уже относятся к проблемам нелинейной акустики. Обычно большинство задач нелинейной акустики рассматривается именно во втором приближении по порядку величины возмущений, что естественно связано с чрезвычайными трудностями, возникающими при решении нелинейных задач. Однако и в такой упрощенной постановке задач нелинейной акустики нет единого подхода. Характерно, что почти любая работа в этой области начинается с вывода «своего» приближенного уравнения [20]. Вместе с тем, представленные решения получены для случая однородной атмосферы и требуют своего развития для случая неоднородной атмосферы. Например, авторами работы [21] методом геометрической акустики выполнен численный анализ распространения акустической волны конечной амплитуды от точечного изотропного источника, находящегося на земной поверхности в стандартной атмосфере без учета поглощающих свойства атмосферы и ветра. Полученная пространственная структура поля от поверхности Земли до высот 120 км приведена без какого-либо сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными. Для энергии взрыва 450 кг ТНТ (тринитротолу-



луол) были проведены расчеты изменений амплитуды и длины N-образного акустического импульса до высоты 130 км, однако это было сделано без учета изменений скорости звука с высотой и расходимости волнового фронта [10]. В [22] были оценены параметры взрывной волны на основе законов затухания ударных волн, которые справедливы на большом удалении от места взрыва. При этом авторами начальная форма профиля возмущения была аппроксимирована импульсом Гласстоуна [23], однако использование данной формы начального профиля возмущения явилось одной из причин плохого совпадения расчетных результатов с экспериментом. В работе [24] описана пространственная структура поля для высот 100–400 км, однако влияние поглощающих свойств атмосферы на акустический импульс было учтено лишь в первом приближении, а именно: рассматривалось распространение N-образного импульса до высот ионосферы без учета поглощения, а затем проводилось сглаживание его фронтов с помощью функции гиперболического тангенса. В данной работе также не представлены результаты сопоставления расчетов с экспериментом. Наиболее завершенной из всех описанных выше работ является работа [25], в которой представлено уравнение, полученное в рамках приближения линейной геометрической акустики, а затем проведено его обобщение на случай распространения акустических импульсов вдоль лучевого пути в движущейся, неоднородной и поглощающей среде с учетом нелинейных процессов. Однако недостатком решения полученного уравнения является то, что метод геометрической акустики справедлив только в случае, когда размеры акустического импульса гораздо меньше характерного масштаба неоднородности. Для атмосферы этот масштаб равен высоте однородной атмосферы и составляет величину около 10 км. Учитывая, что вертикальные размеры акустического импульса на высотах более 100 км могут быть сравнимы, и быть больше этой величины, решения геометрической аку-

стики в этом случае становятся не применимыми. В [26] для описания особенностей поведения пучков интенсивных пилообразных волн в плавно неоднородной нелинейной среде в качестве исходного уравнения использовалось уравнение типа Хохлова – Заболотской, полученное для описания слабо дифрагирующих нелинейных пучков в плавно-неоднородной среде. Затем авторами был сделан переход к приближению нелинейной геометрической акустики и в пределе коротких волн получена система двух уравнений, одно из которых описывает эволюцию произвольного исходного профиля волны и является обобщенным уравнением Бюргерса с тремя дополнительными членами, а другое уравнение описывает искривление лучей. Полученная система уравнений анализировалась для круглых в поперечном сечении пучков. Следует отметить, что в данной работе также не проводилось сопоставление расчетов с экспериментом. Несмотря на упрощения, проведенные в работе [26], дальнейшее решение системы этих уравнений в общем случае остается сложной задачей. Возникает необходимость дальнейших упрощений или применения процедуры численного приближения с решением проблемы устойчивости.

Очевидно, что справедливость используемых решений и моделей может быть оценена только с помощью эксперимента. К сожалению, в большинстве опубликованных работ сопоставление с экспериментом не проводилось или представлялись лишь качественные оценки для ограниченного диапазона высот атмосферы. В частности, сопоставление теоретических и экспериментальных данных проводилось зачастую отдельно в двух высотных областях. Первая область – вблизи поверхности Земли, где возможны измерения непосредственно характеристик акустического поля с помощью датчиков, установленных, например, на парашютах. Вторая область – область ионосферы, где с помощью доплеровского радиозондирования можно наблюдать реакцию ионосферы на акусти-

ческое воздействие. Оба типа экспериментов не являются массовыми и тем более редки случаи их одновременного проведения. В этом плане калибровочный эксперимент Mill Race [27] является уникальным. 16 сентября 1981 г. был проведен точечный наземный химический взрыв мощностью 500 т ТНТ, во время которого велись как акустические измерения на четырех парашютах (высоты около 10 км), так и доплеровское радиозондирование ионосферы на нескольких высотах. Впервые проведены количественные сопоставления отклика ионосферы на акустический импульс с результатами модельных расчетов приведены в работе [27]. Сопоставления для взрыва Mill Race проведены одновременно для высот 151, 221 и 262 км. Для высоты 151 км разница по длительности возмущения составила величину 30%, для двойного размаха амплитуды 11%; для высоты 221 км – 38% и 34%, соответственно, для высоты 262 км – 36% и 5% соответственно. Необходимо отметить, что при расчетах использовались характеристики стандартной атмосферы (1976 U.S. Standart Atmosphere), в то время как эксперимент Mill Race проводился в период высокой солнечной активности, т.е. параметры реальной атмосферы существенно отличались от средних и при учете реальных параметров атмосферы ошибка расчетов могла быть гораздо большей. Более того, в рассматриваемой работе в качестве начального использовался импульс Рида [28], использование которого также вносит серьезную ошибку. Кроме того, как указывалось выше, теория, заложенная в основу модели, была развита в приближении геометрической акустики. Проверить расчеты, представленные в [27], с учетом указанных замечаний является нетривиальной задачей, так как конечный результат в [25] представлен в виде дифференциального уравнения в частных производных. Для его решения, также как и для решения обобщенного уравнения Бюргерса [26], необходимы дальнейшие упрощения или использование аппроксимацион-

ных методов вычислительной математики с решением проблем устойчивости.

Приведенный обзор современного уровня разработки теории распространения акустических волн в атмосфере показывает, что эта теория требует не только своего развития, но и проверки ее работоспособности с помощью экспериментальных данных. Только сопоставление теории с экспериментом позволяет оценить достоверность теоретических результатов и возможность использования теории для дальнейших исследований.

Авторам [29,30] на основе уравнений гидродинамики удалось вывести новое уравнение и получить его решение, описывающие распространение акустических волн в неоднородной атмосфере с учетом поглощения, нелинейных эффектов и геометрической расходимости волнового фронта, справедливые при произвольном соотношении между размерами акустического возмущения и высотой однородной атмосферы. На основе полученного решения была разработана модель распространения акустических волн в атмосфере и проведена проверка модельных расчётов на основе экспериментальных данных. На сегодняшний день это единственная модель, проверка которой осуществлялась как для высот нижней атмосферы, так и верхней. Подробное описание теории и модели приведено в следующей главе.

## **2.5 Контрольные вопросы**

Чем вызвана необходимость развития теории распространения акустических волн в атмосфере.

Какие экспериментальные исследования послужили доказательством распространения акустических волн в атмосфере.

Укажите основные причины сложности моделирования распространения акустических волн в атмосфере.

## Глава 3

# ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

### 3.1. Новое уравнение и его решение

Авторами [30] было получено новое уравнение и его решение, описывающие эволюцию формы и время распространения акустического импульса в неоднородной атмосфере. Им впервые удалось систему гидродинамических уравнений, учитывающих вязкость и теплопроводность среды с учетом членов второго порядка малости, свести к уравнению Бюргера [19]

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c_0^2} v \frac{\partial v}{\partial \tau} = \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}$$

где  $v$  – скорость гидродинамических частиц (скорость, с которой колеблются гидродинамические частицы);

$x$  – координата;

$c_0$  – скорость звука;

$\rho_0$  – фоновая плотность;

$\eta, \zeta$  – сдвиговая и объемная вязкость;

$\chi$  – коэффициент теплопроводности;

$c_p, c_v$  – теплоемкость при постоянном давлении и объеме;

$\gamma = c_p / c_v$ ;

$$\varepsilon = (\gamma + 1)/2, \quad b = \zeta + \frac{4}{3}\eta + \chi \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right);$$

$$\tau = t - \frac{x}{c_0}.$$

Для вывода нового уравнения авторы [30] приняли следующие уравнения гидродинамики [4].

Уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{v} = 0. \quad (3.1)$$

Уравнение движения вязкой жидкости в приближении Навье – Стокса

$$\rho \left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right] = -\text{grad} p + \eta \Delta \vec{v} + \left( \zeta + \frac{\eta}{3} \right) \text{grad} \text{div} \vec{v}. \quad (3.2)$$

Уравнение переноса тепла

$$\rho T \left( \frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \nabla s \right) = \text{div}(\chi \nabla T) + \frac{\eta}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right)^2 + \zeta (\text{div} \vec{v})^2. \quad (3.3)$$

Определим  $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $s_0$  как окружающие давление, плотность и энтропию единицы массы атмосферы,  $p'$ ,  $\rho'$ ,  $s'$  – соответствующие величины акустического возмущения. Полагаем, также, что  $p = p_0 + p'$ ,  $\rho = \rho_0 + \rho'$  и  $s = s_0 + s'$  есть величины потока, и что  $p' \ll p_0$ ,  $\rho' \ll \rho_0$ ,  $s' \ll s_0$ , а  $v \ll c$ .

В уравнении (3.3) первый член в правой части является линейным, а второй и третий квадратичными. Если считать пространственные производные возмущений малыми величинами, такими, что вторым и третьим членами можно пренебречь по сравнению с первым. В результате линеаризованное уравнение переноса тепла для энтропии с учетом теплопроводности принимает вид

$$\rho T \left( \frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \nabla s \right) = \text{div}(\chi \nabla T). \quad (3.4)$$

Для дальнейшего преобразования (3.4) было учтено, что энтропия претерпевает скачок третьего порядка малости по сравнению со скачком давления даже при переходе через ударный фронт волны [16]. Поэтому для определения выражений для энтропии и температуры использовалось приближение идеального газа, когда вязкость среды не влияет на распространение волны. Тогда энтропия и температура могут быть выражены через аналитическую функцию давления и плотности [31]

$$S = c_v \left[ \ln \frac{p}{\rho^\gamma} + const \right]. \quad (3.5)$$

$$T = \frac{p}{\rho} \left( \frac{1}{c_p - c_v} \right). \quad (3.6)$$

Подставляя (3.5) и (3.6) в (3.4), получаем

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \bar{v} \nabla p + p \gamma \bar{v} \nabla \bar{v} = (\gamma - 1) \nabla (\chi \nabla T). \quad (3.7)$$

Будем считать все фоновые параметры атмосферы зависящими только от вертикальной координаты  $z$ . Такое предположение оправдано, поскольку характерный масштаб изменения фоновых параметров атмосферы по горизонтали составляет величины равные сотням километров, а масштаб изменения параметров акустической волны составляет десятки километров и меньше. Если положить, что давление есть функция плотности и энтропии такая, что  $p = p(\rho, s)$ , то малые возмущения по сравнению с окружающими значениями могут быть разложены в ряд

$$p' = \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s p' + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_s p'^2 + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial s} \right)_\rho s'.$$

Это дает возможность получить «уравнение состояния» для акустического возмущения в виде

$$p' = c^2 \rho' + \frac{(\gamma-1)c^2}{2\rho_0} \rho'^2 - \chi \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \operatorname{div} \bar{v}, \quad (3.8)$$

$$\text{где } c^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s, \quad \frac{(\gamma-1)c^2}{\rho_0} = \left( \frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_s, \quad \chi \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \operatorname{div} \bar{v} = \left( \frac{\partial p}{\partial s} \right)_\rho.$$

Продифференцируем по  $t$  на уравнение непрерывности (3.1), а на (3.2) подействуем оператором  $\nabla$ . Затем из второго вычтем первое и скомбинируем результирующее уравнение с (3.6), (3.7) и (3.8). Пренебрегая членами малого порядка в итоге можно получить уравнение, описывающее распространение акустических волн в атмосфере [32]

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' + \frac{\nabla \rho_0}{\rho_0} \nabla p' = -\frac{\gamma-1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (p' \nabla \bar{v}) - \nabla \left( \frac{\bar{v}}{c^2} \frac{\partial p'}{\partial t} \right) + \\ + \rho_0 \nabla ((\bar{v} \nabla) \bar{v}) - \left( \zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \nabla \Delta \bar{v} + \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \frac{\chi}{\rho} \Delta \frac{\partial p'}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Заметим, что в правой части уравнения (3.9) содержатся члены второго порядка малости по числу Маха:  $\mu \sim v/c \ll 1$ . Для дальнейшего упрощения уравнения (3.9) воспользуемся подстановкой Хохлова, взятой из работы [16]

$$p' = \psi \left( \tau = t - \int \frac{\partial z}{c}; z' = \mu z; r' = \sqrt{\mu} r \right). \quad (3.10)$$



использующее предположение, что изменение амплитуды акустической волны в продольном направлении (в нашем случае ось  $z$ ) гораздо больше, чем ее изменение в поперечном направлении и что акустическое поле имеет цилиндрическую симметрию относительно вертикали. Здесь  $r$  – цилиндрическая радиальная (поперечная) координата, перпендикулярная к вертикальной оси  $z$ , а новые величины  $\tau, z', r'$  относятся к координатной системе, которая движется вместе с возмущением. В отличие от Хохлова авторами [30] принята движущаяся система координат, скорость которой не постоянна, а равна локальной скорости звука в неоднородной атмосфере.

Подставим (3.10) в (3.9), и для членов правой части уравнения (3.9) примем в линейном приближении

$$p' = \rho_0 v_z c. \quad (3.11)$$

Сохраняя при этом члены порядка  $\mu^2$  и трансформируя обратно к начальной системе координат, после длительных преобразований можно получить уравнение вида

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} \left[ \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{2\rho_0 c^3} \frac{\partial p'^2}{\partial t} - \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} p' + \right. \\ & \left. + \frac{1}{c} \frac{\partial p'}{\partial \tau} \left( 1 - \frac{1}{2\rho_0 c^2} (3a + d) \frac{\partial c}{\partial z} - \frac{3a}{2\rho_0^2 c} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{b}{2\rho_0 c^3} \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} \right] = \frac{c}{2} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial r} + \frac{\partial^2 p'}{\partial r^2} \right], \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\text{где } \varepsilon = \frac{\gamma + 1}{2} \quad ; \quad b = \left( \zeta + \frac{4}{3} \eta \right) + \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \chi ;$$

$$a = \zeta + \frac{4}{3} \eta; \quad d = \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \chi .$$

Из выражения (3.12) видно, что второй член в левой части учитывает нелинейные процессы, третий и четвертый – неоднородность атмосферы по вертикали, пятый – поглощение акустических волн из-за вязкости и проводимости атмосферы; член в правой части определяет геометрическую расходимость волн в атмосфере. Если пренебречь изменением атмосферы вдоль оси  $z$ , то уравнение (3.12) переходит в хорошо известное уравнение для однородной атмосферы, описанное в [16].

Используя уравнение (3.11), можно преобразовать уравнение (3.12) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{c^2} v_z \frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} v_z + \frac{1}{c} \frac{\partial v_z}{\partial t} f(z) - \frac{b}{2\rho_0 c^3} \frac{\partial^2 v_z}{\partial t^2} \right] = \\ = \frac{c}{2} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} \right], \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\text{где } f(z) = \left( 1 - \frac{3a+d}{2\rho c^2} \frac{\partial c}{\partial z} - \frac{3a}{2\rho^2 c} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \quad (3.14)$$

Проинтегрируем (3.12) слева и справа по времени от  $t = -\infty$  до  $t = +\infty$ . В результате для площади ограниченного акустического импульса (или момента количества движения) получим

$$\frac{1}{r} \frac{\partial S}{\partial r} + \frac{\partial^2 S}{\partial r^2} = 0. \quad (3.15)$$

$$\text{где } S = \int_{-\infty}^{\infty} p' \partial t \quad (3.16)$$

Уравнение (3.15) имеет по крайней мере два решения:

1.  $S_1 = c_1 \ln r$ . При  $r$ , стремящемся к нулю,  $\ln r$  –стремится к минус бесконечности, поэтому следует положить  $c_1 = 0$  (постороннее решение).

2.  $S_2 = \text{константа} = c_2$  для любых  $r$ .

Таким образом, получено, что в неоднородной атмосфере площадь акустического импульса (для осесимметричного источника акустической энергии) остается неизменной в поперечном направлении  $\underline{r}$  (следует отметить, что в общем случае  $c_2$  может также зависеть от продольного направления  $z$ ). В частном случае для однородной атмосферы в [16] показано, что площадь одиночного возмущения не меняется при распространении вдоль оси  $z$ .

На большом расстоянии от источника фронт волны на малом участке может рассматриваться как плоский. В этом случае правая часть уравнения (3.12) обращается в ноль. Проинтегрируем вновь левую часть уравнения по времени и в результате получим

$$\frac{\partial S}{\partial z} - \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} S = 0.$$

Решением этого уравнения является

$$S = S_* (\rho_0 / \rho_{0*})^{1/2}, \quad (3.17)$$

где звездочки обозначают величины на данной начальной высоте.

Уравнение (3.17) описывает изменение количества движения импульса с высотой для плоской волны в неоднородной атмосфере.

