

В.М. Краснов, Я.В. Дробжева

**НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА
В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ В
РАМКАХ АНАЛИТИЧЕСКИХ
РЕШЕНИЙ**

Санкт-Петербург
2018

УДК 551.596

Рецензенты:

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

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

Утверждено к печати Ученым советом метеорологического факультета ФГБОУ ВО «Российский государственный гидрометеорологический университет»

Краснов В.М., Дробжева Я.В.

Нелинейная акустика в неоднородной атмосфере в рамках аналитических решений / В.М. Краснов, Я.В. Дробжева. — СПб.: полиграфическое предприятие «КРОМ-Принт», 2018. —172 с.

Монография содержит систематическое изложение теории нелинейной акустики в неоднородной атмосфере. Даны точные и приближенные решения волнового уравнения и их физический анализ. Представлены численные модели распространения акустических волн от точечного и протяженного источников, учитывающие неоднородность атмосферы, нелинейные эффекты, расходимость волнового фронта и поглощение. Адекватность моделей показана на примере решения практических задач для взрывов и землетрясений; описаны пространственно-временные закономерности акустических полей и их влияние на ионосферу.

Монография рассчитана на физиков — научных работников, аспирантов, магистрантов и студентов старших курсов, а также на лиц, интересующихся теорией распространения акустических волн в неоднородной атмосфере с учетом нелинейных эффектов и их влияния на ионосферу.

УДК 551.596

ISBN 978-5-9908660-2-7

© В.М. Краснов, 2018

© Я.В. Дробжева, 2018

Оглавление

Введение.....	5
1. Вывод волнового уравнения и его решение, описывающие эволюцию формы и время распространения акустического импульса в неоднородной атмосфере	12
2. Влияние акустической волны на возмущение ионосферной плазмы	24
3. Экспериментальная проверка решений волнового уравнения	29
3.1. Акустические волны от точечного взрыва	29
3.2. Акустические волны от протяженного источника.....	41
3.2.1 Использование интеграла Рэлея для расчета акустического поля при подземном взрыве	42
3.2.2 Использование интеграла Рэлея для расчета акустического поля при землетрясениях	46
4. Закономерности распространения акустических волн в атмосфере и их влияние на ионосферу.....	60
4.1.Пространственно-временные характеристики акустических полей и ионосферные возмущения от точечного импульсного источника.	60
4.2. Эволюция квазисинусоидального акустического сигнала при его распространении в верхние слои атмосферы, нагрев атмосферы	70
4.2.1 Поршневой точечный источник квазисинусоидальных акустических волн.....	70
4.2.2 Плоский источник квазисинусоидальных акустических волн.....	76
4.2.3 Интенсивный шторм, как источник квазисинусоидальных акустических волн.....	77
4.3 Влияние квазисинусоидальных акустических генераторов на ионосферу	81
4.4 Энергия, переносимая в верхние слои атмосферы от поверхности Земли при точечном наземном химическом и подземном взрыве	87
4.4.1 Поток энергии от точечного источника	89
4.4.2 Поток энергии от подземного ядерного взрыва	91
4.5. Распространение ударных и акустических волн в атмосфере от цилиндрического источника и их воздействие на ионосферу.	97
5. Учет нелинейных эффектов и неоднородности атмосферы при оценке мощности взрыва челябинского метеороида	106
6 Роль нелинейных процессов при отражении акустических волн в атмосфере.....	118

7 Необходимость учета нелинейных эффектов при анализе откликов ионосферы, зарегистрированных с помощью спутниковых радиосигналов, во время землетрясения.....	131
8. Влияние неоднородности атмосферы на работу звукового анемометра	139
9 Методика оценки мощности взрыва	143
Заключение	154
Список литературы	160

Введение

Развитие фазового (доплеровского) метода радиозондирования ионосферы (Дэвис [1]) в 60-х годах прошлого века позволило начать исследования ионосферных возмущений с периодами порядка единиц и десятков секунд. Это обстоятельство открыло, в том числе, возможность регистрации воздействия акустических волн на ионосферу при их распространении от земной поверхности. Первое убедительное экспериментальное подтверждение переноса энергии и импульса акустической волной от земной поверхности до области максимума F-слоя ионосферы было получено Barry, Griffiths и Taenzer в 1966 г. [2] при проведении специального исследовательского химического взрыва мощностью ~500 т ТНТ (тринитротолуол). В последующем этот результат был подтвержден почти одновременно при проведении исследовательских химических взрывов: в США (16.09.1981) – Mill Race [3] и в СССР (28.11.1981) – МАССА [4]. Главной целью этих экспериментов, в практическом плане, было развитие радиофизических методов дистанционного контроля взрывов. Например, Wouters [5] предполагал, что подземный взрыв инициирует комплекс последовательных физических явлений (рис. В.1). Ударная волна, генерируемая подземным взрывом, проходит из глубины до земной поверхности и вызывает ее вертикальное движение. Акустический импульс, генерируемый движением земной поверхности, распространяется вверх через атмосферу, возрастая по мере подъема по амплитуде (благодаря уменьшению плотности атмосферы с высотой и закона сохранения количества движений). На высотах ионосферы акустический импульс взаимодействует со свободными электронами (через столкновения с ионами)

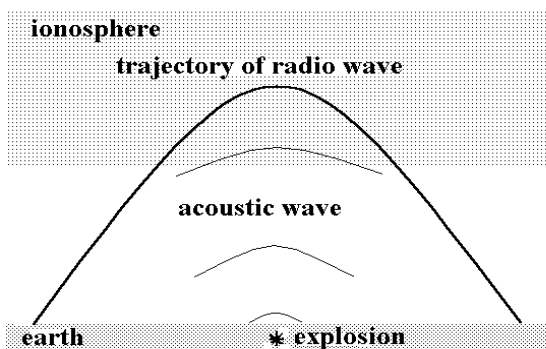


Рис. В.1. Схематическое изображение главных физических явлений, связывающих ионосферное возмущение с подземным взрывом

возмущая фоновую концентрацию электронов. Возмущение концентрации электронов может быть «обнаружено» радиоволной, проходящей через это возмущение. К этому важно добавить, что радиозондирование ионосферы, по сравнению с парашютными экспериментами, позволяет гораздо легче проводить измерения параметров акустической волны непосредственно над местом взрыва. Кроме того преимуществом ионосферного метода контроля взрывов по сравнению с другими дистанционными методами является возможность записи параметров «акустического сигнала» непосредственно над местом взрыва (в ближней зоне), что значительно облегчает решение задачи идентификации и оценки мощности взрыва (при распространении на дальние расстояния акустических или сейсмических волн уменьшается отношение сигнал к шуму и возможны искажения, в том числе, интерференционного характера).

В научном плане, мощные взрывы по воздействию на среду являются близкими по своей физической природе к естественным явлениям, таким как землетрясения, изверже-

ния вулканов и др. Поэтому для изучения и моделирования ионосферных эффектов при сейсмоакустических явлениях эксперименты с наземными химическими взрывами представляются перспективными.

Несомненно, что решение описанных задач требует развития моделей различных физических явлений, включая распространение акустических волн в неоднородной атмосфере, их воздействие на ионосферу и на характеристики зондирующей радиоволны. При этом, для оценки адекватности модели, необходимым условием является: получение количественных оценок с предоставлением показателей точности расчета. Например, Barry, Griffiths и Taenzer) [2] проводили интерпретацию своего эксперимента со взрывом в приближении линейной акустики и плоской волны. Также они предполагали, что существование ударной волны, переходящей далее в акустическую, ограничивается расстоянием 1150 м от места взрыва. В результате, модельная длительность ионосферного отклика на взрыв оказалась в ~ 2 раза меньше экспериментальной.

Для интерпретации эксперимента Mill Race Warshaw (1980г) [6], на основе одномерного волнового уравнения Блохинцева [7] для движущейся неоднородной атмосферы, получил дифференциальное уравнение первого порядка, описывающее распространение акустического импульса конечной амплитуды с учетом нелинейных процессов. Далее Warshaw и Dubois [3] решали это уравнение с помощью численных методов вдоль траекторий акустических лучей. В результате они получили близкое согласие рассчитанных и экспериментальных откликов доплеровского сдвига частоты радиоволн на взрыв. К сожалению, для описания фоновой атмосферы они использовали стандартную атмосферу (1976 US Standard Atmosphere). В то время как взрыв проводился в период высокой солнечной активности ($F10.7=204.8$), и по-

этому реальный температурный профиль выше 100 км мог существенно отличаться от стандартного, и соответственно результаты расчета акустических импульсов также могли отличаться от экспериментальных.

Проведение экспериментов с исследовательскими взрывами, а также повышенный интерес международного научного сообщества к вопросам распространения механических колебаний в различных средах и их взаимодействия друг с другом привел к бурному развитию теории нелинейной акустики: опубликованы сотни работ. В России развитие теории нелинейной акустики с учетом вязкости и теплопроводности, в основном, связывают с работами школы академика Р.В. Хохлова (Ахманов [8]). Хохлов для упрощения гидродинамических уравнений разработал асимптотический метод: метод медленно меняющегося профиля акустической волны в сопровождающей системе координат на расстояниях порядка длины волны. Первая работа с использованием этого метода для исследования формирования акустических ударных волн в диссипативной среде была опубликована Солуяном и Хохловым в 1961 году [9]. Метод позволил впервые последовательно свести систему гидродинамических уравнений, учитывающих вязкость и теплопроводность среды, к уравнению Бюргерса

$$\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c_0^2} V \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{b}{2\rho_0 c_0^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}, \quad (\text{B.1})$$

и далее использовать строгие решения уравнения Бюргерса для проведения исследований. В уравнении (B.1) приняты обозначения: V - скорость движения гидродинамических

частиц; x - координата; $\varepsilon = \frac{\gamma+1}{2}$; $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ - отношение удель-

ных теплоемкостей при постоянном объеме (c_v) и давлении (c_p); c_0 - фоновая скорость звука; ρ_0 - фоновая плотность

атмосферы; $b = \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) + \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \chi$, η, ζ – сдвиговая и объемная вязкость; χ – коэффициент теплопроводности; t – время.