Комбинируя уравнения (3.11), (3.16) и (3.17), получим выражение, описывающее закон сохранения площади акусти-

ческого импульса, распространяющегося в неоднородной атмосфере для сферически расходящейся волны

$$I_v = I_{v*} \left( \frac{\rho_{0*}}{\rho_0} \right)^{1/2} \frac{c_* L_*}{cL}. \quad (3.18)$$

где  $I_v = \int_{-\infty}^{\infty} v dt$ ,  $L_*/L$  – поправочный коэффициент на сферическую расходимость и  $L$  – радиальное расстояние от центра сферы. Величины со звездочками соответствуют величинам на некоторой данной высоте.

Выражение (3.18) показывает, что при распространении акустического импульса в неоднородной атмосфере, площадь импульса зависит только от параметров атмосферы в начальной и конечной точках распространения и не зависит от параметров атмосферы между этими точками. Найденное выражение позволяет достаточно просто оценить площадь акустического импульса, а затем и величину количества движения, переносимого волной в неоднородной атмосфере.

Найдем решение уравнения (3.13), когда правая часть равна нулю. Для этого воспользуемся подстановкой для скорости движения гидродинамических частиц [16]

$$v = \frac{b}{\alpha \rho_0} \frac{\partial}{\partial t} (\ln U). \quad (3.19)$$

В результате получим уравнение:  $\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{b}{2\rho_0 c^3} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{1}{c} \frac{\partial U}{\partial t} f(z)$ , где  $U$  есть некоторая функция. Данное уравнение является линейным и его решение имеет вид

$$U(z, t_p) = \frac{1}{2q\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{in}(0, t') \exp\left\{-\frac{(t-t')^2}{4q^2}\right\} dt'. \quad (3.20)$$

$$\text{где } t_p = t + \int \frac{f(z)}{c} dz. \quad (3.21)$$

$$\text{и } q^2 = \int \frac{b}{2\rho_0 c^3} dz.$$

Начальная функция  $U_{in}$  подынтегрального выражения на начальной высоте  $z_{in}$  может быть получена из начального профиля скорости и уравнения (3.19) как

$$\ln U_{in} = \frac{\varepsilon c \rho_0}{b} \int v_{in} dt. \quad (3.22)$$

В пренебрежении неоднородностью по оси  $z$  полученное решение (3.20) переходит в известное для однородной атмосферы и плоской волны решение уравнения типа Бюргера [16].

Уравнение (3.20) определяет эволюцию формы импульса и время распространения акустического импульса в изменяющейся атмосфере. Действительно, если на начальной высоте принять  $t=0$ , то (3.21) будет определять время распространения акустического импульса от начальной высоты  $z_{in}$  до высоты  $z$ . Далее можно видеть, что формула (3.21), описывающая скорость распространения акустической волны, зависит только от вариаций скорости звука  $c$  с высотой, когда  $f(z)=1$ . Функция  $f(z)$  [см. формулу (3.14)] мало отличается от единицы на нижних высотах атмосферы, где можно пренебречь эффектами вязкости и теплопроводности. Полученная авторами поправка к скорости звука  $c$  на коэффициент  $1/f(z)$  указывает на связь между скоростью акустической волны и поглощающими свойствами атмосферы. Физически это можно

объяснить изменением температуры атмосферы при поглощении энергии импульса. В свою очередь, изменение температуры приводит к изменению скорости звука.

Таким образом, получено новое уравнение и его решение, а также ряд новых выражений, полностью описывающих распространение акустических волн в неоднородной атмосфере с учетом поглощения, нелинейных эффектов и сферической расходимости волнового фронта. Найденные решения не ограничены приближением геометрической акустики и позволяют рассчитывать параметры акустического импульса, когда его пространственные размеры соизмеримы или больше вертикальных масштабов изменения фоновых параметров атмосферы.

### **3.2 Контрольные вопросы**

Каковы преимущества представленной модели распространения акустических волн в атмосфере по сравнению с другими.

## Глава 4

### МОДЕЛЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА АТМОСФЕРУ ДЛЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

На основе нового уравнения и его решения, а также ряд новых выражений, полностью описывающих распространение акустических волн в неоднородной атмосфере с учетом поглощения, нелинейных эффектов и сферической расходимости волнового фронта [30] была создана численная модель распространения акустических волн вверх в атмосфере, генерированных точечным источником, а именно сосредоточенным наземным химическим взрывом и их воздействия на ионосферу [30].

#### 4.1. Модель для импульсного источника:

##### основные блоки и программы

Модель и соответствующий комплекс программ включают в себя следующие блоки:

- процесс генерации акустического импульса взрывом;
- наклонное распространение акустического импульса вверх через реальную атмосферу;
- воздействие акустического импульса на ионосферу.

**Разработанная программа** включает в себя следующие подпрограммы:

- расчет высотных профилей параметров атмосферы (использовалась модель атмосферы MSIS–90 [33]);
- расчет профиля ветра вдоль траектории акустического луча (использовалась модель ветра HWM–96 [34]);
- процесс генерации акустического импульса наземным химическим взрывом;
- расчет распространения акустического импульса от поверхности Земли через атмосферу до высот ионосферы;

- расчет профиля электронной концентрации (использовалась модель IRI-90 [35] и данные ионограмм);
- расчет воздействия акустического импульса на ионосферу;
- расчет траектории распространения радиоволны в ионосфере с учетом геомагнитного поля;
- расчет влияния ионосферного возмущения на доплеровский сдвиг частоты зондирующей радиоволны.

### Расчёт траектории акустических лучей

Расчёт траектории акустических лучей с использованием приближения геометрической акустики проводился на основании закона Снеллиуса  $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}$ , где  $i$  – угол падения луча,  $r$  – угол преломления.

Атмосфера разбивалась на ступеньки высотой 100 м. В пределах каждой ступеньки волна представляется как плоская, т.е. ее амплитуда и направление практически не меняются в пределах ступеньки. Это допустимо, так как в пределах 100 м температура практически не меняется, также мало меняется и плотность атмосферы.

Траектория акустического луча зависит от профиля температуры. Высота однородной атмосферы возле Земли 8 км, чем выше, тем больше эта высота, а в данном случае проводятся расчеты через 100 м.

$n_1 = c_0$  – скорость звука на Земле;  $n_2 = c_2$  – скорость звука на границе ступеньки.

Затем  $\frac{n_3}{n_2} = \frac{c_3}{c_2}$  и т.д.

**Для расчета по модели необходимо:**

- задать источник акустических волн;
- определить выражения для расчета начальных параметров



ров этих волн;

- определить уравнения, описывающие эволюцию акустических волн при их распространении вверх через атмосферу, а также время распространения.

## 4.2. Начальные параметры и временная форма акустического импульса

В качестве источника рассматривается наземный химический взрыв, который может быть представлен как **точечный**, так как геометрические размеры его заряда гораздо меньше длины акустической волны.

Точечный взрыв генерирует ударную волну сферической симметрии, т.е. в этой волне распределение плотности, скорости и др. зависит только от расстояния до центра взрыва. По мере распространения в атмосфере от центра взрыва ударная волна затухает из-за диссипации энергии и увеличения площади поверхности фронта волны за счет сферической расходимости.

### *Возмущение давления на фронте ударной волны*

Для определения возмущения давления на фронте ударной волны сосредоточенного заряда (сферическая симметрия), возникающего при взрыве, использовалась эмпирическая формула для сферического взрыва заряда тротила в свободном пространстве [14]

$$\frac{\Delta p_u}{P_0} = \frac{0.21}{R_2} + \frac{0.21}{R_2^2} + \frac{0.15}{R_2^3}. \quad (4.1)$$

где  $\Delta p_u$  – пик давления (возмущение давления);  $P_0$  – атмосферное давление на поверхности Земли;  $R_2 = r/\Lambda$  – безразмерная величина;  $\Lambda = (E/P_0)^{1/3}$ ;  $E$  – энергия, выделенная при

взрыве ( $E = 4.15 \cdot 10^{12}$  Дж при взрыве 1кт заряда ТНТ).

Индекс “ $u$ ” относится к величинам для однородной атмосферы.

По мере распространения сферической ударной волны от центра взрыва ее скорость достигает скорости звука в атмосфере при  $R_2 = 12.04$ , а время распространения ударной волны от центра взрыва до  $R_2$  может быть получено из выражения  $t_0 = 9.526 \Lambda \sqrt{\rho_0 / P_0}$ . [14].

### ***Начальное количество движения фазы сжатия***

Форму акустического волнового фронта от наземного химического взрыва представляется в форме расширяющейся полусферы. Предполагалось [27], что акустическая энергия в полусфере для наземного взрыва равна акустической энергии в сфере, соответствующей тому же самому взрыву в свободном пространстве. При этом плотность энергии в полусфере будет в два раза больше, что эквивалентно взрыву в два раза большей мощности.

Для расчета начального количества движения фазы сжатия для  $\gamma = 1.4$  использовалась формула Майлса [36]

$$S_u = 3.691 \cdot 10^{-3} P_0 \Lambda / c. \quad (4.2)$$

С помощью формул (4.1) и (4.2) была рассчитана длительность фазы сжатия акустического импульса.

### ***Временная форма начального акустического импульса***

Для описания процесса распространения акустической волны необходимо задать временную форму начального акустического импульса (на границе перехода ударной волны в акустическую), которая состоит из фазы сжатия и фазы раз-

режения. До настоящего времени в качестве начальных использовались три временных формы акустического импульса (рис.4.1):

Импульс Гласстоуна  $P'(t) = \Delta p_u (1 - t/t_u) \exp(1 - t/t_u)$  [23].

Импульс Рида  $P'(t) = \Delta p_u (1 - t/t_u) (1 - t/\tau_g) (1 - (t/\tau_g)^2)$  [28].

Треугольный импульс  $P'(t) = \Delta p_u (1 - t/t_u)$  [22].

Исследования [30] показали, что формула Рида лучше всего описывает фазу сжатия, однако недостатком данного представления является то, что площадь фазы сжатия оказывается меньше площади фазы разрежения, что противоречит закону сохранения количества движения. Авторами была проведена модификация формулы Рида для фазы разрежения, и в результате получено новое выражение [29]

$$\begin{cases} P'(t) = \Delta p_u (1 - t/t_u) (1 - t/\tau_g) (1 - (t/\tau_g)^2) \rightarrow 0 \leq t \leq 0.4\tau_g, \\ P'(t) = kt + d \rightarrow 0.4\tau_g \leq t \leq \tau_s, \\ P'(t) = 0 \rightarrow t > \tau_s, \end{cases}, \quad (4.3)$$

где  $t_u$  – длительность фазы сжатия;  $\tau_g$  – общая длительность импульса;  $\tau_s$  – время, для которого площадь волны разрежения становится равной площади волны сжатия,  $d = P'(0.4\tau_g) - 0.4k\tau_g$ , и  $k = \partial P' / \partial t$ , когда  $t = 0.4\tau_g$ .

Рассчитанная по формуле (4.3) новая форма начального акустического импульса также представлена на рис. 4.1.

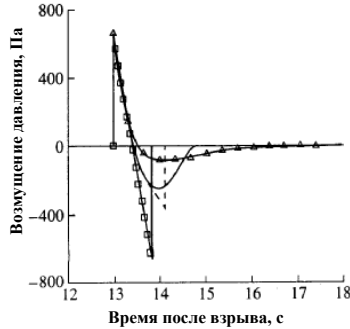


Рис 4.1. Начальные формы акустического импульса:  
 квадраты – треугольная форма; треугольники – форма Гласстоуна;  
 сплошная линия – форма Рида и штриховая линия – новая форма

Для проверки адекватности нового выражения были рассчитаны формы акустических импульсов для высоты около 9 км (для всех четырех начальных форм) и сопоставлены с экспериментальными (рис.4.2), полученными во время калибровочного наземного химического взрыва Mill Race [27].

Из рисунка видно, что использование новой начальной формы акустического импульса предпочтительно.

Таким образом, новое выражение позволяет адекватно воспроизвести временную форму начального акустического импульса. При этом площади фазы сжатия и фазы разрежения импульса оказываются равными, что соответствует закону сохранения количества движения. Выражение (4.3) использовалось в дальнейшем при моделировании.

Необходимо отметить, что формулы (4.1) и (4.2) справедливы для случая однородной атмосферы.

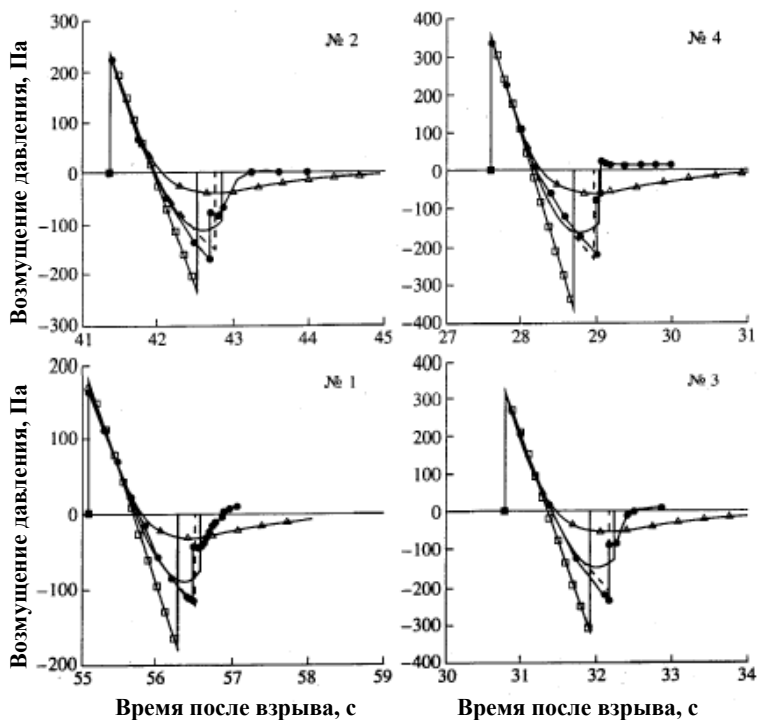


Рис 4.2. Рассчитанные формы акустического импульса для четырех точек (высота около 9 км): квадраты – треугольная форма; треугольники – форма Гласстоуна; сплошная линия – форма Риды и штриховая линия – форма, рассчитанная по формуле (4.3)

Чтобы скорректировать давление  $\Delta p_{ii}$  и длительность  $t_{ii}$  на начальном фронте волны при переходе от однородной к неоднородной атмосфере для различных углов выхода акустического луча, использовались выражения, полученные на основе закона сохранения количества движения для неоднородной атмосферы [29].

$$\Delta p_f = \Delta p_u \left( \frac{\rho_{0f}}{\rho_{ou}} \right)^{1/2} \frac{c_f}{c_u}, \quad t_f = t_u (c_u / c_f). \quad (4.4)$$

где индекс “f” используется для обозначения параметров акустического импульса на начальном фронте волны для различных углов выхода акустического луча.

### 4.3. Характеристики распространения акустических волн в атмосфере для импульсного источника

Для расчета характеристик акустических волн во время их распространения от начального волнового фронта до высот ионосферы использовались формулы (3.19), (3.20) и (3.21), полученные для случая распространения акустической волны вдоль оси  $z$  в неоднородной атмосфере, которые также справедливы и для случая однородной атмосферы. Формулы (3.19), (3.20) и (3.21) могут быть использованы для расчета акустических волн в радиальном направлении, если заменить  $dz$  на  $dr$ . Чтобы рассчитать распространение акустических волн для произвольного угла распространения  $\theta$  относительно оси  $z$ , высотные профили параметров атмосферы заменялись ступенчатыми функциями и в пределах каждой ступеньки атмосфера считается однородной, а, следовательно, направление оси  $z$  выбиралось произвольно. Поэтому в пределах каждой ступеньки расчет формы профиля акустического импульса проводился вдоль направления акустического луча с учетом неоднородности атмосферы. Сопоставление с экспериментом показало, что для получения достоверных результатов размер ступеньки достаточно выбрать равным 1 км.

Полагалось, что  $q^2 = \int \frac{b}{2\rho_0 c^3} dl$  и  $t_p = t + \int \frac{f(z)}{c} dl$ , где  $dl = dz / \cos \theta$ .

Чтобы проверить и скорректировать проводимые расчеты

использовалась следующая методика.

По ходу луча, при переходе от одной ступеньки атмосферы к другой, на величину скорости гидродинамических частиц  $v$  вводилась поправка, учитывающая сферическую расходимость волнового фронта и неоднородность атмосферы по вертикали. Для этого рассчитывалась площадь фазы сжатия импульса как  $Pl = \int v(t)dt$ . Затем рассчитывалась площадь акустического импульса  $I_v$  из (3.18), и определялся коэффициент коррекции как  $k_1 = I_v / Pl$ . Новый профиль  $v(t)$  равнялся старому профилю, умноженному на  $k_1$ .

Высотные профили  $\rho(z)$ ,  $c(z)$ ,  $T(z)$ ,  $b(z)$ ,  $\gamma(z)$ ,  $c_p(z)$  и  $c_v(z)$  рассчитывались на основе модели нейтральной атмосферы MSIS–90, которая является эмпирической и требует для расчета следующие входные параметры: дату, время, координаты, средний за три месяца индекс солнечной активности  $F_{10.7A}$ , индекс солнечной активности за предыдущий день  $F_{10.7}$  и индекс геомагнитной активности  $A_p$ .

Коэффициенты теплопроводности и сдвиговой вязкости задавались по формулам [37]  $\chi = k_0 T^{3/2} / M$ ;  $\eta = \frac{4k_0}{(9\gamma - 5)c_v}$ , где  $k_0 = 0.015$  Дж/(К\*м\*с);  $M$  – молекулярный вес. Объемная вязкость задавалась в виде  $\zeta = \frac{2}{3}\eta$ .

Достаточно хорошую точность расчета по модели MSIS–90 можно продемонстрировать на примере сопоставления экспериментальных значений давления, плотности и температуры атмосферы, полученных во время Mill Race взрыва, и рассчитанных по данной модели (рис. 4.3). Для температуры атмосферы ошибка расчетов составляет 2.6%.

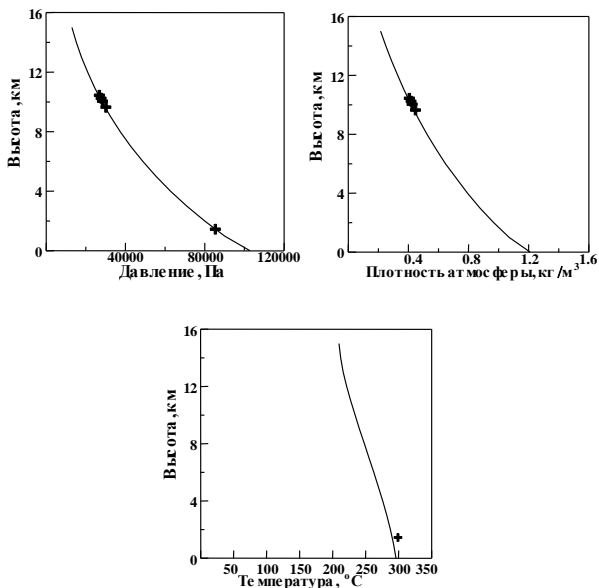


Рис. 4.3. Модельные и экспериментальные профили атмосферы для Mill Race эксперимента: сплошная линия – модель MSIS-90; крестики – эксперимент

Траектория акустических лучей с учетом неоднородности атмосферы по вертикали рассчитывалась с использованием уравнений геометрической акустики [4].

Акустический импульс, достигая высот ионосферы, воздействует на свободные электроны и тем самым вызывает возмущение электронной концентрации. Результирующее возмущение электронной концентрации может быть обнаружено по его воздействию на распространение радиоволн через ионосферу, в частности, по воздействию на доплеровский сдвиг частоты зондирующей ионосферу радиоволны.



Расчет возмущения электронной концентрации ионосферы под воздействием акустического импульса проводился по формуле [38]

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \left[ N_0 \left( \frac{v}{L} \sin^2 \Theta + \frac{\partial v}{\partial t} \cos^2 \Theta \right) + v \frac{\partial N_0}{\partial z} \cos \varphi \cos \Theta \right]. \quad (4.5)$$

где  $N$  – электронная концентрация, вызванная акустическим импульсом;  $N_0$  – фоновое значение электронной концентрации;  $\Theta$  – угол между направлением геомагнитного поля и направлением траектории акустического луча для данной точки пространства;  $\varphi$  – угол между направлением геомагнитного поля и вертикальной осью  $z$ ;  $L$  – радиальное расстояние от центра сферы.

Формула (4.5) учитывает реальные траектории акустического луча в атмосфере и воздействие акустического импульса на электронную концентрацию ионосферы в присутствии геомагнитного поля. Видно, что величина возмущения электронной концентрации пропорциональна как скорости гидродинамических частиц, так и ее производной по пространству. При распространении акустического импульса в атмосфере член, пропорциональный производной скорости, играет определяющую роль в формировании пространственной формы возмущения электронной концентрации для высот, где фронты импульса остаются резкими. На высотах, где фронты импульса сглаживаются из-за процессов поглощения, определяющую роль начинает играть член пропорциональный скорости гидродинамических частиц.

Для сопоставления расчетов с экспериментальными записями доплеровского сдвига частоты рассчитывались траектория распространения радиоволны и форма возмущения доплеровского сдвига частоты. Расчет траектории распространения радиоволн проводился с учетом магнитного поля Земли и реальных профилей электронной концентрации, являющихся

суммой фоновых и возмущенных значений.

Для расчета доплеровского сдвига частоты использовалась формула

$$f_d = -\frac{f}{c_L} \frac{d}{dt} \int_s n \cos \alpha ds. \quad (4.6)$$

где  $f$  – частота радиозондирования;  $c_L$  – скорость света;  $\alpha$  – текущий угол между траекторией радиолуча и осью  $z$ ;  $s$  – путь радиолуча от передатчика к приемнику;  $n$  – коэффициент преломления.

Выражение (4.6) полностью удовлетворяет предельным случаям:

(а) при отражении радиоволн от жесткого экрана  $f_d = -\frac{2f}{c_L} \frac{dz_R}{dt} \cos \alpha_0$ ; (б) при отражении радиоволн от линейного слоя  $f_d = -\frac{4f}{3c_L} \frac{dz_R}{dt} \cos \alpha_0$ , с изменением коэффициента преломления по закону  $n = \left( \cos^2 \alpha - \frac{z}{z_R} \right)^{1/2}$ .

Здесь  $z_R$  – высота отражения радиоволны;  $\alpha_0$  – начальный угол падения волны на слой.

В разработанной модели коэффициент преломления  $n$  определяется с учетом геомагнитного поля выражением  $n = \sqrt{1-A}$ , где

$$A = \frac{2u(1-w)}{2(1-w) - u \sin^2 \lambda \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \lambda + 4u(1-w)^2 \cos^2 \lambda}}, \quad w = N/N_m, \text{ где}$$

$N_m = 1.24 f^2 10^{10}$  электрон/м<sup>3</sup>;  $u = f_H^2 / f^2 \approx 0.778(1 + 3 \sin^2 \varphi) / f^2$ ;  $\lambda$  – угол между направлением геомагнитного поля и траекторией радиоволны;  $f_H$  – значение гирочастоты для координаты широты ( $\varphi$ ) области зондирования ионосферы, знак “+” выбира-

ется для обыкновенной волны, а знак “–” – для необыкновенной волны;  $N$  – текущее значение электронной концентрации по траектории луча;  $N_m$  – электронная концентрация, необходимая для отражения радиоволны при вертикальном падении.

Дополнительным блоком в программный комплекс введена модель расчета горизонтальных скоростей ветра в атмосфере по модели HWM-96. Необходимость учета ветра возникает в связи с задачей расчета траекторий акустических сигналов на больших горизонтальных расстояниях от места взрыва. Входными параметрами являются: дата, время, координаты,  $F_{10.7A}$ ,  $F_{10.7}$  и  $A_p$ .

#### **4.4 Контрольные вопросы**

Перечислите основные блоки модели распространения акустических волн в атмосфере.

Укажите временные формы начальных акустических импульсов, используемых при моделировании.

Объясните, в чем заключается воздействие акустического импульса на ионосферу.

## Глава 5

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ

### 5.1. Mill Race эксперимент

Для проверки работоспособности описанной модели использовались измерения, проведенные во время калибровочного точечного наземного химического взрыв Mill Race, проведенного 16 сентября 1981 г. [15,27].

#### Экспериментальные данные

1) *Акустические измерения* (измерялось возмущение давления атмосферы), проведенные на четырех парашютах. Высоты расположения парашютов ( $h$ ) составили 9.0 км, 8.8 км, 8.6 км и 8.2 км, и соответствующие горизонтальные расстояния от места взрыва ( $r$ ): 16.3 км, 10.6 км, 5.2 км и 1.9 км.

2) **Измерения доплеровского сдвига частоты** зондирующего ионосферу радиосигнала, полученные во время вертикального радиозондирования ионосферы на частотах 5.37 МГц, 7.98 МГц и 10.3 МГц и наклонного – на частоте 9.129 МГц.

Модельные расчеты были сопоставлены с экспериментальными данными **одновременно** для семи точек пространства: у поверхности (характеристики акустического поля) и на высотах ионосферы (измерения доплеровского сдвига частоты зондирующего ионосферу радиосигнала).

Расчеты [27] показали, что отражение радиоволн в отсутствии акустического возмущения происходило на высоте 151 км для частоты 5.37 МГц, на высоте 222 км для частоты 7.98 МГц и на высоте 263 км для частоты 10.3 МГц.

## Характеристики и условия проведения взрыва

Мощность: 500 т ТНТ.

Время: 12ч 35мин 40с LT.

Координаты места взрыва: 33.62°N и 106.47°E.

Давление на поверхности Земли: 84960 Па.

Температура: 24.8°С.

Эксперимент проводился в период высокой солнечной активности:  $F_{10.7A}=190.2$ ,  $F_{10.7}=207.4$  и  $A_p=7$ .

Высотный профиль фоновой электронной концентрации был восстановлен из ионограммы, полученной во время эксперимента (рис.5.1).

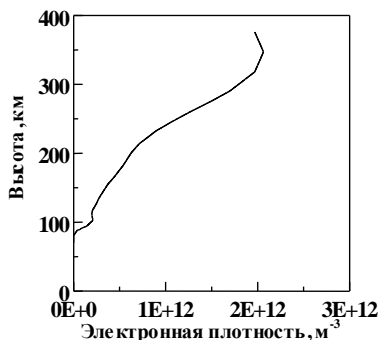


Рис. 5.1. Высотный профиль электронной концентрации во время взрыва Mill Race

Высотные профили плотности атмосферы, скорости звука, коэффициента поглощения и отношения теплоемкостей при постоянном давлении ( $c_p$ ) и объеме ( $c_v$ ), рассчитаны по модели MSIS–90 (рис. 5.2).

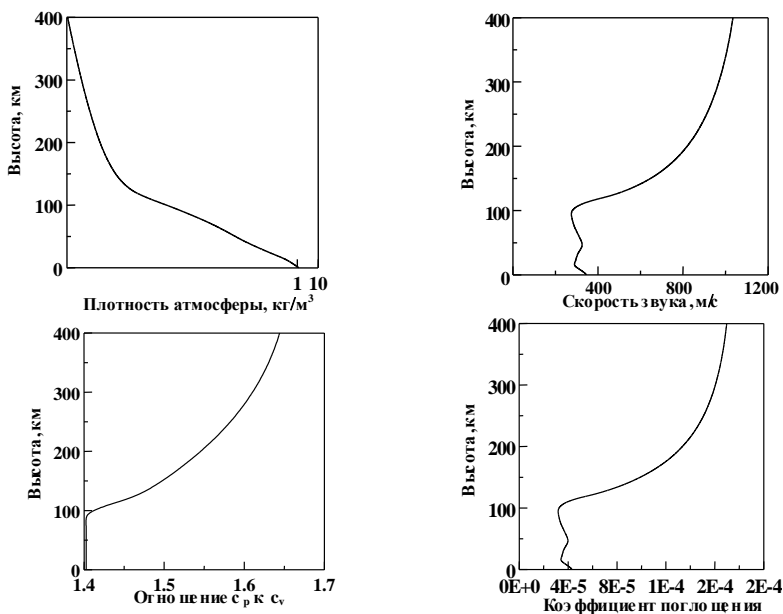


Рис. 5.2. Высотные профили атмосферы для взрыва Mill Race, рассчитанные по модели MSIS-90

Начальная временная форма акустического импульса рассчитывалась по формуле (4.3) с использованием формул (4.1, 4.2 и 4.4).

Для примера на рис. 5.3 представлена рассчитанная начальная форма акустического импульса для угла выхода акустического луча  $14.5^\circ$  к вертикальной оси  $z$  для условий Mill Race эксперимента, которая находится в согласии с законом сохранения количества движения: площадь фазы сжатия равна площади фазы разрежения. Действие этого закона для акустического импульса подтверждено экспериментально [39].

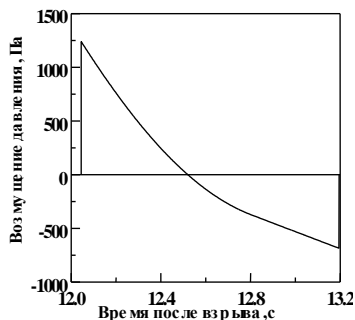


Рис. 5.3. Форма начального импульса на начальном фронте волны при распространении акустической волны под углом  $14.5^\circ$  к оси  $z$  для Mill Race взрыва

## 5.2. Модельные и экспериментальные формы акустических импульсов в тропосфере

По модели был проведен расчет эволюции формы начального акустического импульса и времени его распространения в атмосфере для различных высот ( $h$ ), и соответствующих горизонтальных расстояний от места взрыва ( $r$ ).

Сопоставление рассчитанных и экспериментальных форм акустических импульсов для четырех высот атмосферы показало, что по амплитуде, длительности и времени прибытия они согласуются в пределах нескольких процентов (рис.5.4).

Полученные результаты указывают на то, что акустическая часть модели с высокой степенью достоверности позволяет описывать распространение акустических импульсов в атмосфере.

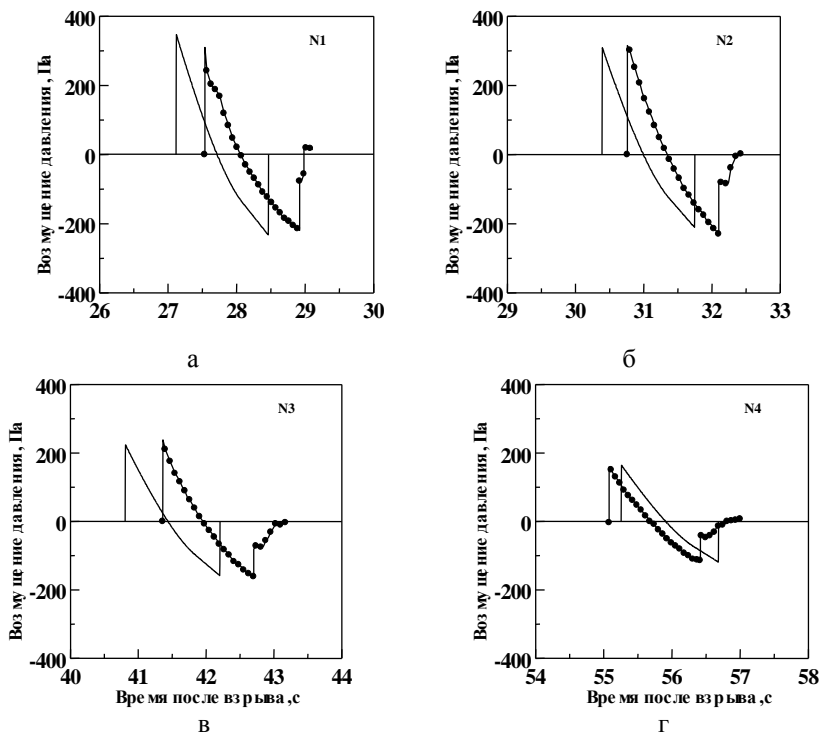


Рис. 5.4. Временные формы акустических импульсов:

кружки . – эксперимент; сплошная линия – расчет

а)  $h=8.2$  км и  $r=16.3$  км; б)  $h=8.6$  км и  $r=10.6$ ;

в)  $h=8.8$  км и  $r=5.2$  км; г)  $h=9$  км и  $r=1.9$  км

### 5.3. Модельные и экспериментальные формы доплеровского сдвига частоты

По модели были рассчитаны формы доплеровского сдвига частоты для трех частот радиозондирования ионосферы: 5.37, 7.98 и 10.3 МГц с. Полученные результаты были сопоставлены экспериментальными записями доплеровского сдвига частоты для обыкновенной компоненты радиоволны. Результаты сравнения рассчитанных по модели и экспериментальных форм доплеровского сдвига частоты представлено на рис.



5.5. По амплитуде, длительности и времени прибытия ошибки рассчитанных форм доплеровского сдвига частоты не превышают 10%. Там же можно видеть модельные расчеты, выполненные авторами [27]. Модельные расчеты, выполненные авторами из Ливерморской лаборатории *Warshaw and Dubois* [27], дают ошибки расчетов для длительности около 40%, а для амплитуды  $\sim 20\%$ .

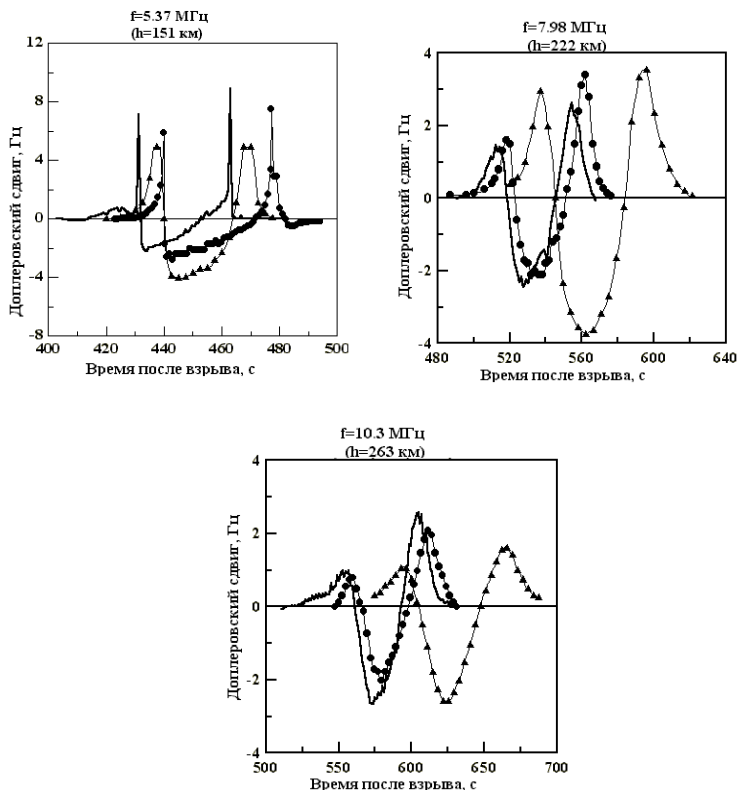


Рис. 5.5. Формы доплеровского сдвига частоты при вертикальном зондировании ионосферы на трех частотах для Mill Race взрыва: кружки. – измерения лаборатории Los Alamos (США); сплошная линия – расчеты авторов данной модели [30]; треугольники – расчеты *Warshaw and Dubois* [27]

Таким образом, разработанная модель [30] более адекватна эксперименту.