Первые итоги развития теории нелинейной акустики для случая однородной среды приведены в обзорной работе Руденко, Солуяна и Хохлова в 1974 [10], а также в 1975 году в книге Руденко и Солуяна «Теоретические основы нелинейной акустики» [11]. Результаты численного анализа приближенных уравнений нелинейной акустики суммированы в книге Васильева и др. [12], а также в книге Бахвалова, Жилейкина, Заболотской [13]. В последующем итоги по данному направлению исследований были опубликованы в 2004 году в книге Enflo и Hedberg “Theory of nonlinear acoustics in fluids” [14], в которой приводится детальное обобщение и классификация книг по направлениям развития теории нелинейной акустики в однородных средах; дан перечень основных итоговых работ с использованием асимптотического метода Хохлова. Для изложения теории Enflo и Hedberg в качестве исходного используют уравнение Кузнецова.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \Phi = \frac{\partial}{\partial t} \left[(grad \Phi)^2 + \frac{1}{2c_0^2} (\gamma - 1) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 + \frac{b}{\rho_0} \Delta \Phi \right], \quad (B.2)$$

где Φ – потенциал скорости $\vec{V}$, определяется из выражения $\vec{V} = -\nabla \Phi$; t – время.

Дальнейшее упрощение уравнения (B.2) проводится на основе асимптотического метода Хохлова. Выводятся наиболее важные волновые уравнения нелинейной акустики.

1. Уравнение Бюргерса, описывающее распространение плоской волны в однородной среде.

2. Обобщенное уравнение Бюргерса, описывающее распространение цилиндрических и сферических волн в одномерной среде.
3. Уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова, описывающее распространение ограниченных акустических пучков в одномерной среде.

Более сложная ситуация оказалась в части развития теории нелинейной акустики в неоднородных средах. В частности, О.В. Руденко в своей обзорной работе [15] пишет: *«Применительно к плавно-неоднородным средам были развиты приближения типа нелинейной геометрической акустики (см., например, [77-79]). В [80-82] получены эволюционные уравнения типа ХЗ для неоднородных сред, позволившие учесть дифракцию пучков. Однако, несмотря на упрощения, эти задачи остаются сложными, что объясняет немногочисленность полученных здесь конкретных результатов. В настоящее время имеет смысл выделить два способа упрощения исходных уравнений, дающих возможность решить различные нелинейные задачи. Первый подход основан на приближении нелинейной геометрической акустики и применяется в случае пучков с большой расходимостью лучей. Однако он не справедлив в абберационной области, где лучи пересекаются. Второй подход, основанный на квазиоптическом приближении рассчитан только на пучки с узким угловым спектром, зато позволяет описать поля в окрестности фокусов и каустик.»* Вместе с тем Краснов [16] в 1993 году добавил в уравнение Чунчузова [17] члены, учитывающие вязкость и теплопроводность

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' + \frac{\nabla \rho_0}{\rho_0} \nabla p' = -\frac{\gamma-1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (p' \nabla \vec{V}) - \nabla \left(\frac{\vec{V}}{c^2} \frac{\partial p'}{\partial t} \right) +$$

$$\rho_0 \nabla \left((\vec{V} \nabla) \vec{V} \right) - \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \nabla \Delta \vec{V} + \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \frac{\chi}{\rho} \Delta \frac{\partial p'}{\partial t}.$$

и проанализировал влияние нелинейных, диссипативных и дифракционных процессов на параметры слабой ударной волны, распространяющейся вверх в неоднородной (стандартной) атмосфере (где p' - возмущение давления). В 2003 году Drobzheva, Krasnov [18] с помощью асимптотического метода Хохлова упростили это уравнение, и нашли его строгое решение. Настоящая книга посвящена описанию этого решения и конкретным его применениям в приложении к ряду практических задач распространения акустических волн в неоднородной атмосфере, и, в том числе, их влияния на ионосферу.

Важно отметить, что развитие спутниковых радионавигационных систем обеспечило непрерывный глобальный мониторинг ионосферных возмущений от землетрясений с высоким пространственно-временным разрешением. Выдвигаются идеи по использованию этого вида наблюдений в системах предупреждения цунами, а также при мониторинге движения земной (морской) поверхности в труднодоступных местах (например, Coisson *et al.*, [19]; Komjathy *et al.*, [20]). В настоящее время, практически, по каждому крупному землетрясению публикуются десятки работ с описанием результатов наблюдений. Эти обстоятельства дали новый толчок к решению задач по распространению акустических волн в условиях неоднородной атмосферы. Благоприятным фактором для их решения явилось развитие и доступность ЭВМ с большим объемом оперативной памяти и быстродействием. В результате появилось много работ, в которых проводится

численное моделирование непосредственно системы гидродинамических уравнений при некоторых их упрощениях. К сожалению, в большинстве случаев приводятся только качественные сопоставления с экспериментом, что оставляет открытым вопрос о точности используемых моделей и об их «калибровке». Учитывая большие пути распространения акустических волн от земли до высот ионосферы и значительные изменения параметров атмосферы на этом пути, калибровка моделей должна проводиться одновременно, по крайней мере, в нескольких точках пространства, как по высоте, так и по расстоянию. В первом приближении таким «эталоном» для проверки и сопоставления возможностей моделей могли бы стать результаты эксперимента Mill Race (Banister and Hereford, [21]; Warshaw and Dubois, [3]).

Одной из важных проблем, возникающей при численном решении системы дифференциальных уравнений, является необходимость учета малых величин воздействия нелинейных эффектов на эволюцию формы акустической волны, происходящих с накоплением эффекта на больших расстояниях. Это требует решения проблемы выделения сигнала из шума, в том числе из-за ограниченности точности расчетов на ЭВМ. В этом плане «точное решение» задачи обладает преимуществом по сравнению с численными решениями.

1. Вывод волнового уравнения и его решение, описывающие эволюцию формы и время распространения акустического импульса в неоднородной атмосфере

Детальный вывод волнового уравнения для неоднородной атмосферы и его аналитическое решение впервые были опубликованы в 2003 г. (Drobzheva Ya., Krasnov [18]) и ос-

нованы на следующих уравнениях гидродинамики (Ландау, Лифшиц [22]): уравнении непрерывности

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

уравнении движения вязкой жидкости в приближении Навье – Стокса

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} \right] = -\text{grad} p + \eta \Delta \vec{V} + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \text{grad} \text{div} \vec{V}, \quad (1.2)$$

уравнении переноса тепла

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{V} \nabla s \right) = \text{div}(\chi \nabla T) + \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial V_l}{\partial x_l} \right)^2 + \zeta (\text{div} \vec{V})^2. \quad (1.3)$$

Определим p_0 , ρ_0 , s_0 , соответственно, как фоновое давление, плотность и энтропию единицы массы атмосферы, p' , ρ' , s' – соответствующие величины акустического возмущения. Полагаем, также, что $p = p_0 + p'$, $\rho = \rho_0 + \rho'$ и $s = s_0 + s'$ есть величины потока жидкости, и что $p' \ll p_0$, $\rho' \ll \rho_0$, $s' \ll s_0$, а $v \ll c$.

В уравнении (1.3) 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, то в результате линеаризованное уравнение переноса тепла для энтропии с учетом теплопроводности принимает вид

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{V} \nabla s \right) = \text{div}(\chi \nabla T). \quad (1.4)$$

Для дальнейшего преобразования (1.4) было учтено, что скачок энтропии в ударной волне слабой интенсивности яв-

ляется малой величиной третьего порядка по сравнению со скачком давления (Ландау, Лифшиц [22]). 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 (Ландау, Лифшиц [23])

$$s = c_v \left[\ln \frac{p}{\rho^\gamma} + \text{const} \right]. \quad (1.5)$$

$$T = \frac{p}{\rho} \left(\frac{1}{c_p - c_v} \right). \quad (1.6)$$

Подставляя (1.5) и (1.6) в (1.4), получаем

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \vec{V} \nabla p + p \gamma \nabla \vec{V} = (\gamma - 1) \nabla (\chi \nabla T). \quad (1.7)$$

Будем считать, что все фоновые параметры атмосферы зависят 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 менее. Если положить, что давление есть функция плотности и энтропии такая, что $p = p(\rho, s)$, то малые возмущения по сравнению с фоновыми значениями могут быть разложены в ряд

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

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

$$p' = c^2 \rho' + \frac{(\gamma-1)c^2}{2\rho_0} \rho'^2 - \chi \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \text{div} \vec{V}, \quad (1.8)$$

где

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

Продифференцируем по t уравнение непрерывности (1.1), а на (1.2) подействуем оператором ∇ . Затем из второго вычтем первое и скомбинируем результирующее уравнение с использованием (1.6), (1.7) и (1.8). Пренебрегая членами малого порядка в итоге можно получить уравнение, описывающее распространение акустических волн в неоднородной атмосфере (Краснов [16])

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' + \frac{\nabla \rho_0}{\rho_0} \nabla p' = - \frac{\gamma-1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (p' \nabla \vec{V}) - \nabla \left(\frac{\vec{V}}{c^2} \frac{\partial p'}{\partial t} \right) + \\ + \rho_0 \nabla \left((\vec{V} \nabla) \vec{V} \right) - \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \nabla \Delta \vec{V} + \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \frac{\chi}{\rho} \Delta \frac{\partial p'}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

При пренебрежении вязкостью и теплопроводностью это уравнение совпадает с уравнением, выведенным Чунчузовым [17].

Заметим, что в правой части уравнения (1.9) содержатся члены второго порядка малости по числу Маха: $\mu \sim v/c \ll 1$. В случае однородной среды для упрощения волнового уравнения обычно используют подстановку (Ахманов [8]; Руденко, Солюян [11])

$$p' = \psi \left(\tau = t - \frac{z}{c}; z' = \mu z; r' = \sqrt{\mu} r \right), \quad (1.10)$$

предполагая, 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 τ, z', r' относятся к координатной системе, которая движется вместе с возмущением.