#### **5.4 Методика определения мощности наземного химического взрыва**

Методика определения мощности наземного химического взрыва заключается в следующем:

- 1) . по разработанной модели для данной мощности взрыва рассчитывались формы акустических и доплеровских возмущений;
- 2) рассчитанные формы сравнивались с экспериментальными, при этом мощность взрыва варьировалась до тех пор, пока величина коэффициента корреляции между расчетными и экспериментальными кривыми не становилась наибольшей;
- 3) мощность взрыва, при которой коэффициент корреляции оказывался наибольшим, выбиралась в качестве наиболее вероятной для данного взрыва.

В расчетах использовались модельные профили атмосферы.

Работоспособность данной методики была проверена с помощью данных калибровочного взрыва Mill Race.

**Сопоставление** рассчитанных и экспериментальных форм акустических импульсов и доплеровского сдвига частоты проводилось **одновременно** для восьми точек пространства: высоты от 8 км до 260 км (рис.5.4, 5.5). При этом каждой экспериментальной кривой соответствует модельная кривая, рассчитанная при выбранной оптимальной мощности взрыва.

На рис. 5.6. представлены результаты модельных расчетов и эксперимента для высот тропосферы

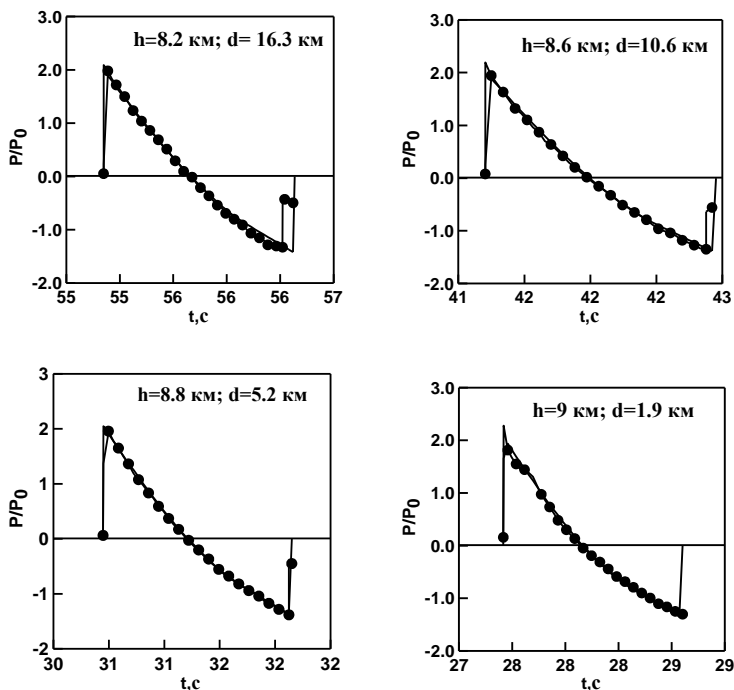


Рис. 5.7. Формы акустических возмущений:  
 рассчитанные по модели (сплошная линия);  
 эксперимент (точки)

На рис. 5.7. представлены результаты модельных расчетов и эксперимента для высот ионосферы

Времена начала возмущения на рисунке были совмещены, чтобы показать согласие между расчетными и экспериментальными формами возмущений.

Анализ результатов сопоставления модельных и экспериментальных форм показал, что в любом случае ошибка расчетов по времени начала возмущения не превышала 5%.

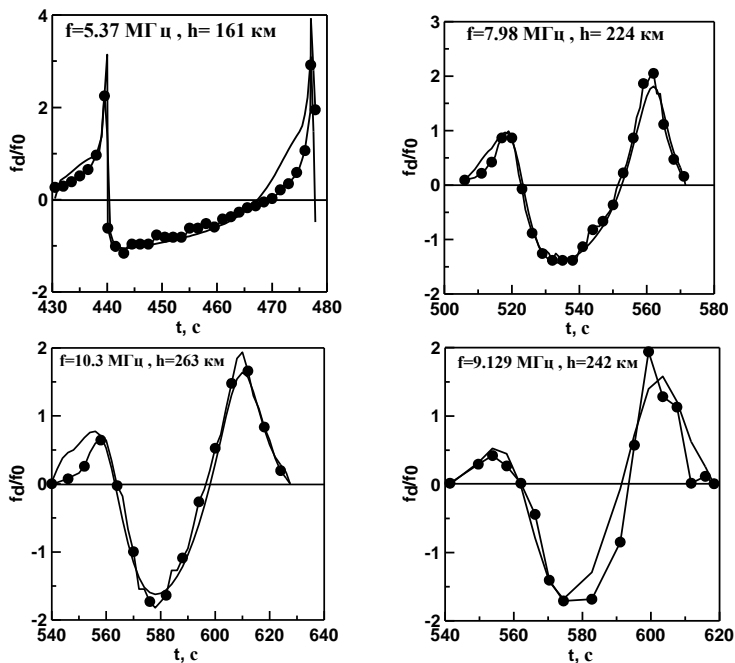


Рис. 5.7. Формы доплеровского сдвига частоты:  
 рассчитанные по модели (сплошная линия);  
 эксперимент (точки)

Величина максимального коэффициента корреляции ( $K$ ) между каждой из восьми рассчитанных и экспериментальных кривых, а также соответствующая наиболее вероятная величина мощности взрыва, представлены в таблице 1.

Среднее значение мощности взрыва, определенное по разработанной методике составило 531 т ТНТ со стандартной ошибкой среднего  $\pm 34$  т ТНТ, что указывает на хорошее согласие между расчетным и экспериментальным значениями.

Таблица 5.1

Мощность взрыва Mill Race:  
сравнение эксперимента и теории

h, км	K (коэффициент корреляции)	Q (тонн ТНТ)	Ошибка Q (%)
8.6	0.95	450	10
8.8	0.973	550	10
9.0	0.964	550	10
9.7	0.943	450	10
161	0.85	700	40
224	0.989	600	20
242	0.952	400	20
263	0.982	550	10
Среднее значение	0.95	531	6.4

Важно отметить, что, несмотря на использование модельных профилей атмосферы при расчетах, был получен небольшой разброс значений мощности взрыва ( $\pm 6.4\%$ ), который указывает на адекватность эксперименту разработанной модели. Это обусловлено также тем, что параметры акустических возмущений в основном зависят от мощности взрыва и высотного профиля атмосферной плотности [40,41], а ошибка расчета профиля атмосферной плотности по модели MSIS–90 составляет несколько процентов.

Таким образом, развитие теории распространения акустических волн от точечного источника в неоднородной атмосфере и их воздействие на ионосферу [40], а также создание на ее основе численной модели, впервые позволило разработать методику определения мощности наземного химического взрыва с точностью около десятка процентов.

Описанная методика была использована для оценки мощности взрыва на химическом комбинате в Flixborough (Англии) [42], во время которого на определенном расстоя-

нии проводились ионосферные измерения, не связанные с данным событием.

В результате, по описанной выше методике эквивалентная мощность взрыва в Flixborough была оценена как  $14 \pm 2$  т циклогексана ( $\sim 283$  т ТНТ) [43]. (Экспериментальное и теоретическое определение ТНТ эквивалента детонации облака циклогексана показало, что детонация 1 т облака углеводорода дает взрывной эффект, соответствующий 20 т ТНТ.

В оценке автора [44], полученной на основе анализа разрушений зданий и конструкций завода, мощность взрыва была определена от 10 до 16 т циклогексана. Совпадение оценок мощности взрыва, проведенное двумя независимыми методами, подтверждает гипотезу о причине взрыва, как об ошибке в технологической цепочке комбината.

## 5.5 Контрольные вопросы

В чем заключается особенность измерений во время калибровочного точечного наземного химического взрыв Mill Race.

Обоснуйте, почему, представленную модель распространения акустических волн в атмосфере, можно считать достоверной.

В чем заключается методика определения мощности наземного химического взрыва.

## Глава 6

### **ПРОСТРАНСТВЕННО–ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКИХ И ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ**

Как отмечалось во введении, проблема переноса энергии, в том числе акустической, от земной поверхности в окружающее космическое пространство является одной из важнейших как в фундаментальном, так и в прикладном аспектах. Существует большое количество источников акустической энергии и знание пространственно-временных закономерностей акустических и ионосферных возмущений, вызванных этими источниками, позволяет определить особенности переноса энергии в верхние слои атмосферы. В прикладном плане, эти знания необходимы для более эффективной организации и проведения инфразвукового и ионосферного мониторинга взрывов и других источников инфразвука, а также для прогнозирования условий распространения радиоволн при воздействии на них акустических волн.

До настоящего времени не имелось достаточно достоверной информации о пространственно-временных характеристиках акустических и ионосферных полей, вызванных точечным наземным источником акустической энергии. Это прежде всего, связано с тем, что с одной стороны ограничены возможности проведения глобальных экспериментальных исследований в этой области, а с другой – отсутствием адекватных эксперименту моделей, позволяющих получать достоверную информацию. До появления, описанной выше модели, предпринимались попытки описать пространственную структуру акустического поля от поверхности Земли до высот 120 км от точечного изотропного источника на основе модельных расчетов [21], а также для высот от 100 до 400 км [22] Однако, в этих работах не представлены результаты сопоставления мо-

дельных расчетов с экспериментом, и следовательно, трудно говорить о достоверности, полученной пространственной структуры акустических полей. Как было показано в разделе 5.1, разработанная модель оказалась адекватной эксперименту, что дает основание для ее использования с целью выявления пространственно-временных закономерностей акустических и ионосферных возмущений от точечного взрыва.

### **6.1. Пространственно-временные характеристики акустических полей**

Для исследования пространственной структуры акустических полей, генерируемых точечным взрывом, авторами, описанной, адекватной эксперименту модели, были проведены расчеты параметров акустического импульса на различных высотах от Земли до области ионосферы при различных начальных углах выхода акустического луча.

#### **Изменение с высотой амплитуды акустического импульса**

На основе расчетов проведены, в частности, исследования изменения максимальной скорости гидродинамических частиц в импульсе в зависимости от высоты атмосферы для различных мощностей взрыва и углах выхода акустического луча.

Результаты расчета высотного профиля скорости гидродинамических частиц в неоднородной атмосфере для мощностей взрывов 1, 100 и 500 т ТНТ представлены на рис. (6.1).

#### **Анализ результатов расчета**

а) Скорость гидродинамических частиц импульса достигает максимума в области высот 110–130 км независимо от мощности взрыва и начального угла выхода акустического луча.



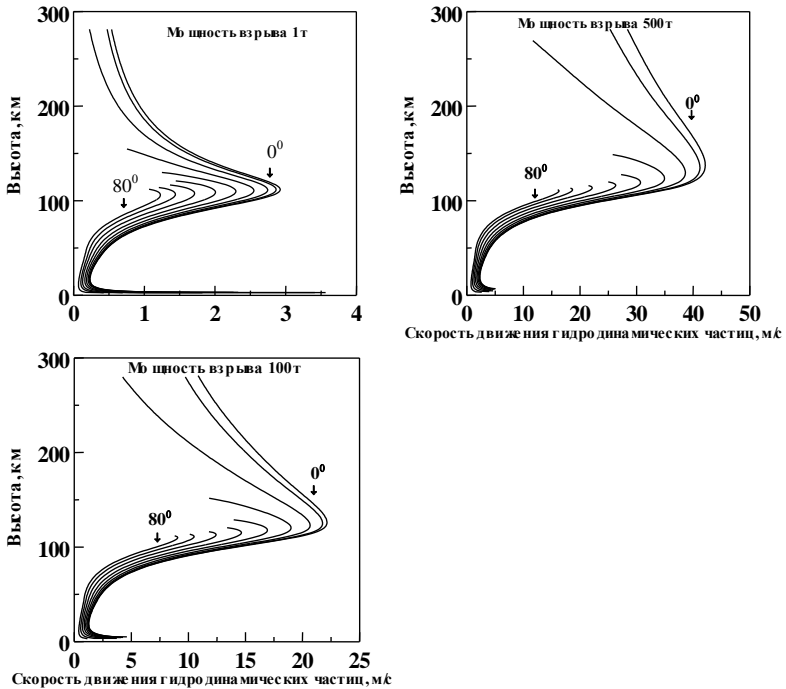


Рис. 6.1. Модельные расчеты зависимости амплитуды акустического импульса от высоты для различных значений мощности взрыва и начальных углов выхода акустического луча от  $0^\circ$  до  $80^\circ$  с шагом  $10^\circ$ .

### Объяснение результата (а)

Для выяснения причины формирования максимума амплитуды акустического импульса для мощностей взрывов 1, 100 и 500 т ТНТ в неоднородной атмосфере, был проведён анализ выражения для скорости гидродинамических частиц (3.19).

В результате было получено, что преобладающее влияние на высотный ход акустического импульса и формирование максимума в области 110–130 км оказывают изменения плотности атмосферы с высотой. Это согласуется с законом сохранения количества движений, согласно которому падение

плотности атмосферы с высотой обуславливает рост амплитуды акустического импульса  $v(t)$ . С другой стороны накопление поглощения по пути луча компенсирует рост импульса в области высот 110–120 км. Как результат, на этих высотах формируется максимум амплитуды  $v(t)$ . Влияние резкого увеличения скорости звука выше 100 км приводит к уменьшению амплитуды импульсов и к небольшому смещению максимума амплитуды вниз [41].

б) Акустический импульс от взрыва, имеющий начальное максимальное значение скорости гидродинамических частиц (амплитуда импульса) около 1 м/с, может распространяться со значимыми амплитудами через всю толщу атмосферы и ионосферы.

### **Объяснение результата (б)**

Как показали модельные расчеты, это оказывается возможным главным образом из-за уменьшения плотности атмосферы с высотой и законом сохранения импульса в неоднородной атмосфере.

Таким образом, наилучшими высотами для обнаружения акустических импульсов от взрыва, являются высоты от 110 до 130 км. На этих высотах, можно получить наилучшее отношение сигнала к шуму в записях доплеровского сдвига частоты.

### **Траектории распространения акустических волн**

Рассчитанные траектории акустических волн для углов выхода от  $0^\circ$  до  $80^\circ$  с шагом  $10^\circ$  и мощностей взрыва 1, 100 и 500 т ТНТ представлены на рис.6.2.

### **Анализ результатов расчета**

а) Траектории акустических волн для разных величин мощности взрыва различны.

## Объяснение результата (а)

Данные различия обусловлены тем, что радиусы начальных фронтов для каждой мощности разные. Акустические волны стартуют с различных точек и имеют различные пути распространения.

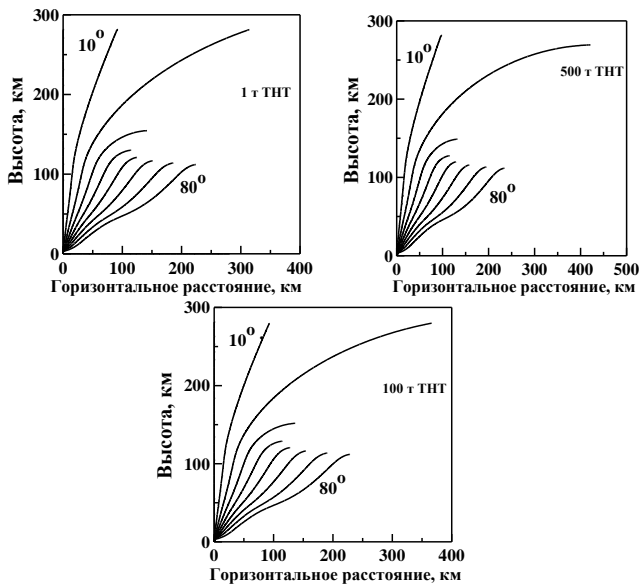


Рис. 6.2. Траектории акустических волн для различных углов выхода и мощностей взрыва

б) Акустический луч вышедший под углом  $20^\circ$ , достигает наибольших горизонтальных расстояний от места взрыва для любой мощности взрыва. Так, для мощностей взрыва, равных 1, 100 и 500 т TNT, максимальные горизонтальные расстояния равны 314 (высота 281 км), 366 (высота 280 км) и 421 км (высота 269 км) соответственно.

## Зависимость амплитуды акустического импульса от горизонтального расстояния до источника

Результаты расчетов зависимости амплитуды акустического импульса от горизонтального расстояния до источника представлены на рис. 6.3.

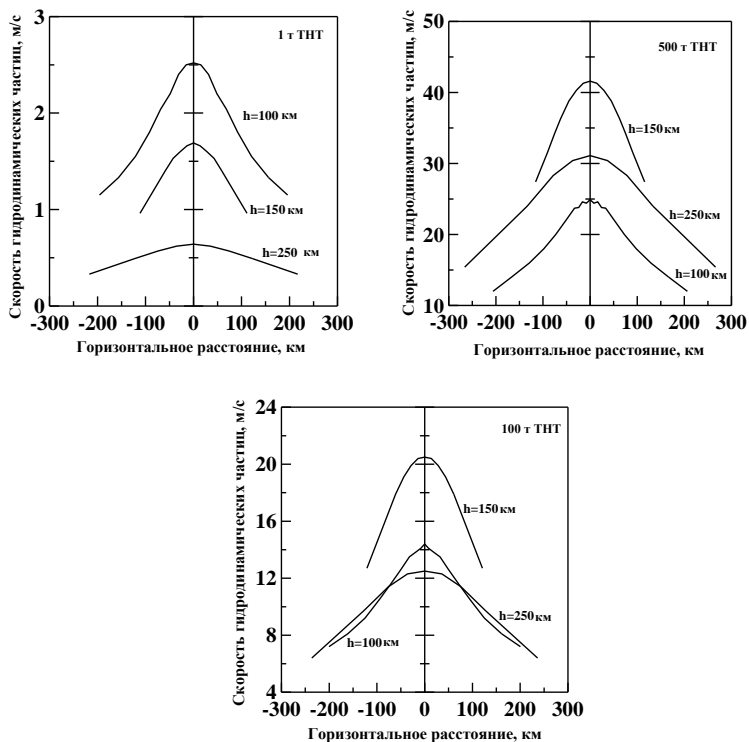


Рис. 6.3. Зависимость амплитуды акустического импульса от горизонтального расстояния от взрыва для высот 100, 150 и 250 км: положительное направление – на север; «0» – соответствует месту взрыва

### **Анализ результатов расчета**

а) Изменение амплитуды акустического импульса симметрично по горизонтали (в северном и южном направлении) от места взрыва для различных мощностей и высот атмосферы, а величины амплитуды меняются от центра к краю примерно в 2 раза.

б) Для взрывов малой мощности (1 т ТНТ) оптимальной высотой для регистрации акустических импульсов является высота около 100 км, диаметр акустического возмущения на которой составляет ~ 400–450 км.

в) Величина амплитуды импульса для взрывов мощностью 100 и 500 т ТНТ является достаточной для того, чтобы иметь возможность регистрировать акустическое возмущение в горизонтальной плоскости диаметром 500–550 км на высоте 250 км.

### **Изменение длительности фазы сжатия акустического импульса с высотой**

Исследование изменения длительности фазы сжатия импульса с высотой проводилось для мощностей взрыва 1 т ТНТ, 100 т ТНТ и 500 т ТНТ для углов выхода акустического луча от  $0^\circ$  до  $80^\circ$  с шагом  $10^\circ$  (рис.6.4).

### **Анализ результатов расчета**

Исследование изменения длительности фазы сжатия импульса с высотой показали, что величина длительности начинает заметно расти от меньших высот для больших мощностей взрыва (для мощности 500 т эта высота составляет порядка 50 км, а для мощности 1 т – порядка 100 км), и практически не зависит от начального угла выхода акустической волны

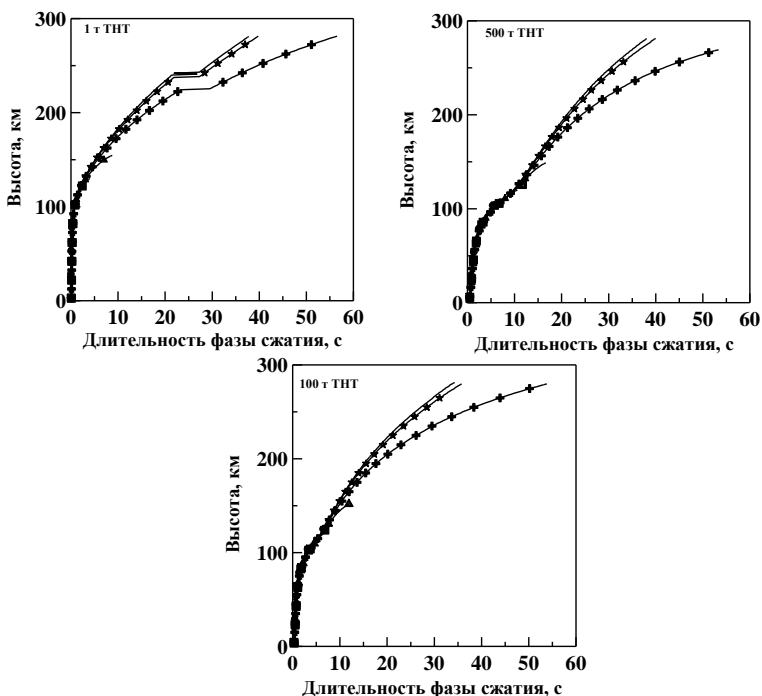


Рис. 6.4. Зависимость длительности положительной фазы импульса от высоты для мощностей 1, 100 и 500 т TNT и различных начальных углов выхода луча: угол выхода луча  $0^\circ$  (сплошная линия);  $10^\circ$  (звездочки);  $20^\circ$  (кресты);  $30^\circ$  (треугольники);  $40^\circ$  (квадраты);  $50^\circ$  (темные треугольники);  $60^\circ$  (темные кружки);  $70^\circ$  (темные квадраты);  $80^\circ$  (кружки)

Таким образом, на основе модельных расчетов получены пространственно-временные характеристики акустических полей, генерируемых точечным взрывом различной мощности.

Воздействие акустических волн на ионосферную плазму вызывает в ней возмущение электронной концентрации, которое в свою очередь, оказывает влияние на распространение радиоволн, и может быть обнаружено на записях доплеров-

ского сдвига частоты. Это дает возможность исследовать пространственно-временные характеристики ионосферных возмущений, генерируемых точечным взрывом.

## **6.2 Пространственно-временные характеристики возмущений электронной концентрации**

### **Вариации амплитуды ионосферного возмущения в зависимости от начального зенитного угла акустического луча**

Прежде всего, были рассчитаны вариации амплитуды ионосферного возмущения в зависимости от начального зенитного угла акустического луча  $\theta_0$  (зенитный угол – это угол между траекторией акустического луча и осью  $z$ ) для высот 100, 110, 120, 160 и 260 км при воздействии точечного наземного взрыва (мощностью 500 т ТНТ) на ионосферу для направлений геомагнитного поля на север, юг и восток (рис. 6.5). Так как ионосферное возмущение симметрично относительно геомагнитного меридиана, не представлены результаты вычислений для западного направления. Все расчеты проведены для геофизических условий Mill Race эксперимента и представлены в логарифмическом масштабе с целью исследования особенностей при малых амплитудах возмущения.

### **Анализ результатов расчета**

а) Величина возмущения электронной концентрации уменьшается с увеличением начального угла выхода акустического луча для южного и восточного направлений геомагнитного поля.

б) для северного направления, начиная с высоты 110 км, отмечается резкий минимум амплитуды возмущения электронной концентрации, который существенно зависит от начального угла выхода акустического луча и практически не зависит от мощности взрыва.

## Мощность взрыва 500 т ТНТ

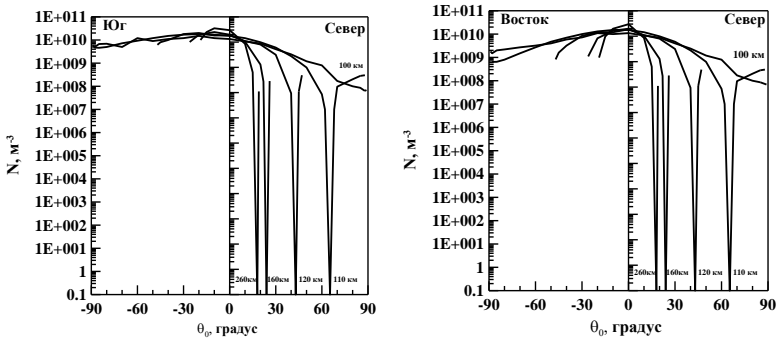


Рис. 6.5. Вариации амплитуды ионосферного возмущения в зависимости от зенитного угла акустического луча  $\theta_0$  для высот 100, 110, 120, 160 и 260 км

### Объяснение результата (б)

Исследования авторов модели показали, что данный минимум наблюдается, когда угол между акустическим лучом и направлением геомагнитного поля становится равным  $90^\circ$ .

Причина возникновения минимума ионосферного возмущения в северном направлении обусловлено тем, что угол  $\Theta$  между акустическим лучом и направлением геомагнитного поля изменяется с высотой, и амплитуда ионосферного возмущения достигает минимального значения при  $\Theta$ , равном  $90^\circ$ . Причиной изменения  $\Theta$  с высотой является изменение угла между акустическим лучом и осью  $z$ . Это, в свою очередь, обусловлено тем, что траектория распространения акустического луча зависит от высотного изменения коэффициента преломления (профиля скорости звука). Например, для начального зенитного угла  $\theta_0 = 10^\circ$  зенитный угол  $\theta$  на высоте  $h = 110$  км составляет  $9.7^\circ$ ; на высоте  $h = 120$  км угол  $\theta$  составляет  $12.8^\circ$ ; на высоте  $h = 160$  км –  $\theta = 21.2^\circ$  и на высоте  $h = 240$  км –  $\theta = 27.9^\circ$  (значения  $\theta$  для различных высот и для данного



начального зенитного угла акустического луча  $\theta_0$  были вычислены на основе закона Снеллиуса).

В условиях эксперимента Mill Race угол между направлением геомагнитного поля и осью z составлял  $151^\circ$ . При вертикальном распространении начальный угол  $\alpha$  между акустическим лучом и направлением геомагнитного поля также составляет  $151^\circ$ . С увеличением начального угла  $\theta_0$  от  $0^\circ$  до  $80^\circ$  угол  $\Theta$  на высоте 110 км уменьшается приблизительно от  $151^\circ$  до  $87^\circ$ . С увеличением начального угла  $\theta_0$  от  $0^\circ$  до  $20^\circ$  угол  $\Theta$  на высоте 260 км уменьшается  $\sim$  от  $151^\circ$  до  $79^\circ$ .

Таким образом, для высот от 110 до 260 км могут возникнуть условия, когда между акустическим лучом и геомагнитным полем  $\Theta$  в данной области высот будет равен  $90^\circ$ .

Рис. 6.6 иллюстрирует рассчитанную траекторию акустического луча с начальным зенитным углом  $65.3^\circ$  для мощности взрыва равной 500 т ТНТ и условий Mill Race эксперимента. Можно заметить, что угол между акустическим лучом и направлением геомагнитного поля составляет  $90^\circ$  на высоте 110 км. Из-за изменения траектории луча с высотой, для различных начальных углах выхода луча угол  $\Theta$  будет равен  $90^\circ$  соответственно на различных высотах.

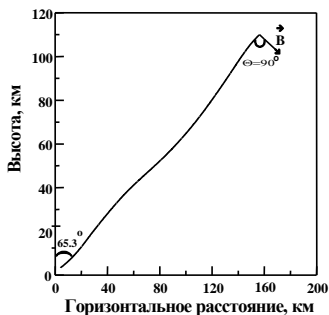


Рис.6.6. Траектория акустического луча с начальным зенитным углом  $65.3^\circ$  для условий Mill Race эксперимента

## **Временные формы акустических импульсов и соответствующих ионосферных возмущений**

Результаты модельных расчетов временных форм акустических импульсов и вызванных ими ионосферных возмущений для различных углов выхода акустического луча и высоты 110 км представлены на рис. 6.7.

### **Анализ результатов расчета**

а) Модельные расчеты показали, что одинаковые временные формы акустических импульсов могут генерировать различные формы ионосферных возмущений (рис. 6.7).

### **Объяснение результата (а)**

Данное различие обусловлено начальным углом выхода акустического луча и соответственно углом между лучом и направлением геомагнитного поля на высоте наблюдения. Особенно различия форм видны, когда этот угол близок к  $90^\circ$  (рис. 6.7 в). При  $\Theta=90^\circ$ , формула для расчета возмущения электронной концентрации (4.5) трансформируется в

$$N(t) = -\frac{N_0}{L} \int v(t) dt .$$

Из формулы видно, что в этом случае воздействие акустического импульса на ионосферу может приводить только к уменьшению электронной концентрации в точке наблюдения (рис. 6.7 в). Также видно, что при  $\Theta=90^\circ$  возмущение электронной концентрации вызывает только сферическое расширение акустического фронта волны во время его распространения. В результате в единице объема пространства энергия акустической волны уменьшается с увеличением пути, и скорость гидродинамических частиц также имеет тенденцию к уменьшению. При этом нейтральные частицы диффундируют вдоль траектории акустического луча, вызывая перемещение заряженных частиц вдоль линий магнитного поля.

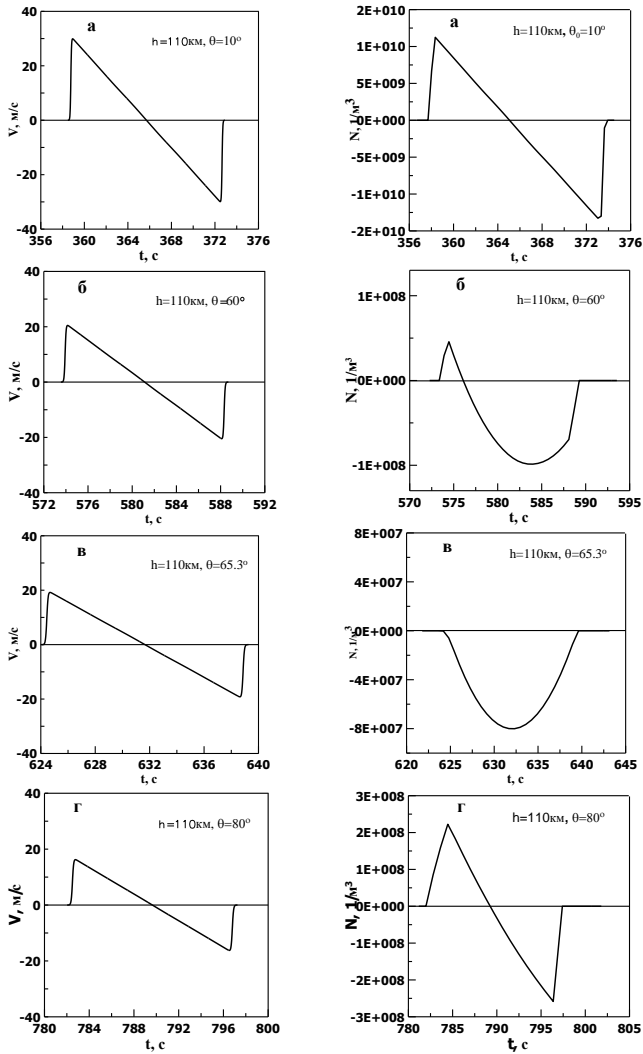


Рис. 6.7. Временные формы акустического импульса (слева) и вызванные им ионосферные возмущения (справа).

Типичную форму ионосферных возмущений для угла  $\Theta$  близкого к  $90^\circ$  иллюстрирует рис. 6.7б. Интересно, что при  $\Theta > 90^\circ$  амплитуда ионосферных возмущений увеличивается, в то время как амплитуда акустического импульса уменьшается (рис.6.7г). Для других случаев типичная форма ионосферных возмущений является треугольной (рис.6.7а,г). В целом временные формы акустических и ионосферных возмущений подобны, отличия возникают лишь в области  $\Theta = 90^\circ$ .

На рис. 6.8 представлены пространственные формы и соответствующие им формы возмущения электронной концентрации.

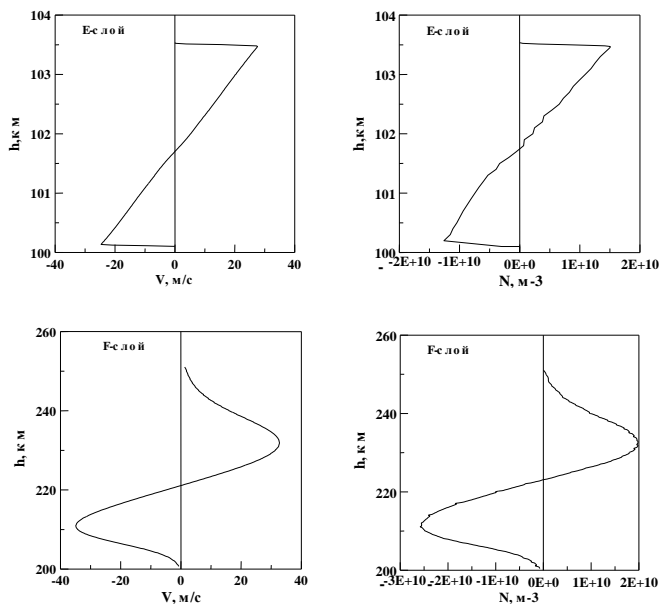


Рис. 6.8. Формы акустического импульса (слева) и соответствующего ионосферного возмущения (справа) для E и F – области ионосферы при  $\theta_0 = 0^\circ$

б) Пространственные формы акустических и ионосферных возмущений в основном подобны.

## Амплитуды ионосферного возмущения для различных горизонтальных расстояний от источника

Расчеты амплитуды ионосферного возмущения для различных горизонтальных расстояний от места взрыва проводились для высот от 100 до 260 км с шагом 10 км и мощности взрыва 100 и 500 т ТНТ для северного, южного и восточного направлений (рис. 6.9).