Для случая неоднородной среды Drobzheva, Krasnov [18] предложили подстановку в виде

$$p' = \psi \left(\tau = t - \int \frac{\partial z}{c(z)}; z' = \mu z; r' = \sqrt{\mu} r \right). \quad (1.11)$$

В отличие от (1.10) в данной подстановке принята система координат, скорость которой не постоянна, а зависит от z . Подставим (1.11) в (1.9), и для членов правой части уравнения (1.9) примем в линейном приближении

$$p' = \rho_0 V_z c. \quad (1.12)$$

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

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{2\rho_0 c^3} \frac{\partial p'^2}{\partial t} - \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial z} p' + \right. \\ & \left. \frac{1}{c} \frac{\partial p'}{\partial \tau} \left(1 - \frac{1}{2\rho_0 c^2} (3a + d) \right) \frac{\partial c}{\partial z} - \frac{3a}{2\rho_0^2 c} \frac{\partial p_0}{\partial z} \right] - \\ & \left. - \frac{b}{2\rho_0 c^3} \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} \right] = \frac{c}{2} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial r} + \frac{\partial^2 p'}{\partial r^2} \right], \end{aligned} \quad (1.13)$$

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

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

Из выражения (1.13) 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 считать, что параметры атмосферы постоянны вдоль оси z , то уравнение (1.13) переходит в хорошо известное уравнение для однородной атмосферы, описанное Руденко и Солуяном [11]

Используя уравнение (1.12), можно преобразовать уравнение (1.13) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{c^2} V_z \frac{\partial V_z}{\partial t} + \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial z} V_z + \frac{1}{c} \frac{\partial V_z}{\partial t} f(z) - \frac{b}{2\rho_0 c^3} \frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} \right] = \\ \frac{c}{2} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial r^2} \right], \end{aligned} \quad (1.14)$$

где

$$f(z) = \left(1 - \frac{3a+d}{2\rho c^2} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{3a}{2\rho^2 c} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right). \quad (1.15)$$

Проинтегрируем (1.13) слева и справа по времени от $t = -\infty$ до $t = +\infty$. В результате для площади ограниченного по времени акустического импульса получим

$$\frac{1}{r} \frac{\partial I_p}{\partial r} + \frac{\partial^2 I_p}{\partial r^2} = 0. \quad (1.16)$$

где

$$I_p = \int_{-\infty}^{\infty} p' \partial t \quad (1.17)$$

фактически является моментом количества движения, переносимым акустической волной.

Уравнение (1.16) имеет, по крайней мере, два решения:

1. $I_{p1} = c_1 \ln r$, где $c_1 = \text{const}$. При r , стремящемся к нулю, $\ln r$ — стремится к минус бесконечности, поэтому следует положить $c_1 = 0$ (постороннее решение).
2. $I_{p2} = \text{const} = c_2$ для любых r .

Таким образом, получено, что в неоднородной атмосфере момент количества движения, переносимый акустической волной, не зависит от поперечного расстояния r от центра осесимметричного источника акустической энергии. Вместе с тем из уравнения (1.16) не следует, что I_p также не зависит и от направления распространения акустической волны вдоль оси z . При этом для случая однородной атмосферы Руденко и Солуян [11] показали, что момент количества движения не меняется вдоль z .

На большом расстоянии от источника фронт волны на малом участке может рассматриваться как плоский. В этом случае правая часть уравнения (1.13) обращается в ноль. Проинтегрируем вновь левую часть уравнения по времени и в результате получим

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

Решением этого уравнения является

$$I_p = I_{p*} (\rho_0 / \rho_{0*})^{1/2}, \quad (1.18)$$

где звездочки обозначают величины на начальной высоте распространения акустической волны.

Уравнение (1.18) описывает изменение количества движения импульса с высотой для плоской волны в неоднородной атмосфере. Комбинируя уравнения (1.12), (1.17) и (1.18) и вводя поправочный коэффициент - L_*/L на сферическую расходимость фронта волны, получим выражение, описывающее закон сохранения площади акустического импульса, распространяющегося в неоднородной атмосфере для сферически расходящейся волны

$$I_v = I_{v*} \left(\frac{\rho_{0*}}{\rho_0} \right)^{1/2} \frac{c_* L_*}{cL}. \quad (1.19)$$

где L – радиальное расстояние от центра сферы и $I_v = \int_{-\infty}^{\infty} V dt$.

Величины со звездочками соответствуют значениям, заданным на начальной высоте. Выражение (1.19) 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, с учетом формул (1.12) и (1.17), и величину импульса количества движения, переносимого волной в неоднородной атмосфере.

Для больших расстояний от точечного источника, когда небольшие участки волнового фронта акустической волны можно рассматривать как плоские, правая часть уравнения (1.14) стремится к нулю. Тогда, как и в случае уравнения Бюргерса для однородной среды (Руденко, Солуян [11]), его решение можно найти с помощью подстановки типа Коула–

Хопфа. В случае однородной среды b, c и ρ_0 принимаются постоянными. Однако для случая неоднородной среды Drobzheva, Krasnov [18] приняли, b, c и ρ_0 , зависящими от z :

$$V = \frac{b(z)}{\varepsilon(z)\rho_0(z)} \frac{\partial}{\partial t}(\ln U). \quad (1.20)$$

В результате получено 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

$$U(z, t_p) = \frac{1}{2q\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{in}(0, t') \exp\left\{ \frac{-(t-t')^2}{4q^2} \right\} dt'. \quad (1.21)$$

где t – текущее время, t_p - время распространения акустической волны, определяемое выражением

$$t_p = t + \int \frac{f(z)}{c} dz, \quad (1.22)$$

и q^2 - постоянная времени “атмосферного фильтра”:

$$q^2 = \int \frac{b}{2\rho_0 c^3} dz. \quad (1.23)$$

Функция U_{in} подынтегрального выражения (1.21) описывает начальную форму акустического сигнала на начальной высоте z_{in} , которую можно получить из начального профиля скорости v_{in} и выражения (1.20) как

$$\ln U_{in} = \frac{\varepsilon \rho_0}{b} \int V_{in} dt. \quad (1.24)$$

Уравнение (1.21) определяет эволюцию формы импульса и время распространения акустического импульса в неоднородной атмосфере. Действительно, если на начальной высоте принять $t=0$, то (1.22) будет определять время распро-

странения акустического импульса от начальной высоты z_{in} до высоты z . В отличие от однородной атмосферы q^2 зависит от z , а время распространения акустического возмущения – от функции $f(z)$. По сути, из формулы (1.22) следует, что скорость звука (скорость распространения акустической волны) в неоднородной среде определяется выражением

$$c_a(z) = c/f(z). \quad (1.25)$$

Поскольку функция $f(z) = \left(1 - \frac{3a+d}{2\rho c^2} \frac{\partial c}{\partial z} - \frac{3a}{2\rho^2 c} \frac{\partial \rho}{\partial z}\right)$ зависит от

поглощающих характеристик атмосферы: вязкости и теплопроводности, то и скорость распространения звука в неоднородной атмосфере $c_a(z)$ также оказывается зависящей от поглощающих свойств атмосферы. На рис. 1.1 показан типовой вид фоновых высотных профилей $f(z)$, $c(z)$ и $c_a(z)$, которые рассчитаны по приведенным выше формулам с использованием модели атмосферы NRLMSISE00 ([24]). Расчеты выполнены для средних широт и спокойных геофизических условий, когда индекс солнечной активности равнялся $F10.7 = 92$, а индекс магнитной активности $Ap = 6$.

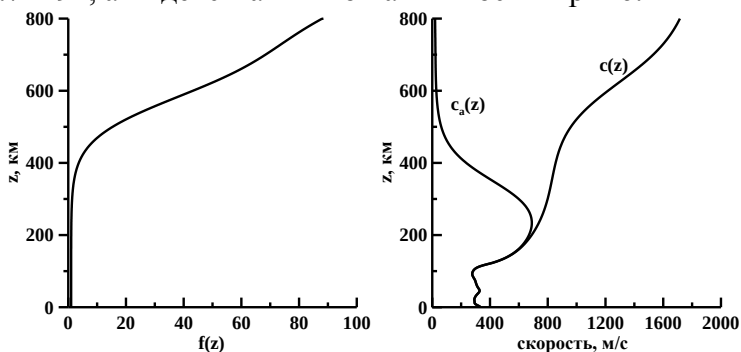


Рис. 1.1. Типовые высотные профили коэффициента $f(z)$, скорости звука для однородной атмосферы $c(z)$ и скорости звука для неоднородной атмосферы $c_a(z)$.

Можно видеть, что до высоты ~ 200 км $f(z) \approx 1$, что объясняется малым влиянием эффектов вязкости и теплопроводности на скорость распространения акустических волн в неоднородной атмосфере. В результате для высот до 200 км $c_a \approx c$, а выше c_a — уменьшается и на высотах, превышающих 600 км, стремится к нулю. Другими словами, акустическое возмущение при распространении в область больших величин вязкости и теплопроводности замедляет движение и стремится «остановиться».

Интересно отметить, что термин «скорость звука» вводится в теорию распространения акустических волн в однородной среде выражением (Ландау, Лифшиц [22])

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho_0}\right)_s}, \quad (1.26)$$

где индекс s показывает, что производная берется при постоянной энтропии. Формула (1.26) иногда записывается в виде (например, Славин [25]) $c = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\partial \rho_0}{\partial p}\right)_s}}$. Из данной форму-

лы видно, что параметр "с" характеризует «степень» изменения плотности однородного слоя жидкости под действием акустической волны, вызвавшей приращение давления ∂p . Очевидно, что в случае неоднородного слоя жидкости, «степень» изменения его плотности под действием акустической волны (вызвавшей приращение давления ∂p) должна быть другой, что и показывает формула (1.25).

Различие высотных профилей $c_a(z)$ и $c(z)$ выше 200 км (рис.1.1) приводит к различиям в геометрии распространения акустических лучей на этих высотах (Краснов, Кулешов, [26]). Действительно, если провести расчеты в рамках геометрической акустики, когда преломление волн на границе раздела двух сред определяется выражением (Ландау, Лифшиц [22])

$$n = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{c_1}{c_2}, \quad (1.27)$$

(где c_1 – скорость распространения акустической волны в первой среде, а c_2 – во второй; θ_1 – угол падения и θ_2 – угол преломления), то траектории акустической волны с учетом поправочного коэффициента $f(z)$ и без его учета существенно различаются. Для примера на рис. 1.2 представлены траектории акустических лучей для разных начальных зенитных углов θ_0 выхода лучей.

Из рисунков 1.1 и 1.2 также видно, что акустическая волна может распространяться от поверхности Земли до высот верхней атмосферы, при этом, очевидно, происходит перенос энергии и импульса.

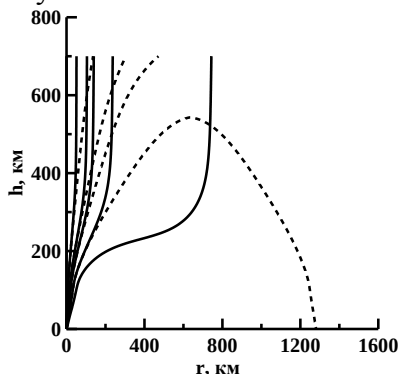


Рис. 1.2. Траектории акустических лучей, вышедших под разными зенитными углами θ_0 . Сплошные линии – результаты расчета траекторий с учетом коэффициента $f(z)$; штриховые линии – без учета коэффициента $f(z)$.