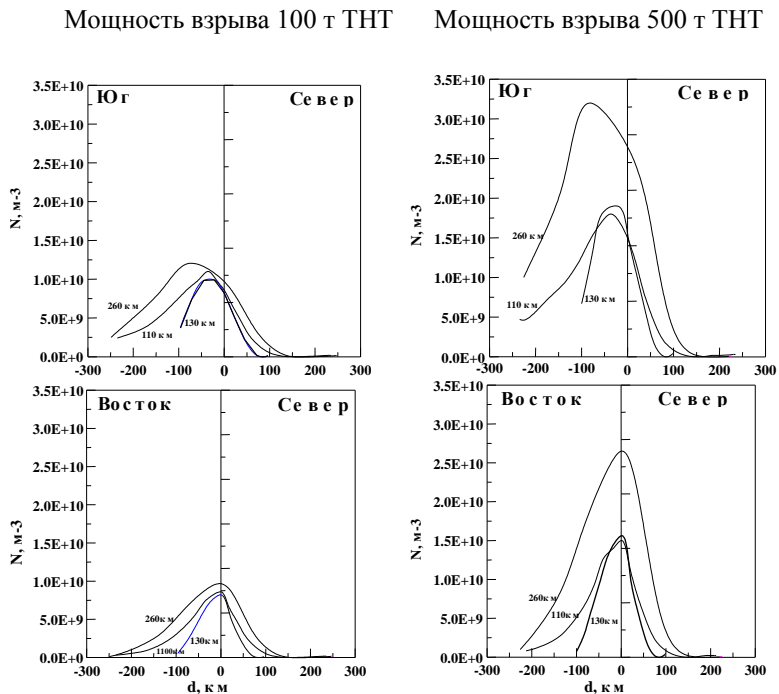


Рис. 6.9. Зависимость амплитуды ионосферного возмущения от горизонтального расстояния от места взрыва

## Анализ результатов расчетов

а) Местоположение по горизонтали максимума амплитуды возмущения электронной концентрации, расположенного в

южном направлении от места взрыва, практически не зависит от высоты атмосферы и мощности взрыва. А горизонтальные размеры ионосферных возмущений достигают в диаметре величин 200–350 км. –получены количественные оценки амплитуды и горизонтальных размеров ионосферных возмущений. Что очень важно для наиболее эффективной организации радиотрассы, в том числе длинной, для доплеровского радиозондирования ионосферы.

Расчеты величины максимальных горизонтальных расстояний, на которых ионосферные возмущения еще наблюдаются, для различных высот ионосферы представлены на рис.6.10.

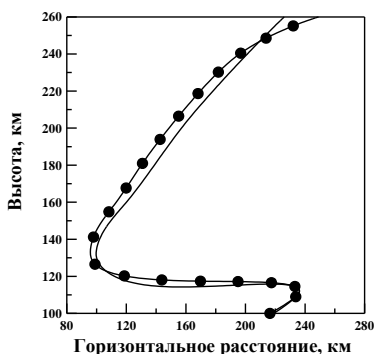


Рис. 6.10. Вариации максимального горизонтального расстояния  $d$  от места взрыва, на котором ионосферные возмущения все еще наблюдаются: кружки – мощность взрыва 100 т TNT; сплошная линия – мощность взрыва 500 т TNT

б) Максимум величины максимальных горизонтальных расстояний, на которых ионосферные возмущения еще наблюдаются появляется на высоте 110 км, а минимум на высоте 130 км для обеих мощностей взрыва. При этом горизонтальные размеры ионосферных возмущений зависят в первую очередь от максимального горизонтального расстояния, на

которое распространяется акустический луч, прежде чем отразится от атмосферы.

### Объяснение результата (б)

Наличие максимума и минимума в высотном профиле для горизонтальных размеров возмущения можно объяснять следующим образом. Для расчета горизонтального расстояния от места взрыва, до которого акустический луч распространяется, использовалось выражение, полученное на основе закона Снелиуса

$$d = \int \frac{\sin \theta_0 dz}{[n^2(z) - \sin^2 \theta_0]^{1/2}}, \quad (6.1)$$

где  $n(z) = \frac{c_0}{c(z)}$ .

Здесь  $c_0$  – скорость звука в начале акустического луча;  $c(z)$  – скорость звука на данной высоте.

Из выражения видно, что значение горизонтального расстояния зависит от начального зенитного угла акустического луча и профиля скорости звука ( $n(z)$ ). На рис. 6.11 показан профиль скорости звука.

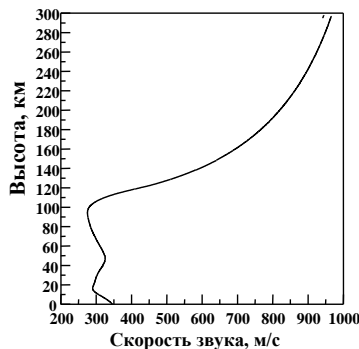


Рис.6.11. Профиль скорости звука

На рис. 6.12 представлены значения максимального начального зенитного угла, при которых акустический луч все еще достигает данной высоты атмосферы для обеих мощностей взрыва.

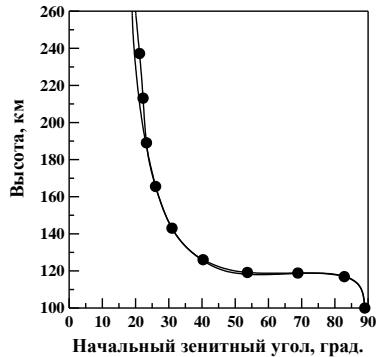


Рис. 6.12. Значение максимального начального зенитного угла, при котором акустический луч все еще достигает данной высоты атмосферы: для мощности взрыва 100 т ТНТ (кружки) и 500 т ТНТ (сплошная линия);

Рис. 6.12 показывает, что акустический луч достигает высот 100 – 110 км, когда максимальное значение начального зенитного угла  $\theta_0$  близко к  $88^\circ$ . Скорость звука увеличивается, начиная со 100 км, а коэффициент преломления  $n(z)$  соответственно уменьшается. В то же время величина  $\theta_0$  является фактически той же самой для высот 100–110 км. В результате согласно формуле (6.1) растет горизонтальное расстояние  $d$ . Выше 110 км  $n(z)$  уменьшается медленно, но  $\theta_0$  и, соответственно,  $\sin \theta_0$  уменьшаются резко. Например, акустический луч достигает высоты 120 км, когда максимальное значение  $\theta_0 = 50^\circ$ . В результате,  $d$  уменьшается, и появляется максимум на высоте 110 км (рис. 6.10). В пределах высот от 110 до 130 км



$\sin \theta_0$  уменьшается быстрее, чем  $n(z)$  ( $\theta_0$  уменьшается от  $88^\circ$  до  $37^\circ$  (рис. 6.12)), и соответственно в этой области высот, согласно формуле (6.1),  $d$  уменьшается. В области высот от 130 до 260 км  $c(z)$  продолжает увеличиваться и,  $n(z)$  соответственно уменьшаться. В то же время  $\theta_0$  уменьшается достаточно медленно: от  $37^\circ$  до  $20^\circ$  (высоты выше 180 км достигают акустические лучи, вышедшие, практически, при одном и том же значении  $\theta_0$  (рис.6.12)) и соответственно медленно уменьшается  $\sin \theta_0$ . Как результат – величина  $d$  увеличивается и возникает минимум на высоте 130 км (рис. 6.11).

### Изменение амплитуды ионосферных возмущений с высотой

Изменение амплитуды ионосферных возмущений с высотой при вертикальном распространении акустического луча для мощностей взрыва 100 и 500 т ТНТ иллюстрирует рис.6.13.

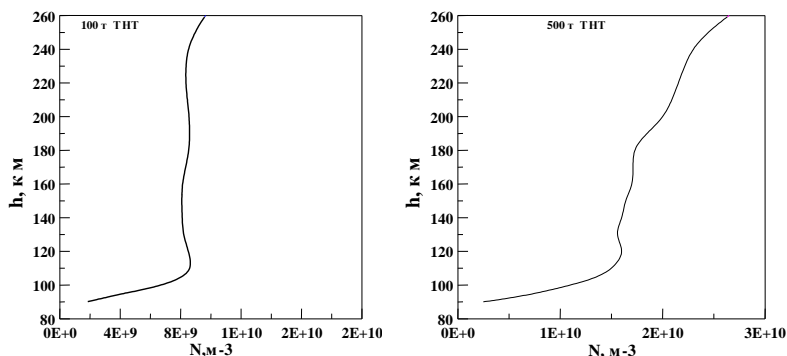


Рис. 6.13. Зависимость амплитуды ионосферного возмущения от высоты

## Анализ результатов расчета

а) В основном амплитуда увеличивается с увеличением высоты для обоих случаев (100 т ТНТ и 500 т ТНТ), при этом максимум наблюдается приблизительно на высоте 110 км.

### Объяснение результата (а)

Формирование высотного профиля ионосферного возмущения обусловлено, в основном, высотным профилем амплитуды акустического импульса и высотным профилем фоновой электронной концентрации.

Изменение амплитуды акустического импульса с высотой для вертикального распространения и мощностей взрыва 100 и 500 т ТНТ представлено на рис. 6.14, а высотное изменение фоновой электронной концентрации на рис. 6.15.

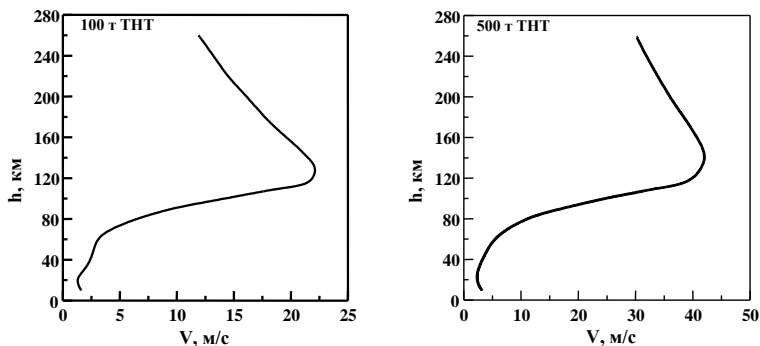


Рис. 6.14. Зависимость скорости гидродинамических частиц в акустическом импульсе от высоты

б) Обнаружен максимум амплитуды акустического импульса на высоте около 120 км (рис. 6.14), а значения фоновой электронной концентрации (рис. 6.15) практически не меняются в пределах области 100–120 км, и их производная минимальна.

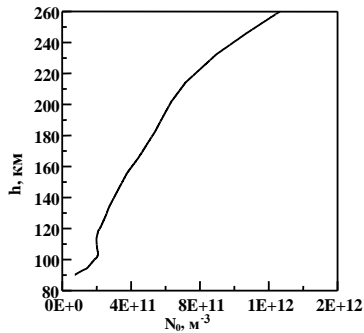


Рис. 6.15.Высотный профиль фоновой электронной концентрации

### Объяснение результата (б)

Оценка вклада каждого из членов формулы (4.5) в возмущение электронной концентрации показала, что для этой области высот формирование ионосферного возмущения обусловлено, главным образом величиной амплитуды акустического импульса и высотной производной фоновой электронной концентрации, которые формируют максимум возмущения. Выше 120 км амплитуда акустического импульса начинает быстро уменьшаться, а фоновые значения электронной концентрации начинают быстро увеличиваться с высотой. В результате выше 120 км вариации фоновой электронной концентрации с высотой начинают играть основную роль в формировании ионосферных возмущений.

### 6.3. Контрольные вопросы

Чем объясняется наличие максимума в высотном профиле амплитуды акустического импульса

Зависит ли величина фазы сжатия импульса при его распространении вверх в атмосфере от начального угла выхода акустического луча.

Объясните, чем обусловлено наличие минимума в величине возмущения электронной концентрации для высот более 100 км.

Объясните, чем обусловлено формирование высотного профиля ионосферного возмущения.

## Глава 7

### **МОДЕЛЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА АТМОСФЕРУ ДЛЯ СИНУСОИДАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА**

Как известно источниками квазисинусоидальных инфразвуковых волн являются торнадо, землетрясения, погодные фронты, сильные бури, а также акустический шум городов. Основная часть энергии от этих источников распространяется вверх через атмосферу, достигая ее верхних слоев.

В данной главе представлена модель, описывающая эволюцию распространения синусоидальных инфразвуковых волн, генерированных искусственным источником на земной поверхности вверх через атмосферу [45]. В качестве источника синусоидальных инфразвуковых волн принята трубка с открытым концом, расположенная на поверхности Земли. При этом «мощность источника инфразвуковых волн с частотой ниже, чем  $f=20$ Гц должна быть равна или больше, чем 10 кВт, чтобы вызвать ионосферные возмущения» [3].

#### **7.1. Определение начальных параметров синусоидальных акустических волн**

Если рассмотреть открытый конец трубки как некоторый источник газа, при этом размеры трубки намного меньше, чем длина инфразвуковой волны ( $\lambda$ ), волны сжатия и разрежения появляются только на большом расстоянии ( $d$ ) от трубки. Когда  $d \gg \lambda$  (волновая зона), интенсивность излучаемого инфразвука определяется [4]

$$I = \frac{\rho S^2 \bar{v}^2}{4\pi c}, \quad (7.1)$$

где  $\rho$  - плотность атмосферы,  $S$  – поперечное сечение трубки,  $v$  – скорость течения газа из конца трубки,  $c$  - скорость звука.

Когда поперечное сечение трубки ( $S$ ) имеет постоянное значение и  $v = v_0 \sin 2\pi ft$  из формулы (7.1) следует  $v_0 = \frac{1}{fS} \sqrt{\frac{2cI}{\pi\rho}}$ .

Данная формула позволяет оценить значение  $v_0$ , когда известна интенсивность ( $I$ ) и частота ( $f$ ) инфразвуковой волны.

Для параметров атмосферы на земной поверхности  $\rho = 1.2$  кг/м<sup>3</sup>,  $c = 345$  м/с и для параметров источника  $S = 38.5$  м<sup>2</sup>, для  $I = 10$  кВт и частотного диапазона от 20 Гц до 0.2 Гц значения  $v_0$  равны от 1.76 м/с до 175.7 м/с, соответственно.

**Волновой фронт инфразвуковой волны**, генерированной искусственным точечным источником, представлен в виде расширяющейся полусферы с начальным радиусом в волновой зоне  $r_0 = 10\lambda$ . Плотность потока энергии, переносимая инфразвуковой волной определяется [3]

$$q = c\rho v^2 \vec{n},$$

где  $v$  - скорость движения гидродинамических частиц,  $\vec{n}$  - единичный вектор в направлении распространения волны.

Соответственно, средний поток энергии  $E_0$ , переносимый инфразвуковой волной через начальную полусферу

$$E_0 = \frac{\rho c S}{T} \int_0^T v^2 dt, \quad (7.2)$$

где  $S = 2\pi r_0^2$ ,  $T$  – длительность синусоидального инфразвукового сигнала.

Положим, что  $E_0 = I$  в волновой области. С помощью формулы (7.2) получим формулу для расчета начальной амплитуды инфразвуковой волны

$$v_0 = \sqrt{\frac{2I}{\rho c S}}. \quad (7.3)$$

## 7.2. Уравнения, описывающие распространение акустической синусоидальной волны

Для создания модели использовалось новое уравнение, полученное на основе решения системы гидродинамических уравнений, которое представлено в главе 3 (уравнения 3.1-3.21). Однако, так как в данном случае источник не импульсный, а синусоидальный, то выражение для начальной функции  $U_{in}$  подынтегрального выражения на начальной высоте  $z_{in}$ , выглядит иначе.

Выражение для начальной функция  $U_{in}$  подынтегрального выражения на начальной высоте  $z_{in}$ , для **синусоидального сигнала**

$$\ln U_{in} = \frac{\varepsilon c \rho v_0}{2\pi f b} (1 - \cos 2\pi f t)$$

### **7.3. Модель для синусоидального источника: основные блоки и программы**

**Модель и соответствующий комплекс программ** включают в себя следующие блоки:

- процесс генерации инфразвукового синусоидального сигнала источником;
- распространение синусоидального сигнала вверх через атмосферу;

**Разработанная программа** включает в себя следующие подпрограммы:

- расчет высотных профилей параметров атмосферы (использовалась модель атмосферы MSIS-90 [33]);
- процесс генерации инфразвукового синусоидального сигнала;
- расчет распространения инфразвукового синусоидального сигнала от места генерации до различных высот атмосферы.

### **7.4. Характеристики распространения акустических волн в атмосфере для синусоидального источника**

На основе модельных расчетов была исследована эволюция инфразвукового синусоидального сигнала, генерированного трубкой с открытым концом, расположенной на земной поверхности, в течение его распространения вертикально вверх через атмосферу.

Расчеты проводились для различных мощностей источника, частот излучаемой инфразвуковой волны и геофизических условий распространения вертикально вверх через атмосферу.

Основой данной модели явилась модель для точечного источника, адекватная эксперименту (см. главу 4), то представленные ниже результаты можно считать достоверными.



## Характеристики модельных профилей атмосферы

Высотные профили плотности и скорости звука атмосферы для различных уровней солнечной активности и сезонов, которые были использованы для расчетов параметров инфразвукового синусоидального сигнала и его распространения вверх через атмосферу представлены на рис. 7.1.

Расчеты сделаны по модели MSIS-90 для следующих условий: F10.7= 90, 140, 210;  $A_p=4$ ; 220 день; LT=13 ч; координаты расположения источника инфразвуковых волн: 43,18N; 76,92E.