Достигая высот ионосферы, акустическая волна вызывает движение положительно заряженных ионов, которые, в свою очередь, увлекают за собой электроны. Это приводит к возмущению электронной концентрации, которое может быть зарегистрировано радиофизическими методами. Последнее обстоятельство открывает возможность дистанционного

контроля распространения акустической волн на высотах ионосферы, где плотность и давление атмосферы весьма малы для прямых измерений параметров акустической волны. Очевидно, что для такого контроля необходимо установить связь между параметрами акустической волны и возмущением концентрации электронов.

2. Влияние акустической волны на возмущение ионосферной плазмы

Вывод выражения, описывающего влияние акустической волны на ионосферную плазму, проведем на основе работы (Краснов и др., [27]). Из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div}(N\vec{V}_{ch}) = 0 \text{ имеем}$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -[N\text{div}(\vec{V}_{ch}) + \vec{V}_{ch}\text{grad}(N)], \quad (2.1)$$

где N - концентрация заряженных частиц (в приближении квазинейтральности считаем: концентрация ионов равна концентрации электронов), $\vec{V}_{ch}$ - скорость движения заряженных частиц ионосферы.

Для перехода к движению нейтральных частиц для высот выше 130 км, где плазма считается замагниченной, воспользуемся выражением [28]

$$\vec{V}_{ch} \approx \frac{\vec{B}}{B^2} (\vec{B}\vec{V}), \quad (2.2)$$

где $\vec{B}$ - вектор индукции магнитного поля Земли, $\vec{V}$ - вектор скорости движения нейтральных частиц.

Тогда

$$\begin{aligned} \text{div}(\vec{V}_{ch}) &\approx \text{div} \left[\frac{\vec{B}}{B^2} (\vec{B}\vec{V}) \right] = \frac{\vec{B}\vec{v}}{B^2} \text{div}\vec{B} + \vec{B}\text{grad} \left(\frac{\vec{B}\vec{V}}{B^2} \right) = \\ &= \vec{B}\text{grad} \left(\frac{\vec{B}\vec{V}}{B^2} \right) \end{aligned}$$

поскольку $\text{div} \vec{B} = 0$.

В результате выражение (2.1) примет вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -[N \vec{B} \text{grad} \left(\frac{\vec{B} \vec{V}}{B^2} \right) + \frac{\vec{B}}{B^2} (\vec{B} \vec{V}) \text{grad}(N)]. \quad (2.3)$$

Далее учтем, что $\vec{V}$ направлено вдоль акустического луча, а поле $\vec{B}$ в пределах пространственного масштаба изменения $\vec{V}$, практически не меняется, тогда произведение в первом члене правой части (3.3) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \vec{B} \text{grad} \left(\frac{\vec{B} \vec{V}}{B^2} \right) &= \frac{\vec{B}}{B} \text{grad}(V \cos \theta) = \\ &= \frac{\vec{B}}{B} [V \text{grad}(\cos \theta) + \cos \theta \text{grad} V], \quad (2.4) \end{aligned}$$

где θ - угол между векторами $\vec{B}$ и $\vec{V}$.

По определению, градиент произвольного поля $\text{grad}(A(r))$ есть вектор, имеющий направление нормали $\vec{n}$ к поверхности уровня в сторону возрастания величины A и длину равную $\frac{dA}{dn}$. Рассмотрим с этой точки зрения вектор $\text{grad}(\cos \theta)$.

Для акустического луча, пришедшего от источника в точку наблюдения P_1 , например, вдоль оси $\vec{z}$, линия равного уровня скаляра $\cos \theta$ направлена вдоль $\vec{z}$, а вектор $\vec{n}$ оказывается перпендикулярным $\vec{z}$ с направлением в сторону направления вектора $\vec{B}$. Пусть теперь точка наблюдения P_2 сдвинута на малое расстояние относительно точки P_1 . Очевидно, что акустический луч, пришедший в эту точку, будет иметь сдвиг угла θ на $d\theta$, и направление вектора $\vec{n}$ также изменится на величину $d\theta$ и будет перпендикулярно лучу. В результате, положение нормали $\vec{n}$ в каждой точке пространства оказывается совпадающим с касательной к фронту акустической волны. Учитывая, что оба луча сдвинуты в пространстве на $d\theta$ приращение $dn = R d\theta$, где R — радиус кривизны фронта волны в точке наблюдения. Для точечного источника акустической волны $R \approx L$, где L расстояние вдоль

акустического луча от источника до точки наблюдения. Из сказанного следует

$$|grad(cos\theta)| = \frac{d(cos\theta)}{dn} = \frac{d(cos\theta)}{Ld\theta} = \frac{1}{L} sin\theta.$$

Учитывая также, что $\vec{B}\vec{n} = Bsin\theta$, из (2.4) получим

$$\vec{B}grad\left(\frac{\vec{B}\vec{V}}{B^2}\right) = \frac{V}{L} sin^2\theta + cos\theta \frac{\vec{B}}{B} gradV. \quad (2.5)$$

Можно предположить, что V изменяется вдоль пути акустического луча l значительно быстрее, чем поперек его, тогда $gradV$ будет направлен вдоль луча (с учетом знака производной $\frac{\partial V}{\partial l}$) и $\frac{\vec{B}}{B} gradV = \frac{\partial V}{\partial l} cos\theta$. С учетом этого выражения имеем окончательно для (2.5)

$$\vec{B}grad\left(\frac{\vec{B}\vec{V}}{B^2}\right) = \frac{V}{L} sin^2\theta + \frac{\partial V}{\partial l} cos^2\theta. \quad (2.6)$$

Рассмотрим детально в (2.3) член

$$\frac{\vec{B}}{B^2} (\vec{B}\vec{V}) grad(N) = \frac{\vec{B}}{B} V cos\theta grad(N). \quad (2.7)$$

N - в общем случае – можно представить в виде суммы фоновой концентрации электронов N_0 и возмущения δN . Тогда $grad(N) = grad(N_0) + grad(\delta N)$. Для случая плоскостойкой вдоль вертикальной оси z ионосферы $grad(N_0) = \vec{k} \frac{\partial N_0}{\partial z}$ и

$$grad(N) = \vec{k} \frac{\partial N_0}{\partial z} + grad(\delta N).$$

Для многих случаев воздействия слабых ударных волн на ионосферу величина возмущения концентрации электронов на несколько порядков меньше фоновой величины, а $\left| grad(\delta N) \right| \ll \left| \frac{\partial N_0}{\partial z} \right|$. С учетом этих приближений выражение

(2.7) принимает вид $\frac{\vec{B}}{B^2} (\vec{B}\vec{V}) grad(N) = V \frac{\partial N_0}{\partial z} cos\varphi cos\theta$, где φ - угол между магнитным полем и осью z . В результате выражение (2.3) примет вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -[N_0 \left(\frac{v}{L} \sin^2 \theta + \frac{\partial v}{\partial l} \cos^2 \theta \right) + V \frac{\partial N_0}{\partial z} \cos \varphi \cos \theta]. \quad (2.8)$$

Очевидно, что формула (2.8) может быть справедлива только для высот, где геомагнитное поле оказывает влияние на движение заряженных частиц. В области высот ниже 90 км (область D и нижняя часть области E ионосферы), как ионы, так и электроны движутся вместе с нейтральными частицами (например, Брюнелли, Намгаладзе [29]); геомагнитное поле не оказывает влияние на их движение. Поэтому вместо (2.2) запишем

$$\vec{V}_{ch} = \vec{V}. \quad (2.9)$$

Поставляя (2.9) в (2.1) получим $\frac{\partial N}{\partial t} = -[N \text{div}(\vec{V}) + \vec{V} \text{grad}(N)]$. Также, как и в предыдущем случае используем приближения: v изменяется вдоль пути акустического луча l значительно быстрее, чем поперек его, и $|\text{grad}(\delta N) \ll \left| \frac{\partial N_0}{\partial z} \right|$. В результате имеем

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -[N_0 \frac{\partial v}{\partial l} + V \frac{\partial N_0}{\partial z} \cos \psi]. \quad (2.10)$$

где ψ - угол между направлением акустического луча и осью z .

Формулы (2.8) и (2.10) определяют производные по времени возмущений концентрации электронов. Очевидно, что время начала возникновения возмущения определится приходом фронта акустической волны в точку наблюдения, и для определения величин самих возмущений необходимо провести интегрирование по времени правых частей этих формул. В общем случае интегрирование выражений (2.8) и (2.10) оказывается возможным только численным способом. В ряде случаев на высотах D и E слоев ионосферы можно принять следующие допущения:

- отсутствие поглощения акустической волны;

- фоновая плотность атмосферы, температура и давления не меняются на масштабе расстояния, проходимого нейтральными частицами за период фазы сжатия.

Для этих условий справедливо следующее соотношение, описывающее возмущение плотности атмосферы под действием одномерной бегущей волны (Ландау, Лифшиц [22]):

$$\rho' = \rho_0 \left(1 \pm \frac{\gamma - 1}{2} \frac{V}{c} \right)^{2/(\gamma - 1)}.$$

Учитывая, что на высотах ниже 90 км электроны движутся вместе с нейтральными частицами можно предположить справедливым следующее соотношение (Краснов, Кулешов [26]).

$$N = N_0 \left(1 \pm \frac{\gamma - 1}{2} \frac{V}{c} \right)^{2/(\gamma - 1)}.$$

При этом считается, что N_0 не меняется на масштабе расстояния, проходимого заряженными частицами за период фазы сжатия акустической волны. Очевидно, что при этом возмущение концентрации электронов определяется по формуле $N' = N - N_0$, и не накладывается никаких ограничений на соотношение градиентов фоновой концентрации электронов и возмущения, наведенного акустической волной.

Несомненно, используемые приближения при выводе формул (2.8), (2.10) и (2.11) ограничивают область их применения. Однако в ряде важных для практики случаев они позволяют рассчитывать возмущения концентрации электронов непосредственно вдоль выбранной траектории акустического луча, что существенно упрощает интерпретацию результатов измерений, полученных с помощью радиофизических методов.

3. Экспериментальная проверка решений волнового уравнения

3.1. Акустические волны от точечного взрыва

Решения (1.20)–(1.25), описывают распространение акустических волн в неоднородной атмосфере с учетом нелинейных эффектов, поглощения и геометрической расходимости волнового фронта. При этом они справедливы только для случаев распространения плоской волны, а также для сферически расходящейся волны, находящейся на большом расстоянии от точечного источника, где небольшие участки волнового фронта можно рассматривать как плоские. На практике, не представляется возможным создать генератор плоской акустической волны, однако точечные источники встречаются достаточно часто, например: взрывы сосредоточенного заряда, генераторы непрерывных акустических колебаний и др. К сожалению, калибровочные измерения акустических волн и особенно одновременные на различных высотах атмосферы малочисленны, даже для точечных источников инфразвука. Наиболее ценным в этом плане представляется калибровочный эксперимент, проведенный во время точечного наземного химического взрыва Mill Race 16 сентября 1981 г. (Banister, Hereford [21]; Warshaw, Dubois [3]). Измерения параметров акустической волны, тщательно проведены и детально описаны в этих работах, как минимум, для семи точек пространства. В частности, получены записи ударной волны с помощью датчиков, установленных на четырех парашютах. Высоты расположения парашютов (h) составили: 9.0 км, 8.8 км, 8.6 км и 8.2 км при горизонтальных расстояниях от места взрыва (r), соответственно: 16.3 км, 10.6 км, 5.2 км и 1.9 км. Измерения параметров акустической волны по ее воздействию на ионосферу проведены с

помощью аппаратуры фазового (доплеровского) радиозондирования ионосферы квазимонохроматическим сигналом при вертикальном зондировании на частотах 5.37 МГц, 7.98 МГц и 10.3 МГц. Разные частоты радиозондирования обеспечили наблюдения на трех разных высотах. Проводились также наблюдения за акустической волной с помощью радиозондирования ионосферы на нескольких наклонных трассах, однако в литературе детально описаны только результаты измерений на частоте 9.129 МГц; при этом есть сомнения по точности привязки времени наблюдений. Расположение радиозондов относительно места взрыва показано на рис. 3.1. Эквивалентная мощность взрыва равнялась 500 т тинитроула (ТНТ). Время взрыва: 16 сентября, 12ч 35мин 40с LT, координаты места взрыва: 33.62°N и 106.47°W. Давление на поверхности Земли равнялось 84960 Па, а температура: 24.8°С. Эксперимент проводился в период высокой солнечной активности: $F_{10.7A}=190.2$, $F_{10.7}=207.4$ при индексе геомагнитной активности $A_p=7$.

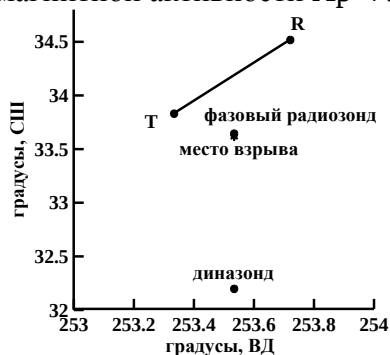


Рис. 3.1 – Геометрия фазового (доплеровского) радиозондирования ионосферы с помощью фазового радиозонда при вертикальном распространении радиоволн относительно места взрыва.

Вертикальный фазовый радиозонд находился на расстоянии ~3.4 км севернее от места взрыва. Диназонд обеспечивал

снятие ионограмм во время эксперимента и находился южнее места взрыва на расстоянии ~ 157 км. Высотный профиль фоновой электронной концентрации был получен из ионограммы за 8.5 мин до взрыва (рис. 3.2). Расчеты траектории распространения обыкновенной радиоволны с учетом магнитного поля Земли показали, что радиоволны фазового радиозонда отражались при вертикальном распространении на высоте ~ 151 км (частота радиоволны $f=5.37$ МГц), на высоте ~ 222 км ($f=7.98$ МГц), на высоте ~ 263 км ($f=10.3$ МГц).

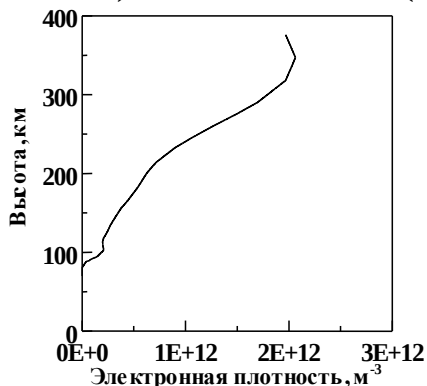


Рис. 3.2. Высотный профиль электронной концентрации во время взрыва Mill Race.

Для определения возмущения давления на фронте ударной волны сосредоточенного заряда использовалась эмпирическая формула для сферического взрыва тротила в свободном пространстве (Коробейников, 1986).

$$\frac{\Delta p_u}{P_0} = \frac{0.21}{R_2} + \frac{0.21}{R_2^2} + \frac{0.15}{R_2^3}, \quad (3.1)$$

где Δp_u - амплитуда фазы сжатия; P_0 - атмосферное давление на поверхности Земли; $R_2 = r / \Lambda$ - безразмерная вели-

чина; r - расстояние от центра взрыва, $\Lambda = (E / P_0)^{1/3}$ - характерный масштаб взрыва; E - энергия, выделенная при взрыве ($E = 4.15 \cdot 10^{12}$ Дж при взрыве 1 кт заряда ТНТ). Индекс u относится к величинам для однородной атмосферы.

Геометрическая форма акустического волнового фронта от точечного взрыва в свободном пространстве является расширяющейся со временем сферой, а наземного химического - расширяющейся полусферой. Очевидно, что при идеальной отражающей поверхности плотность энергии в полусфере будет в два раза больше. Поэтому при взрыве заряда на жесткой поверхности, когда ударная волна формируется в полупространстве, в формулу для расчета E следует подставлять эквивалентную массу заряда, равную $2\eta Q$, где $\eta \leq 1$ (Саламахин, [30]). Если поверхность деформируемая, то часть энергии взрыва уходит на разрушение поверхности и формирование в ней ударной (сейсмической) волны. Значения коэффициента η для некоторых материалов поверхности приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1 - Доля энергии взрыва, уходящая в воздух, при взрыве заряда на поверхности различных сред (Саламахин, [30]).

Тип поверхности	Стальная плита	Железобетонная плита	Бетон, скальный грунт	Плотные суглинки	Грунты средней плотности	Вода
η	1	0.95-1	0.85-0.9	0.7-0.8	0.6-0.65	0.55-0.6

К сожалению, характеристики почвы и ландшафта в месте проведения взрыва Mill Race нам неизвестны. Поэтому, также как Warshaw, Dubois [3] для оценочных расчетов выберем $\eta=1$.

Коробейников [31] установил, что ударная волна возникает в инфразвуковую, и скорость ударной волны ста-

новится равной скорости звука при $R_2 = 12.04$, ($R_2 = r / \Lambda$ - безразмерная величина; r - расстояние от центра взрыва, $\Lambda = (E / P_0)^{1/3}$ - характерный масштаб взрыва; E - энергия, выделенная при взрыве ($E = 4.15 \cdot 10^{12}$ Дж при взрыве 1 кт заряда ТНТ)). Время распространения ударной волны от центра взрыва до R_2 определяется по формуле

$$t_0 = 9.526 \Lambda \sqrt{\rho_0 / P_0}, \quad (3.2)$$

где ρ_0 и P_0 - фоновая плотность и давление атмосферы на высоте взрыва.

Для расчета начального количества движения фазы сжатия для $\gamma = 1.4$ воспользуемся формулой Miles [32]

$$S_u = 3.691 \cdot 10^{-3} P_0 \Lambda / c. \quad (3.3)$$

С помощью формул (3.1) - (3.3) было рассчитано: время распространения ударной волны до границы ее вырождения в акустическую, амплитуда и длительность фазы сжатия акустического импульса. Кроме этих параметров, для описания картины распространения акустической волны в атмосфере, необходимо знать временную форму начального акустического импульса на границе перехода ударной волны в акустическую волну. В ряде работ, например (Gainville et al., [33]), наиболее соответствующей эксперименту считается форма импульса Reed [34]

$P'(t) = \Delta p_u (1 - t/t_u) (1 - t/\tau_g) (1 - (t/\tau_g)^2)$, где t_u - длительность фазы сжатия; τ_g - общая длительность импульса. Недостатком данного представления является то, что площадь фазы сжатия оказывается меньше площади фазы разрежения, что противоречит закону сохранения количества движения. Необходимо отметить, что сопоставление формы импульса Reed с экспериментом, в основном, проводилось при распространении ударных волн вдоль поверхности Земли, что

отличается от условий распространения ударной волны в свободном пространстве. Земная поверхность может оказать дополнительное влияние на форму волны. Учитывая это, Drobzheva, Krasnov [35] провели модификацию формулы Reed для фазы разрежения, и предложили следующее выражение

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

где τ_s - время, для которого площадь волны разрежения становится равной площади волны сжатия, $d = P'(0.4\tau_g) - 0.4k\tau_g$ и $k = \frac{dP'}{dt}$ при $t = 0.4\tau_g$.

На рис.3.3 для примера показана форма импульса Reed и его модификация по формуле (3.4).

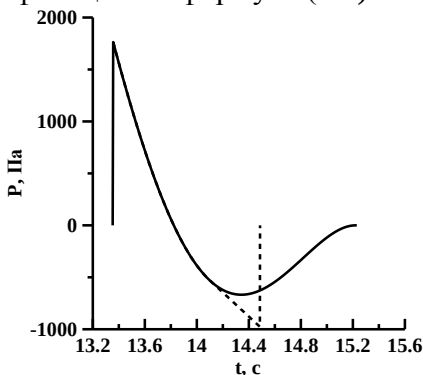


Рис.3.3. Сопоставление форм: импульса Reed (сплошная линия) и модифицированного (штриховая линия) по формуле (3.4).

Форма импульса сжатия не изменилась, различие наблюдается только в форме импульса разрежения.