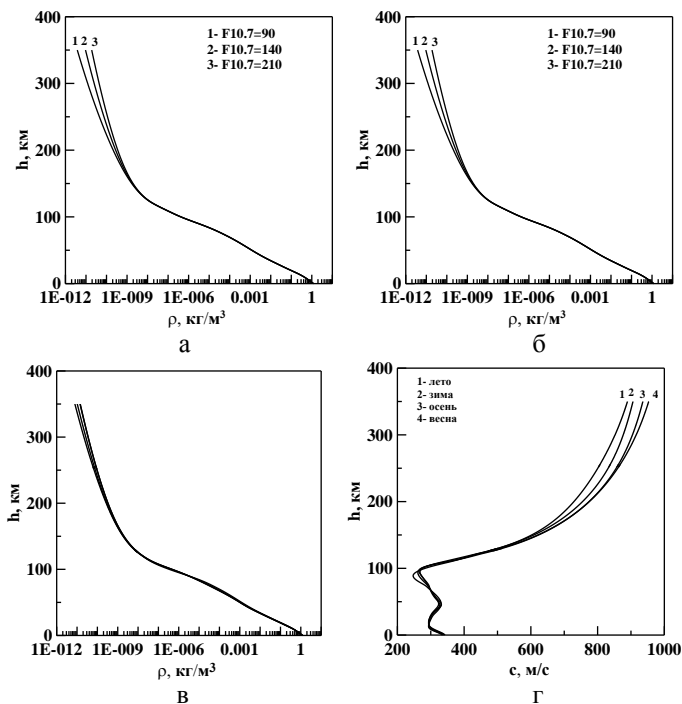


Рис. 7.1. Высотные профили плотности атмосферы и скорости звука:  
а) для трех уровней F10.7;  
б) для четырех сезонов

## Начальная амплитуда инфразвукового синусоидального сигнала

Начальная амплитуда инфразвукового синусоидального сигнала на границе полусферы с начальным радиусом в волновой зоне  $r_0 = 10\lambda$  для скорости звука  $c = 345$  м/с (формула (7.3)) была рассчитана для источника мощностью  $I = 10$  кВт и частотой  $f = 10$  Гц (рис. 7.2).

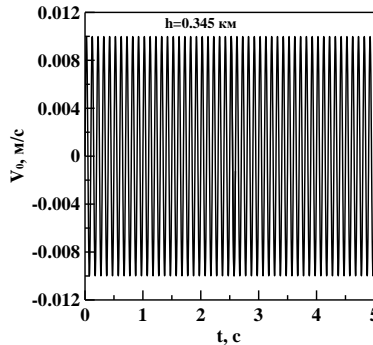


Рис. 7.2 Начальный синусоидальный инфразвуковой сигнал, генерированный источником мощностью  $I = 10$  кВт на земной поверхности

## 7.5. Эволюция инфразвукового синусоидального сигнала при его распространении в атмосфере

На рис. 7.3 представлена эволюция инфразвукового синусоидального сигнала во время его распространения от поверхности Земли до высоты 100 км при условиях: уровень солнечной активности  $F10.7 = 90$  и индекс геомагнитной активности  $A_p = 4$ .

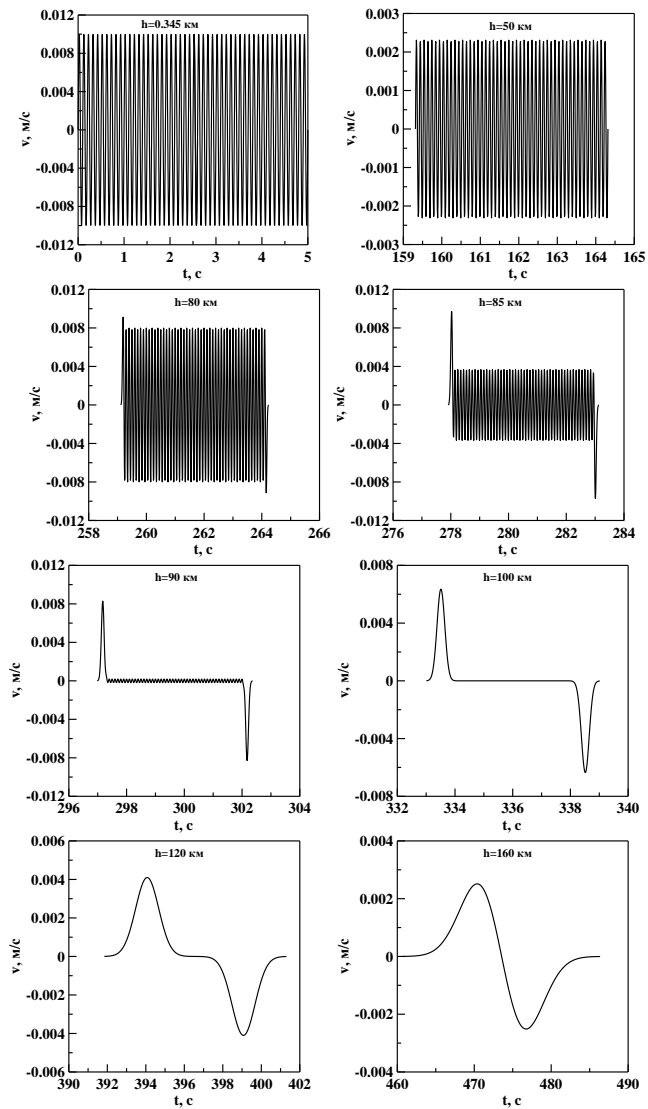


Рис.7.3. Эволюция синусоидального сигнала при вертикальном распространении вверх через атмосферу.

## **Анализ результатов расчета**

а) Синусоидальный сигнал разрушается на высотах ниже 100.

б) На высоте 100 км сохраняются только начальный и конечный импульсы.

в) Выше 100 км вверх через атмосферу распространяется одиночный инфразвуковой импульс.

Исследования показывают, что такой монохроматический сигнал не может нагреть атмосферу выше 100 км и модифицировать ионосферную плазму, как предполагали авторы работы [3].

Из общих соображений ясно, что изменение спектральной структуры сигнала может быть вызвано только нелинейной трансформацией. Действительно, известно [4], что скорость распространения фазы сжатия волны больше, чем скорость фазы разрежения. В результате фазы сжатия должны «нагнать» фазы разрежения «внутри» синусоиды, и должно произойти их взаимное уничтожение. В то же самое время начальная фаза сжатия и конечная фаза разрежения не взаимодействуют с другими фазами. Поэтому, описанный механизм уничтожения не влияет на эти фазы. Они распространяются в атмосфере как одиночный сигнал.

Результаты, представленные на рис. 7.3 подтверждают это заключение. Расчеты проводились до тех высот атмосферы, пока синусоидальный сигнал не разрушался полностью.

## **Зависимость инфразвукового синусоидального сигнала от мощности источника**

Зависимость амплитуды начального инфразвукового сигнала в волновой зоне (радиус волновой зоны для рассматриваемого случая- 345 м от поверхности Земли) от мощности источника для геофизических условий ( $F_{10.7}= 140$  и  $A_p=4$ ) и частоты генерируемого инфразвукового сигнала ( $f=10$ Гц) представлена на рис. 7.4.

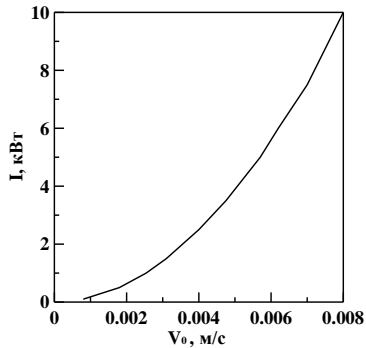


Рис. 7.4 Зависимость амплитуды начального синусоидального инфразвукового сигнала от мощности источника.

### Анализ результатов расчета

Из рисунка видно, что с увеличением мощности источника инфразвука амплитуда увеличивается. Такая зависимость легко просматривается при анализе выражения для расчета начальной амплитуды скорости гидродинамических частиц (3.3). Следует отметить, что величина начальной амплитуды сигнала не зависит от уровня солнечной активности и сезона. Это объясняется тем, что для данного радиуса волновой зоны, используемые при ее расчете параметры атмосферы (плотность и скорость звука) практически не зависят от уровня солнечной активности и сезона (рис.7.1).

### Зависимость начальной амплитуды синусоидального сигнала от величины начального радиуса волновой зоны и частоты генерируемого сигнала

Изменение величины начальной амплитуды инфразвукового сигнала в зависимости от величины начального радиуса

волновой зоны ( $r_0$ ) и частоты генерируемого сигнала для мощности источника  $W=10\text{кВт}$  представлены на рис. 7.5.

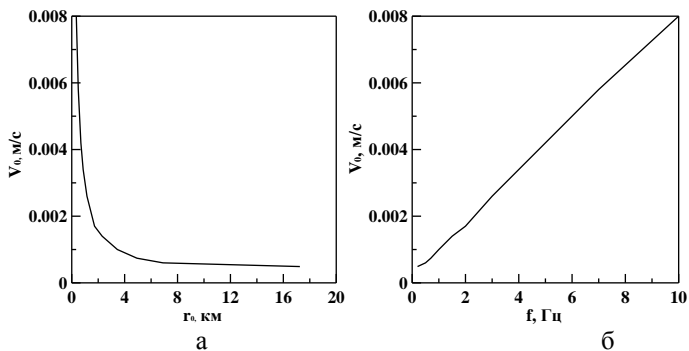


Рис. 7.5 Изменение начальной амплитуды инфразвукового сигнала с величиной начального радиуса волновой зоны (а) и частотой генерируемого сигнала (б).

### Анализ результатов расчета

а) Начальная амплитуда инфразвукового сигнала линейно увеличивается с увеличением частоты генерируемого сигнала;

б) Начальная амплитуда инфразвукового сигнала уменьшается с увеличением начального радиуса волнового фронта: на расстоянии от 0.5 км до 4 км от источника амплитуда уменьшается приблизительно в восемь раз, а от 4 км до 8 км приблизительно в полтора раза. С увеличением начального радиуса волновой зоны, величина начальной амплитуда инфразвукового сигнала все меньше зависит от него.

### Объяснение результата (б)

Все меньшая зависимость начальной амплитуды инфразвукового сигнала с увеличением начального радиуса волновой зоны объясняется сферической расходимостью волнового фронта.

## Изменения величины амплитуды инфразвукового сигнала с высотой для различных частот, генерируемого сигнала

Высотные профили амплитуды сигнала для частот генерированного сигнала  $f=1$  Гц ( $r_0=3.45$  км) и  $f=10$  Гц ( $r_0=0.345$  км), а также мощностей  $W=0.1, 1, 10$  кВт представлены на рис. 7.6.

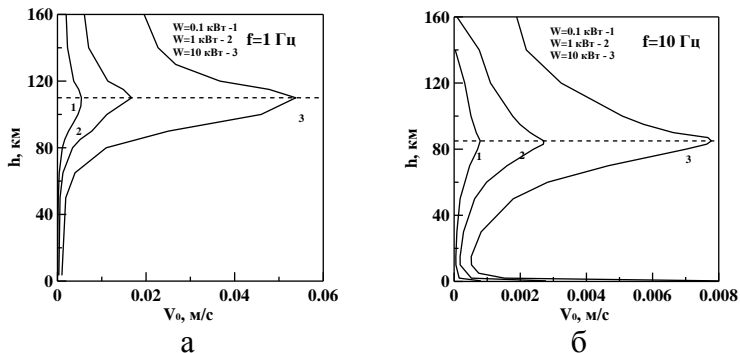


Рис. 7.6. Зависимость амплитуды инфразвукового сигнала от высоты атмосферы для частоты сигнала  $f=1$  Гц (а) и  $f=10$  Гц (б) при  $W=0.1, 1, 10$  кВт.

### Анализ результатов расчета

а) Максимум величины амплитуды для частоты  $f=1$  Гц находится на высоте 110 км, а для  $f=10$  Гц – на высоте 85 км. И его местоположение не зависит от мощности источника для данной частоты.

### Объяснение результата (а)

Сигнал большей частоты быстрее поглощается при распространении вверх через атмосферу: для частоты 10 Гц амплитуда резко уменьшается от 0.345 км до 2 км, что обусловлено преимущественным влиянием фактора расходимости волнового фронта по сравнению с другими в данной области высот.

б) Величина максимума амплитуды тем больше, чем меньше частота генерируемого сигнала, хотя начальная амплитуда сигнала тем меньше, чем меньше его частота.

### **Объяснение результата (б)**

Такая зависимость связана с тем, что начальный радиус волновой зоны сигнала меньшей частоты (а, следовательно, и амплитуды) больше, чем для большей частоты. Соответственно сигнал начинает распространяться с большей высоты атмосферы, и фактор расходимости волнового фронта, который приводит к уменьшению амплитуды, не оказывает сильного влияния. В то же самое время фактор уменьшения плотности атмосферы с высотой, который приводит к увеличению амплитуды сигнала, оказывает существенное влияние на процесс распространения инфразвукового сигнала.

**Следует заметить**, что рассматривается изменение величины амплитуды начального импульса в сигнале, который не взаимодействует с последующей за ним фазой разрежения, в этом смысле сохраняется при распространении вверх через атмосферу (рис.7.3).

### **Эволюция инфразвуковых сигналов в атмосфере для различных частот генерируемого сигнала**

Исследования эволюции инфразвуковых сигналов при распространении вверх через атмосферу для различных частот генерируемого сигнала проводились, с целью дальнейшего решения проблемы трансформации акустической энергии, при распространении синусоидальных сигналов, генерированных различными источниками, от земной поверхности до высот атмосферы. Как отмечалось выше, изменение спектральной структуры сигнала может быть вызвано только нелинейной трансформацией.



Расчетные формы сигналов частотой  $f=1$  Гц и  $f=10$  Гц ( $W=1$  кВт) для различных высот атмосферы представлены на рис.7.7.

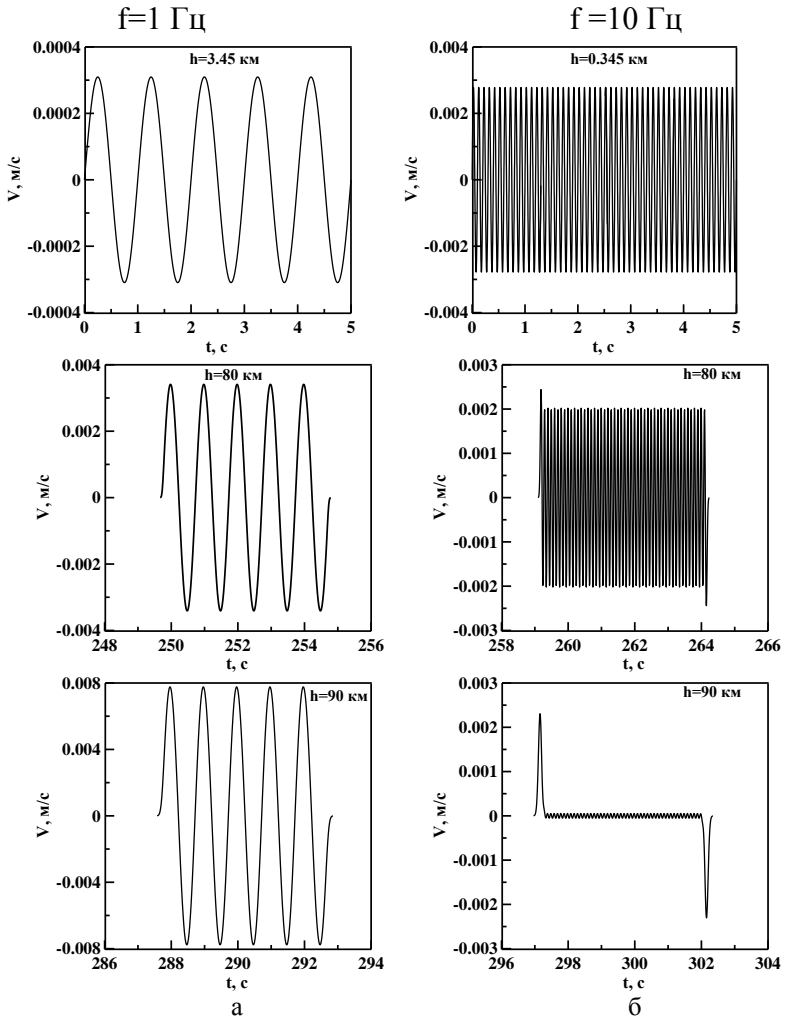


Рис.7.7. Эволюция синусоидальных инфразвуковых сигналов, генерированных точечным источником мощностью  $W=1$  кВт, для частоты сигнала:  $f=1$  Гц (а);  $f=10$  Гц (б).

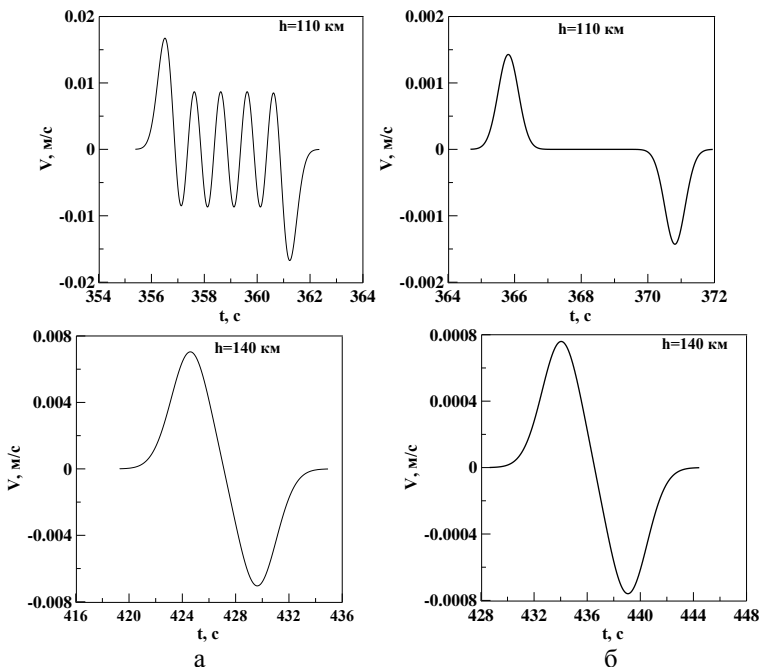


Рис.7.7. Эволюция синусоидальных инфразвуковых сигналов, генерированных точечным источником мощностью  $W=1$  кВт, для частоты сигнала:  $f=1$  Гц (а);  $f=10$  Гц(б) (продолжение).