Формулы (3.1) и (3.3) справедливы для случая однородной атмосферы. В случае взрывов большой мощности

начальный радиус фронта акустической волны $r_f = \Lambda R_2$ может составлять величины в несколько километров. В результате, при различных углах выхода акустических лучей, их начальные «точки» на фронте оказываются на разных высотах с разными значениями параметров фоновой атмосферы. Коррекция величин давления Δp_u и длительности t_u на начальном фронте волны при переходе от однородной к неоднородной атмосфере возможна на основе закона сохранения количества движения (1.18) и формулы Miles (3.3). Подставляя (3.3) в (1.18) и считая форму волны сжатия близкой к треугольной нетрудно получить (Drobzheva, Krasnov,[35])

$$\Delta p_f = \Delta p_u \left(\frac{\rho_{0f}}{\rho_{0u}} \right)^{1/2} \frac{c_f}{c_u} \text{ и } t_f = t_u (c_u / c_f)$$

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

Для расчета характеристик акустических волн во время их распространения от начального волнового фронта до высот ионосферы использовались формулы (1.20) - (1.23), полученные для случая распространения акустической волны вдоль оси z в неоднородной атмосфере, которые также справедливы и для случая однородной атмосферы. Эти формулы могут быть использованы и для расчета акустических волн при произвольном направлении участка траектории луча dl относительно z , если в них заменить dz на dl , и расчеты проводить в пределах «ступеньки», где атмосфера может считаться однородной. Т.е. предлагается заменить высотные профили параметров атмосферы ступенчатыми функциями. При этом в пределах высоты ступеньки должны быть определены средние значения параметров атмосферы, а также

средние параметры распространения волны: $q^2 = \int \frac{b}{2\rho_0 c^3} dl$,

$t_p = t + \int \frac{f(z)}{c} dl$, $dl = dz / \cos \psi$. Важно отметить, что резуль-

таты расчетов, возникающие при такой замене профилей атмосферы, могут быть скорректированы на каждом участке распространения волны через ступеньку. Для этого можно использовать выражение (1.19), описывающее закон сохранения площади акустического импульса для неоднородной атмосферы и сферически расходящейся волны. При этом величина площади зависит только от параметров атмосферы в начальной и конечной точке распространения волны. В частности, использовалась следующая методика. В начале, по ходу луча от одной ступеньки к другой по формулам (1.20) - (1.23) рассчитывался акустический импульс $V(t)$ и площадь его фазы сжатия $Pl = \int V(t) dt$. Затем из выражения (1.19) рассчитывалась величина I_v , и определялся коэффициент коррекции как $k_1 = I_v / Pl$. Скорректированный импульс $V(t)$ равнялся старому профилю, умноженному на k_1 .

Траектория акустических лучей при переходе от одной ступеньки к другой рассчитывалась на основе закона Снеллиуса (1.27).

Высотные профили фоновой атмосферы $\rho(z)$, $c(z)$, $T(z)$, $b(z)$, $\gamma(z)$, $c_p(z)$ и $c_v(z)$ рассчитывались на основе модели нейтральной атмосферы MSIS-90 (Hedin, [36]), которая является эмпирической и требует для расчета следующие входные параметры: дату, время, координаты, средний за три месяца индекс солнечной активности F10.7A, индекс солнечной активности за предыдущий день F10.7 и индекс геомагнитной активности Ap. Данная модель позволяет по-

лучить временные и пространственные зависимости параметров атмосферы для любой области земного шара. Коэффициенты теплопроводности и сдвиговой вязкости задавались по формулам (Forbes, Garrett, [37])

$$\chi = k_0 T^{2/3} / M; \quad \eta = \frac{4k_0}{(9\gamma - 5)c_v}, \quad \text{где } k_0 = 0.015 \text{ Дж/(К*м*с);}$$

M - молекулярный вес. Объемная вязкость задавалась в виде $\zeta = \frac{2}{3}\eta$ (Ивановский, Репнев, Швидковский, [38]). Доста-

точно хорошую точность расчета по модели MSIS-90 можно продемонстрировать на примере сопоставления экспериментальных значений давления, плотности и температуры атмосферы, измеренных во время взрыва Mill Race, и рассчитанных по данной модели (рис. 3.4). Для температуры атмосферы ошибка расчетов составляет 2.6%.

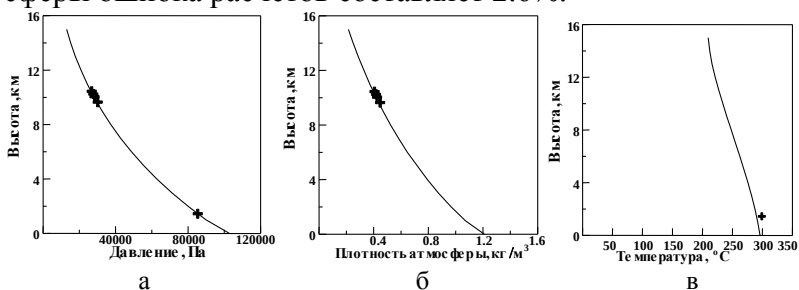


Рис. 3.4 - Модельные расчеты (сплошная линия) и измеренные значения (крестики): а) давления, б) плотности и в) температуры атмосферы - для Mill Race эксперимента.

Результаты модельных расчетов акустических импульсов для точек расположения четырех парашютов с датчиками давления и их сопоставление с экспериментом представлено на рис. 3.5, где Δ – расчетный угол выхода акустического луча из места взрыва.

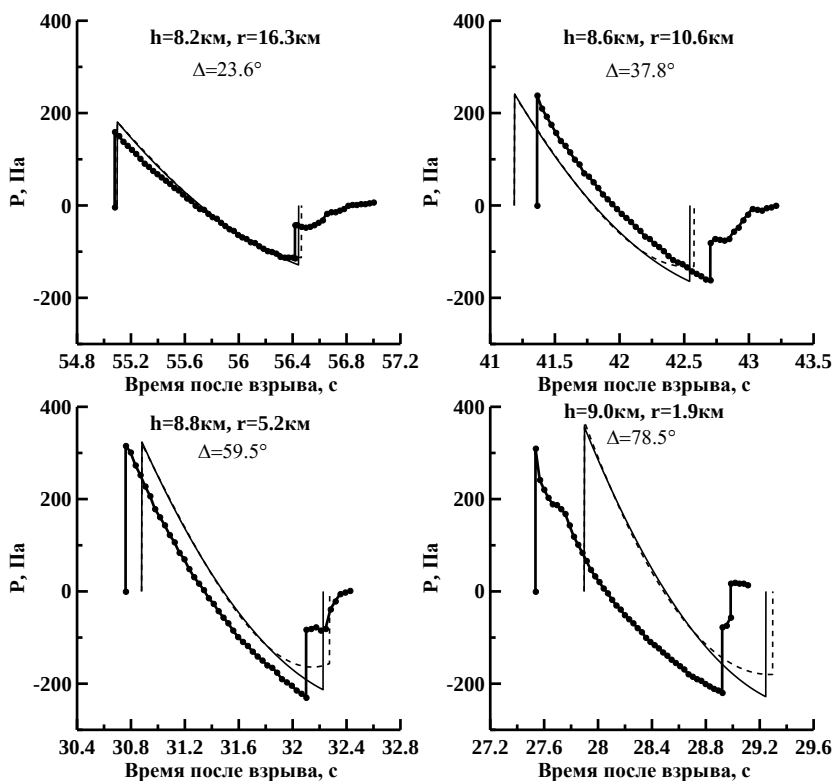


Рис.3.5. Сопоставление результатов измерений (кривые с точками) с результатами модельных расчетов акустического импульса при использовании в качестве начального импульса Reed (штриховые линии) и модифицированного по формуле (3.4) (сплошные линии).

Сопоставление рассчитанных и экспериментальных форм акустических импульсов для четырех пунктов наблюдения на высотах атмосферы показывает, что их амплитуда, длительность и время прихода согласуются в пределах нескольких процентов. Фазы сжатия для обоих типов использованных начальных импульсов, практически, совпадают. Вместе с тем видно, что при использовании импульса Reed различие между модельной и экспериментальной формой фазы раз-

ряжения с увеличением угла выхода акустического луча от земной поверхности возрастает: чем ближе к вертикали направление распространения волны, тем больше различие, и, наоборот, чем ближе к поверхности земли распространяется волна, тем различие меньше. В целом, модифицированный импульс Reed лучше согласуется с «парашютной частью» эксперимента Mill Race. В общем случае, можно предположить, что для углов выхода акустических лучей, по крайней мере, больших 23° предпочтительней использовать модифицированный импульс Reed, предложенный Drobzheva, Krasnov [35], а при меньших углах – импульс Reed.

Для сопоставления модельных расчетов с результатами фазового (доплеровского) радиозондирования ионосферы проводились расчеты: возмущения концентрации электронов ионосферы под действием акустической волны (использовалась формула (2.8)), влияние этих возмущений на траекторию радиоволны и на доплеровский сдвиг частоты. Доплеровский сдвиг частоты рассчитывался с учетом влияния геомагнитного поля на распространение радиоволн по формуле (Дэвис, [1]).

$$f_d = -\frac{f}{c_L} \frac{d}{dt} \int_s n \cos \alpha ds, \quad (3.6)$$

где f - частота радиозондирования; c_L - скорость света; α - текущий угол между траекторией радиолуча и осью z ; s - путь радиолуча от передатчика к приемнику; $n = \sqrt{1-A}$ - коэффициент преломления,

$$A = \frac{2u(1-w)}{2(1-w) - u \sin^2 \lambda \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \lambda + 4u(1-w)^2 \cos^2 \lambda}},$$

$w = N/N_m$, $N_m = 1.24 f^2 10^{10} \text{ 1/МЗ}$, $u = f_H^2 / f^2$, λ - угол между направлением геомагнитного поля и траекторией радиоволны; f_H - значение гирочастоты (рассчитывается на основе

модели геомагнитного поля IGRF [39]; знак “+” выбирается для обыкновенной волны, а знак “-” - для необыкновенной волны.

Расчеты траекторий распространения радиоволн показали, что отражение обыкновенной радиоволны от ионосферы на частоте 5.37 МГц происходило на высоте ~ 151 км, на частоте 7.98 МГц - на высоте ~ 222 км, и на частоте 10.3 МГц – на высоте ~ 263 км. Результаты сопоставлений результатов модельных расчетов и экспериментальных записей доплеровского сдвига частоты представлены на рис. 3.6.

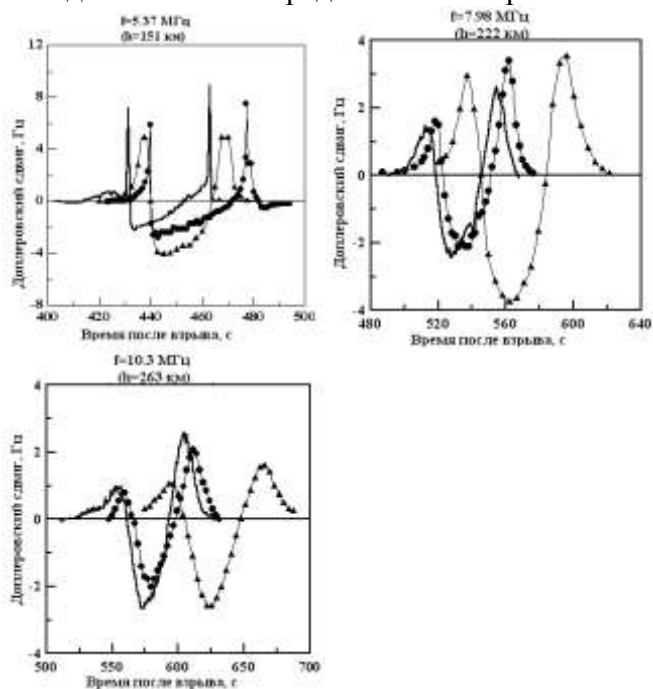


Рис. 3.6. Измерения доплеровского сдвига частоты, проведенные лабораторией Los Alamos (США) - кружки, наши расчеты - сплошные линии, расчеты Warshaw and Dubois - треугольники.

Видно, что результаты расчета хорошо соответствуют экспериментальным данным для всех трех высот ионосферы.

Коэффициент корреляции между экспериментальными (включая парашютные и ионосферные измерения) и расчетными «портретами» составил величины: 0.85-0.98. Одновременное соответствие модельных расчетов эксперименту для семи точек пространства на высотах от 8.2 км до 263 км показывает корректность разработанных моделей, описывающих распространение акустических волн в атмосфере, их влияние на возмущение концентрации электронов в ионосфере и на характеристики распространения радиоволн.

3.2. Акустические волны от протяженного источника

В природе, одним из источников акустических волн является землетрясение. Генерируемые очагом землетрясения сейсмические волны распространяются до земной поверхности и вызывают ее движение. В результате происходит передача энергии и импульса от земной поверхности в атмосферу и, как следствие, генерация акустических волн. Аналогичный механизм работает и при подземном ядерном взрыве (ПЯВ). При этом масштаб движущейся земной поверхности также оказывается больше длины излучаемой волны, и поэтому подобные источники следует считать протяженными. С точки зрения генерации акустических волн, главное отличие протяженного источника от точечного состоит в различии диаграммы направленности излучения акустической энергии. Фронт волны, генерируемый точечным источником, является сферическим: энергия волны распределена равномерно по поверхности сферы (для всех углов выхода акустических лучей). Фронт волны, генерируемый протяженным ис-

точником, имеет минимумы и максимумы, обусловленные особенностями геометрии излучателя и спектром излучаемых колебаний.

3.2.1 Использование интеграла Рэлея для расчета акустического поля при подземном взрыве

Базовым выражением для расчета акустического поля, генерируемого подземным ядерным взрывом, является интеграл Рэлея (Pierce [40]; Banister and Hereford [21])

$$p(t) = \frac{\rho_0}{2\pi} \int \frac{a(t - L/c)}{L} dS, \quad (3.7)$$

где p – давление в акустическом импульсе; ρ_0 – фоновая плотность воздуха над местом взрыва; c – скорость звука; t – время; L – расстояние от элементарной площадки откольной зоны до точки наблюдения, a – вертикальное ускорение движения единичного элемента площади откольной зоны, dS – элемент поверхности.

Для проверки выражения (3.7) Banister, Hereford [21] провели серию сложных парашютных экспериментов во время ПЯВ и показали, что результаты расчета и измерений вариаций давления на высоте ~ 9 км над местом взрыва хорошо согласуются. Однако надо отметить, что интеграл Рэлея строго справедлив только для случаев распространения акустических волн в однородной атмосфере без учета нелинейных эффектов и поглощения. Его нельзя непосредственно использовать для расчета поля при распространении волн на высоты ионосферы, в том числе из-за экспоненциального уменьшения плотности атмосферы с высотой. Для преодоления этих ограничений Krasnov, Drobzheva [41] выдвинули следующую идею: если для диаграммы направленности протяженного источника известен коэффициент усиления поля

по какому-либо углу выхода луча, то для этого направления и конкретной точки наблюдения в атмосфере можно подобрать эквивалентный по энергии акустический импульс от точечного источника; и далее использовать модель точечного источника (разделы 1-2) для расчета поля акустической волны в точке наблюдения с учетом неоднородности атмосферы, нелинейных эффектов и поглощения. Наиболее просто эту идею можно реализовать для случая, когда дальность L до точки наблюдения значительно превосходит масштаб движущейся поверхности S (например, в случае ПЯВ размеры радиуса откольной зоны составляют величины от единиц до десятка километров; а регистрация акустических волн проводится на высотах F- области ионосферы). Тогда в (3.7) величину L в знаменателе можно вынести из под знака интеграла; и область движущейся поверхности с высоты точки наблюдения будет представляться точечной. Времена распространения сигналов от элементарных поверхностей будут очень мало отличаться друг от друга, а длительность результирующего сигнала $p(t)$ и его спектр будут, практически, идентичными длительности и спектру $a(t)$. Для проверки выдвинутых предположений рассмотрим результаты сопоставления модельных расчетов с результатами доплеровского радиозондирования ионосферы во время ПЯВ (Krasnov, Drobzheva [41]; Krasnov, Drobzheva and Laštovička [42]). В частности, 14 сентября 1988г. в рамках Советско - Американского эксперимента в 04ч 00мин 00с UT был проведен калибровочный подземный ядерный взрыв на Семипалатинском испытательном полигоне мощностью порядка 110 кт и глубиной заложения заряда 642 м. Радиус откольной зоны равнялся $R_s \approx 7.3$ км. При моделировании движение откольной зоны задавалось на основе эмпирических формул для Семипалатинского полигона. Доплеровское радиозондирование ионосферы проводилось на радиотрассах

(рис.3.7): Курчатов - Саржал (частоты радиозондирования $f = 4.918$ МГц и $f = 7.708$ МГц); Кайнар - Семипалатинск ($f = 7.812$ МГц).



Рис. 3.7. Расположение радиотрасс относительно места взрыва.

Высоты отражения радиоволн (высоты точек наблюдения акустической волны) соответственно равнялись: ~ 179 , 221 и 212 км. Таким образом, выполнялось условие $L \gg R_s$.

Результаты сопоставления модельных расчетов и экспериментальных измерений доплеровской частоты радиоволн, обусловленных взрывом, представлены на рис. 3.8. Расчеты акустической волны, ее влияние на ионосферу и доплеровский сдвиг частоты радиоволн проводились на основе формул, представленных в разделах 1 и 2. Для радиотрассы Курчатов – Саржал расчеты выполнены для обыкновенной волны, а для трассы Кайнар – Семипалатинск – для обыкновенной и необыкновенной радиоволн. Видно достаточно хорошее согласие модельных расчетов с экспериментом. Для радиотрассы Курчатов – Саржал и $f = 4.918$ МГц коэффициент корреляции между модельной и экспериментальной кривой составил $k = 0.88$; для радиотрассы Курчатов – Саржал и $f = 7.708$ МГц - $k = 0.84$. Для трассы Кайнар – Семипалатинск и $f = 7.812$ МГц – $k = 0.61$ для обыкновенной радиоволны и $k = 0.68$ – для необыкновенной радиоволны.

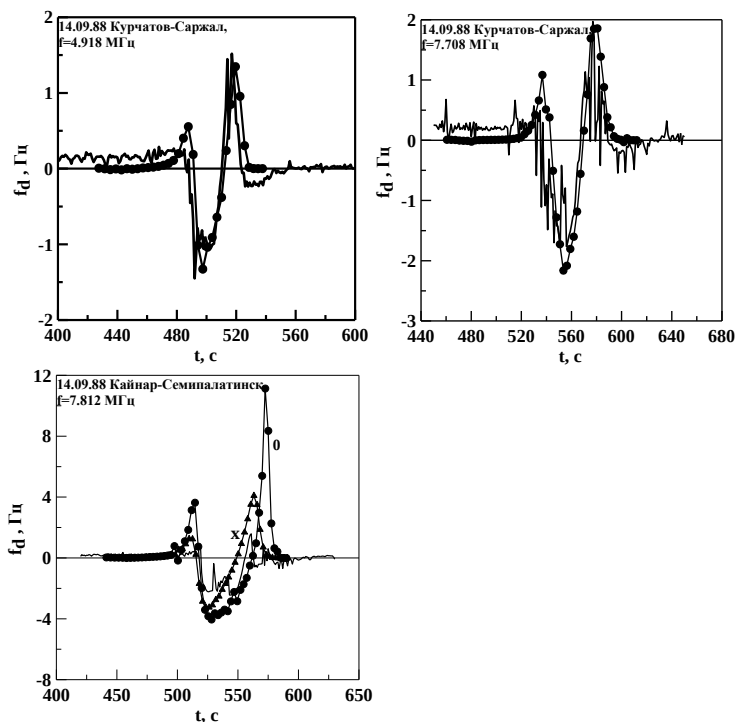


Рис. 3.8. Сопоставления модельных расчетов (кружки, треугольники) и экспериментальных измерений (сплошные линии) доплеровской частоты радиоволн, обусловленных взрывом.

Меньшие величины коэффициентов корреляции для радиотрассы Кайнар - Семипалатинск обусловлены тем, что высоты отражения обыкновенной и необыкновенной радиоволн мало отличались друг от друга, соответственно: 212 и 210 км. В результате возмущения доплеровского сдвига частоты проявились на записи, практически, одновременно для обоих типов радиоволн. Это привело к интерференционной картине возмущения доплеровской записи, в то время как модель не учитывает интерференционные эффекты.

Всего сопоставления с экспериментом были проведены для 9 ПЯВ. Коэффициент корреляции между модельными и экспериментальными измерениями доплеровской частоты радиозондирующего сигнала изменялся в диапазоне от 0.61 до 0.92 при среднем значении 0.81 и среднеквадратичном отклонении 0.1.

3.2.2 Использование интеграла Рэлея для расчета акустического поля при землетрясениях

В принципе, интеграл Рэлея (3.7) представляется линейной системой преобразования сигнала для условий однородной атмосферы, и поэтому он не должен приводить к появлению новых (дополнительных) спектральных составляющих по сравнению со спектром входного сигнала – $a(t)$. Исходя из (3.7), акустическое поле в точке наблюдения формируется «сигналами» от элементарных площадок, и эти сигналы складываются с учетом фазы волны в точке наблюдения. Пусть точка наблюдения находится на высотах ионосферы и расположена непосредственно над эпицентром землетрясения. В этом случае сигналы от элементарных площадок, находящихся у границы области интегрирования, будут приходить в точку наблюдения с запаздыванием относительно сигналов, генерируемых элементарными площадками, которые расположены непосредственно под точкой наблюдения. Если расстояние L значительно больше масштаба движущейся поверхности – R_s , то относительное запаздывание по времени сигналов, излучаемых площадками в центре поверхности и на ее границе, будет незначительным, и будет гораздо меньше времени распространения акустической волны до точки наблюдения.