### Анализ результатов расчета

а) Синусоидальный сигнал большей частоты разрушается на меньших высотах, например: для  $f=10$  Гц - на высоте  $h=90$  km, а для  $f=1$  Гц - на высоте  $h=120$  km.

Таким образом, поглощающие свойства атмосферы сильнее влияют на сигналы большей частоты.

Как отмечалось ранее, все исследования проводились для синусоидального точечного источника, т.е. изучалось распространение синусоидальных волн со сферически расходящимся волновым фронтом.

## 7.6. Эволюция акустических сигналов в атмосфере для сферического и плоского фронта волны

Результаты расчета эволюции сферической и плоской синусоидальных волн частотой 10 Гц (мощность источника  $W=10\text{кВт}$ ) по мере их распространения вертикально вверх через атмосферу до высоты 120 км представлены, для примера, на рис. 7.8 и рис.7.8 (продолжение).

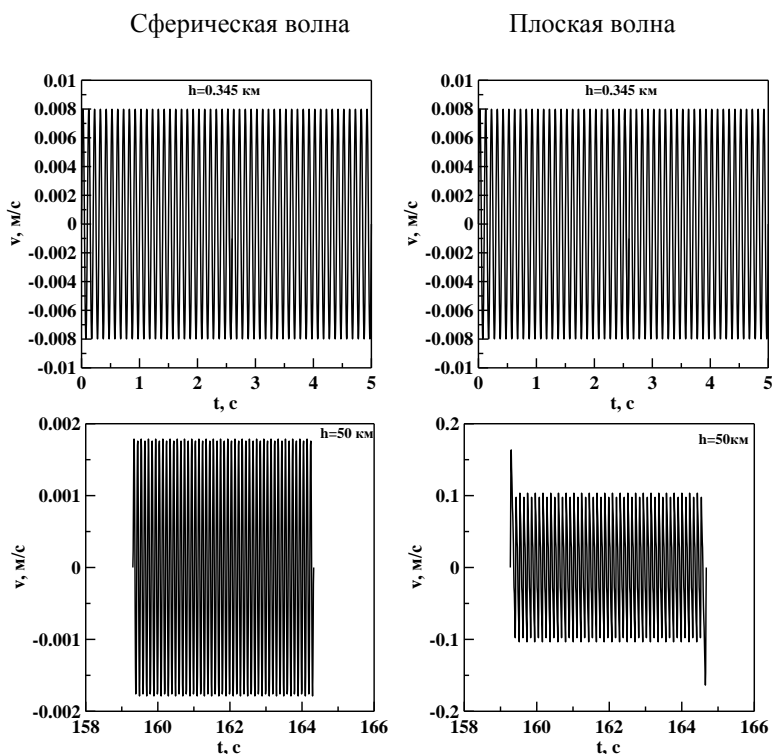


Рис.7.8. Эволюция сферической и плоской волн частотой 10 Гц ( $W=10\text{кВт}$ ) в атмосфере

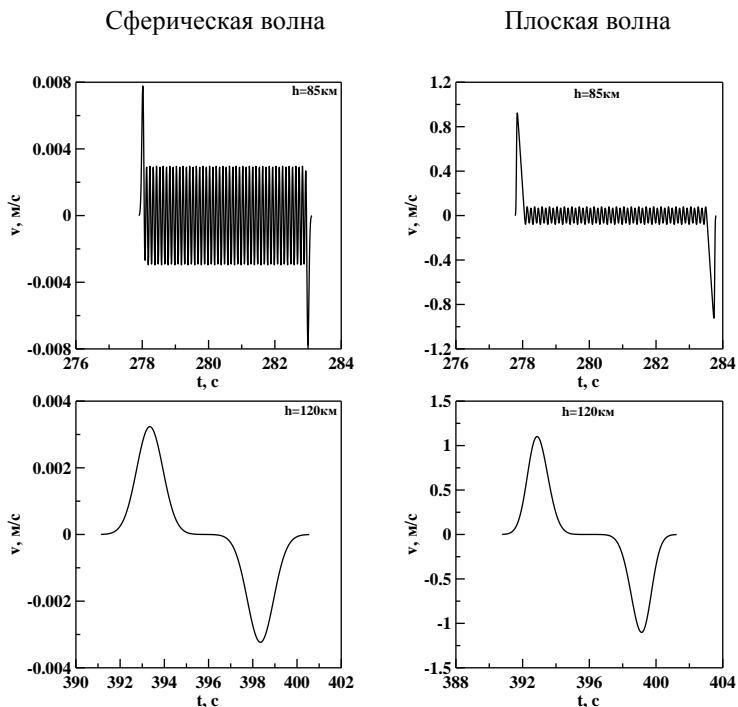


Рис.7.8. Эволюция сферической и плоской волн частотой 10 Гц ( $W=10\text{ кВт}$ ) в атмосфере (продолжение).

### Анализ результатов расчета

а) Разрушение плоской волны происходит на более низких высотах, чем сферической.

### Объяснение результата (а)

При распространении плоской волны отсутствует влияние эффекта геометрической расходимости фронта, при этом амплитуда плоской волны почти на три порядка больше, чем для сферической, и нелинейные эффекты оказывают более существенное влияние.

б) Для обоих типов волн полное разрушение волны происходит на высоте 120 км.

Данный результат требует последующего исследования, что и будет сделано в следующем году.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованием вопроса распространения акустических волн в атмосфере занимаются ученые многих стран. Эти исследования важны как с точки зрения фундаментальной науки, так и в прикладном аспекте.

В настоящем учебном пособии представлено новое дифференциальное уравнение и его решение в аналитическом виде, позволяющие описать эволюцию акустического импульса произвольной формы при его распространении в реальной неоднородной атмосфере, с учетом поглощения, нелинейных эффектов, геометрического расширения волнового фронта, а также разработанная на их основе численная модель.

На сегодняшний день данная теория и соответствующая численная модель наиболее полно описывают весь комплекс процессов, сопровождающих распространение акустических волн в атмосфере. А модель является единственной, проверенной на экспериментальных данных для области высот от нижней до верхней атмосферы. И данная проверка для точечного импульсного источника (сосредоточенный наземный химический взрыв) генерации акустических волн показала очень хорошее согласие между модельными расчетами и экспериментом. Так коэффициент корреляции между экспериментальными и расчетными «портретами» (записи акустических возмущений и возмущений доплеровского сдвига частоты) одновременно для восьми точек пространства (высоты от 8.6 км до 263 км) составил величины 0.85–0.98.

Модельные расчеты позволили выявить пространственно-временные характеристики распространения акустических волн в атмосфере. Например, что величина скорости движения гидродинамических частиц под воздействием акустической волны достигает максимума в области высот 100 км–130 км, который не зависит от начального угла выхода

акустической волны и мощности точечного импульсного источника (взрыва); определены размеры акустических возмущений на разных высотах, для различных мощностей взрывы; найдено, что характерная форма возмущения доплеровского сдвига частоты уменьшается с увеличением горизонтального расстояния, а значение временного интервала между характерными точками возмущения (положительными пиками) мало зависит от горизонтального местоположения области отражения радиолуча от места взрыва; показано, что одни и те же формы акустического возмущения могут вызывать различные формы ионосферных возмущений в зависимости от угла между направлением геомагнитного поля и траекторией акустического луча на высоте формирования ионосферного возмущения. Так как модель является адекватной эксперименту, то следует полагать, что полученные характеристики отражают реальную картину распространения акустических волн в атмосфере.

Известно, что многие источники акустической энергии естественного происхождения являются квазисинусоидальными. В этой связи несомненный интерес представляет, представленная в учебном пособии модель распространения синусоидальной акустической волны и описанная на ее основе эволюция инфразвукового синусоидального сигнала (генерированного трубкой с открытым концом, расположенной на земной поверхности) в атмосфере. Например получено, что синусоидальный инфразвуковой сигнал разрушается из-за нелинейных процессов во время его распространения вверх через атмосферу – сигнал трансформируется в начальный и конечный импульсы, которые соответствуют началу и концу синусоидального сигнала; выявлено появление максимума величины амплитуды синусоидального сигнала, местоположение которого в атмосфере не зависит от мощности источника для данной частоты и она тем больше, чем меньше частота генерируемого сигнала; показано, что чем больше частота инфра-

звукового сигнала, тем ниже высота атмосферы, где он разрушается. Например: для  $f = 10$  Гц сигнал поглощается атмосферой на высоте  $h = 90$  km, а для  $f = 1$  Гц - на высоте  $h = 120$  km.

Основой данной модели явилась модель для точечного источника, адекватная эксперименту, то представленные результаты можно считать достоверными. Однако, было бы хорошо проверить данную модель на эксперименте, аналогично тому, как это было сделано для импульсного источника (взрыв Mill Race). К сожалению, на сегодняшний день информации о проведении таких экспериментов нет.

Представленный материал отражает последние достижения в развитии теории и моделирования процесса распространения акустических волн от поверхности земли и, несомненно, будет очень полезен для понимания волновых процессов, происходящих в атмосфере



## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Drobzheva Ya., Krasnov V.M. The acoustic field in the atmosphere and ionosphere caused by a point explosion on the ground. // J. Atmos. and Solar-Terr. Phys. 2003. V. 65. – Issue 3. – P. 369–377.

2. Blanc E., Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources: A summary // Annales Geophysicae – 1985. V.3. – 673–688.

3. Rapoport, V.O., Bessalov, P.A., Mityakov, N.A., Parrot, M., Ryzhov, N.A., Feasibility study of ionospheric perturbations triggered by monochromatic infrasonic waves emitted with a ground-based experiment // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics – 2004. V.66. – P.1011–1017.

4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Т. VI Гидродинамика. – М: Наука, 1986, 733с.

5. Dieminger W. and Kohl H. Effects of nuclear explosions on the ionosphere // Nature – 1962. – V.193. – P.963–964.

6. Krasnov V.M., Remote monitoring of nuclear explosions during radio sounding of ionosphere over explosion site. Proceedings of the 16<sup>th</sup> National Radio Science Conference, Egypt. – 1999. P. 280–288.

7. Banister J. and Hereford W.V. Observed high-altitude pressure wave from an underground and surface explosion // J. Geophys. Res. – 1991. – V. 96. – № D3. – P. 5185–5193.

8. Нагорский П.М. О возмущениях электронной концентрации в ионосфере, вызываемых наземными взрывами // Известия АН СССР. Сер. "Физика Земли". – 1985. – № 11. – С.66–71.

9. Pokhotelov O.A. Parrot V. Fedorov E.N. Response of the ionosphere to natural and man-made acoustic sources // Annales Geophysicae. – 1995. – V. 13. – P. 1197–1210.

10. Fitzgerald T.J. and Carlos R.C. Effects of 450-kg surface explosions on HF radio reflection from the E layer // *Radio Science*. – 1997. – V. 32. – № 1. – P. 169–180.

11. Bedard A.J., Georges T.M. Atmospheric Infrasound // *Physics Today*, – 2000. – March. – P. 32–37.

12. Нагорский П.М. Анализ отклика КВ-радиосигнала на возмущения ионосферной плазмы, вызванные ударно-акустическими волнами// *Известия ВУЗов. Радиофизика*, – 1999, – Т. 13. – С. 36–44.

13. Нагорский П.М. Неоднородная структура F области ионосферы, образованная ракетами// *Геомагнетизм и аэронавигация*. – 1998. – Е.38. – С. 100–106.

14. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. – М.: Наука, 1986, 400 с.

15. Jacobson A. R. and Carlos R. C. Observations of acoustic-gravity waves in the thermosphere following Space Shuttle ascents// *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* – 1994. – V.56. – № 4. – P.525–528.

16. Руденко О.В., Солюян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. – М: Наука, 1975, 287 с.

17. Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков. – М: Наука, 1982, 174 с.

18. Васильева О.А., Карабутов А.А., Лапшин Е.А., Руденко О.В. Взаимодействие одномерных волн в средах без дисперсии. – М: МГУ, 1983, 151 с.

19. Солюян С.И., Хохлов Р.В. Распространение акустических волн конечной амплитуды в диссипативной среде // *Вестник МГУ. Сер. физика, астрономия*. – 1961. – № 3. – С. 52–61.

20. Кузнецов В.И. Уравнения нелинейной акустики // *Акустический журнал*. – 1970. – Т. XVI. – Вып. 4. – С. 548–553.

21. Разин А.В. Фридман В.Е. Эффект “одномерности” при распространении нелинейной акустической волны от точечно-

го источника в стандартной атмосфере // Акустический журнал. – 1995. – Т. 41. – № 24. – С. 281–285.

22. Орлов В.В. Уралов А.М. Реакция ионосферы на слабый наземный взрыв // Известия АН СССР. Сер. "Физика атмосферы и океана". – 1984. – Т. 20 – № 6. – С. 476–484.

23. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М: Мир, 1978, 532 с.

24. Альперович Л.С., Вугмейстер Б.О., Гохберг М.Б., Краснов В.М. и др. Ионосферные эффекты, скоррелированные с вариациями геомагнитного поля, наблюдавшиеся во время эксперимента МАССА // Известия АН СССР. Сер. "Физика Земли". – 1985. – № 11. – С.83–87.

25. Warsaw S.I. On a finite amplitude extension of geometric acoustic in a moving, inhomogeneous atmosphere // Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-53055, USA. – 1980. – 20 p.

26. Руденко О.В. Сухорукова А.К. Нелинейные пилообразные волны в неоднородной среде // Акустический журнал. – 1991. – Т. 37. – № 4. – С. 753–759.

27. Warsaw S.I. Dubois P.F. Preliminary theoretical acoustic and RF sounding calculation for Mill Race // LLNL Report 550, USA. – 1981. – 20 p.

28. Reed J.W. Atmospheric attenuation of explosion waves // J. Acoust. Soc. Amer. – 1977. – V.61. – № 1. – P. 39–47.

29. Drobzheva Ya.V. Krasnov V.M. Initial signature of an acoustic impulse and the model of its vertical-oblique propagation in the atmosphere (on the basis of results of Mill Race explosion) // Acoustical Physics. – 1999. – V. 45. – № 2. – P. 190–195.

30. Drobzheva Ya.V. Krasnov V.M. Acoustic energy transfer to the upper atmosphere from surface chemical and underground nuclear explosions // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2006. – V. 68. – P. 578–585.

31. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М: Наука, 1964.

32.Краснов В.М. Характеристики распространения слабых ударных волн в неоднородной атмосфере // Акустический журнал. – 1993. – Т. 39. – С. 498–504.

33.Hedin A.E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. – 1991. – A96. – P. 1159–1172.

34.Hedin A.E. at all Empirical model for the upper, middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. – 1996. – V. 58. – P. 1421–1447.

35.Bilitza D. International Reference Ionosphere. National Space Science Data Center, NSSDC/WDC-A-R&90-22, Green belt, Maryland, 1990.

36.Miles J.W. Decay of spherical blast waves // Phys. Fluids. – 1967. – V. 10. – № 12. – P. 2706–2708.

37.Forbes J.M. Garrett H.B. Theoretical studies of atmospheric tides // Rev. Geophys. Space Phys. – 1979. – № 17. – P. 1951–1981.

38.Краснов В.М. Пеленицын Г.М. Рясков О.Е. Салихов Н.М. Модель отклика ионосферы на наземные промышленные взрывы // Вестник АН Каз.ССР. – 1991. – № 8. – С. 44–49.

39.Куличков С.Н. Постоянство «акустического импульса» при дальнем распространении инфразвука в атмосфере// Известия РАН. Физика атмосферы и океана – 2002. – Т.38. – № 5. – С.658– 664.

40.Drobzheva Ya. V. Krasnov V. M. The acoustic field in the atmosphere and ionosphere caused by a point explosion on the ground // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2003. – V. 65. – Issue 3 – P. 369–377.

41.Drobzheva Ya.V. Krasnov V.M. The spatial structure of the acoustic wave field generated in the atmosphere by a point explosion // Acoustical Physics. – 2001. – V. 47. – №5 – P. 556–564.

42.Grover F.H. Infrasonic and seismic wave records from the Flixborough and St Bridget Explosions, AWRE, Aldermaston, AWRE Report No. 046/74, 1974.

43. Krasnov V. M., Drobzheva Ya. V., J E S Venart and J. Lastovicka. A Re-analysis of the Atmospheric and Ionospheric Effects of the Flixborough Explosion // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2003. – V.65. – Issues 11-13. – p.1205–1212.

44. Venart J. E. S. and Tan D.M. Flixborough: twenty-five years after; the final resolution? / ICPVT-9, 9 th. Int. Conference on Pressure Vessel Technology. – Sydney. – 2000. – № 2. – P. 525–539.

45. Krasnov V. M., Drobzheva Ya. V., Lastovicka J. Acoustic energy transfer to the upper atmosphere from sinusoidal sources and a role of non-linear processes // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2007. – V.69. – Issues 12. – pp.1357–1365.

Учебное пособие

**Дробжева Яна Викторовна**

**ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ И КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ  
АКУСТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ В АТМОСФЕРЕ**

*Учебное пособие*

Подписано в печать 12.07.2016 Формат 60х90/16  
Бумага офсетная. Усл. печ. л. 7,0  
Тираж 50 экз. Заказ 317

---

Отпечатано в типографии «Адмирал»  
199178, Санкт-Петербург, В.О., 7-я линия, д.84 А