Однако в случае сильного землетрясения, масштаб движения земной поверхности может составлять десятки и

сотни километров, что сопоставимо с величиной высоты точки наблюдения. Кроме того длительность сейсмической волны, вызывающей движение земной поверхности, может также быть сопоставима со временем распространения «акустических сигналов» от элементарных площадок до точки наблюдения. В результате длительность выходного сигнала $p(t)$ окажется больше длительности $a(t)$, что приведет к появлению новых спектральных составляющих. Для решения этой проблемы Krasnov, Drobzheva, Chum [43] предложили принять следующее допущение: учитывать вклад в интеграл Рэлея движений только тех элементов поверхности и в течение тех моментов времени, которые не увеличивают длительность результирующего сигнала $p(t)$ по сравнению с длительностью сейсмического сигнала $a(t)$.

Важным этапом при проведении расчетов с помощью интеграла Рэлея является определение размера движущейся поверхности S . Для определения размеров S при землетрясениях необходимо знать: 1) зависимость амплитуды вертикального движения земной поверхности от горизонтального расстояния, и 2) максимальный радиус излучаемой земной поверхности, с границы которого акустические лучи еще приходят в точку наблюдения. Эмпирические зависимости, которые удовлетворительно описывают поле вертикального движения земной поверхности, существуют только для ПЯВ. В случае землетрясения адекватное описание поля движения земной поверхности возможно только на основе результатов измерений достаточно густой сетью сейсмических станций. Особенно плотная сеть станций должна быть в зоне разрывов земной поверхности, в частности, непосредственно над эпицентром. Рассмотрим, например, поле движения земной поверхности во время землетрясения, которое произошло практически в центре сети сейсмических станций (измери-

тельный полигон Чешской республики) 28 октября 2008 года, его магнитуа составила $M = 3.6$. При этом одновременно с сейсмическими измерениями проводилось доплеровское радиозондирование ионосферы – рис. 3.9 (Krasnov, Drobzheva, Chum [44]; Laštovička et al. [45]).

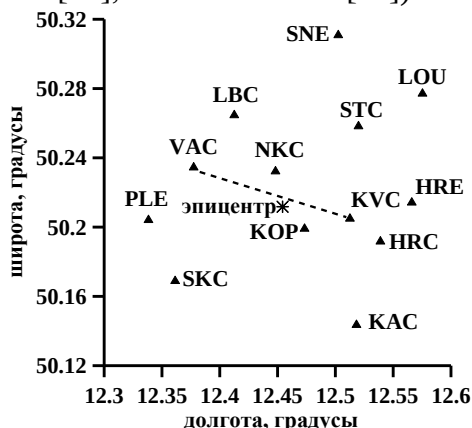


Рис.3.9. Позиция эпицентра землетрясения (*), сейсмических станций (треугольники) и трасса доплеровского радиозондирования ионосферы (штриховая линия).

Максимальное значение коэффициента корреляции (K) колебаний $a(t)$ между пунктами не превысило $K \approx 0.2$. Малые значения K предполагают квазислучайный характер изменения поля сейсмической волны от одной точки к другой. Зависимость среднеквадратичного отклонения колебаний $a(t)$ от расстояния до эпицентра землетрясения представлено на рис.3.10. В среднем, амплитуда колебаний убывает с расстоянием, однако от пункта к пункту изменятся случайным образом. Уменьшение амплитуды интерполяционной кривой до нуля произойдет на расстоянии ~ 20 км от эпицентра. Очевидно, что это расстояние можно принять за границу области движущейся поверхности S .

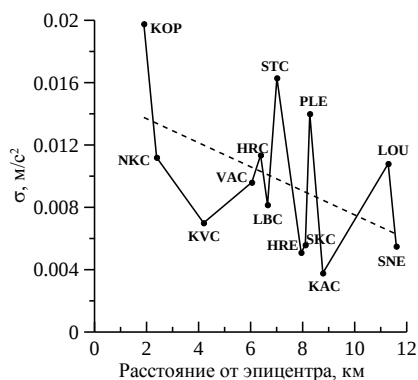


Рис. 3.10 Зависимость среднеквадратичного отклонения колебаний $a(t)$ от расстояния до эпицентра землетрясения (штриховая линия показывает результаты интерполяции экспериментальной кривой прямой линией).

Хаотичность движения элементов земной поверхности привело к генерации результирующей акустической волны малой амплитуды и, как следствие, к малым величинам ионосферных возмущений. В результате реакция ионосферы на землетрясение с помощью доплеровского радиозондирования не обнаружена.

Другая картина движения земной поверхности наблюдается на больших расстояниях от очага землетрясения (в зоне упругих когерентных колебаний земной поверхности). Амплитуда колебаний $a(t)$ в зависимости от расстояния изменяется очень медленно. Рассмотрим, например, поле движения земной поверхности во время землетрясения 2011 Tohoku-Oki, которое произошло 11 марта 2011 года на расстоянии ~ 9000 км от измерительного полигона Чешской республики (магнитуда $M = 9$). На полигоне проводились одновременно сейсмические измерения и доплеровское радиозондирование ионосферы – Рис.3.11 (Krasnov, Drobzheva, Chum, [46]; Chum et al., [47]). В результате был зарегистрирован приход P, S, SS сейсмических волн, поверхностных

Рэлеевских волн, а также их воздействие на ионосферу. Среднее значение коэффициента корреляции записей вертикальных колебаний земной поверхности между пунктами для Р – волны составило $k = 0.96$ при среднеквадратичном отклонении $\sigma = 0.089$, для S–волны – $k = 0.92$ при среднеквадратичном отклонении $\sigma = 0.129$, для SS–волны – $k = 0.97$ при $\sigma = 0.048$, для Рэлеевской волны – $k = 0.92$ при $\sigma = 0.162$.

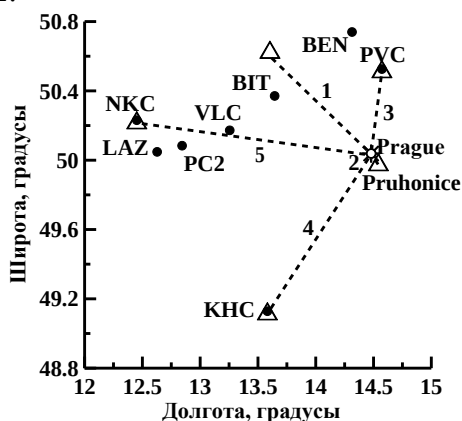


Рис. 3.11. Расположение сейсмических станций (кружки), ионозонда (Pruhonic) передатчиков квазимонохроматических радиоволн (треугольники), приемника для измерения доплеровской частоты (Prague) и радиотрасс доплеровского радиозондирования ионосферы (штриховые линии).

Отклонение значений амплитуды вертикальных колебаний земной поверхности для каждого типа волны от среднего на каждом пункте измерений было незначительным. Таким образом, в пределах измерительного полигона амплитуды вертикальных колебаний земной поверхности можно считать постоянными. В этом случае главным фактором для определения масштаба размера поверхности S становится размер максимального радиуса на земной поверхности, с границы

которого акустические лучи еще приходят в точку наблюдения (не будут отражаться от нижних слоев атмосферы). При доплеровском радиозондировании ионосферы высоты наблюдения поля акустических волн определяются высотами отражения радиоволн. Расчеты высот отражения радиоволн проводились на основе профилей концентрации электронов, полученных с помощью ионозонда, расположенного в Pruhonice (Рис.3.11) с учетом магнитного поля Земли. Для рассматриваемого случая они находились в диапазоне от 204 до 215 км.

Результаты расчета траекторий акустических лучей от элементарных площадок на поверхности Земли до точки наблюдения в ионосфере на высоте 213 км в зависимости от горизонтального расстояния d показаны на рис. 3.12.

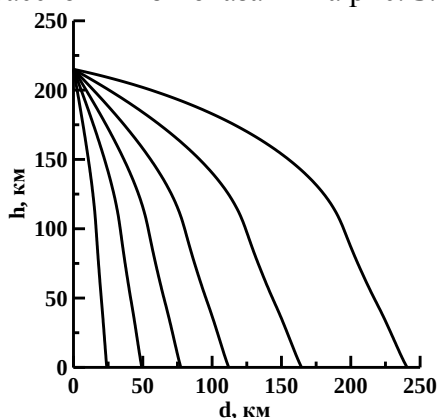


Рис. 3.12. Пример расчета траекторий акустических лучей, приходящих в точку наблюдения на высоту 213 км от элементарных площадок земной поверхности, находящихся на разных горизонтальных расстояниях.

Расчеты траекторий проведены с учетом сферичности Земли. Видно, что с увеличением горизонтального расстояния элементарной площадки от точки наблюдения траектория акустических лучей становится все более полой. Для рас-

стояний больше 240 км лучи отражаются от нижележащих слоев и не доходят до точки отражения. Т.е. в данном случае акустическое поле на высоте точки наблюдения 213 км формируется зоной S на земной поверхности с радиусом $R_s < 240$ км. При меньших высотах наблюдения радиус зоны R_s уменьшается

Для расчета акустического поля протяженного источника для заданной точки наблюдения Krasnov, Drobzheva, Shum [44] предположили, что может быть использована модель излучения и распространения акустических волн от точечного источника, если:

- 1) выбрать точечный источник, энергия которого эквивалентна энергии протяженного источника для заданной точки наблюдения;
- 2) подобрать необходимую начальную форму эквивалентного акустического сигнала.

Предложен следующий алгоритм решения задачи.

1. С помощью интеграла Рэлея по формуле (3.7) рассчитывается акустический сигнал $p_{ob}(t)$ в приближении однородной атмосфере для точки наблюдения в атмосфере от протяженного источника без учета поглощения и нелинейных эффектов.

2. Учитывая линейность преобразования (3.7) предполагается, что сигнал точечного источника должен иметь такую же временную форму, как сигнал в точке наблюдения – $p_{ob}(t)$. В результате сигнал эквивалентного точечного источника определится по формуле, учитывающей только сферическую расхожимость волнового фронта.

$$p_r(t) = p_{ob}(t) \frac{r_{ob} - r_1}{r_1}, \quad (3.8)$$

где $p_r(t)$ акустический сигнал точечного источника на начальном фронте волны радиуса r_1 , r_{ob} – радиус фронта сферической волны в точке наблюдения.

Используя соотношение (1.12) $p' = V\rho_0 c$, выражение (3.8) можно преобразовать к виду

$$V_r(t) = V_{ob}(t) \frac{r_{ob} - r_1}{r_1 \rho_0 c}, \quad (3.9)$$

где $V_r(t)$ – скорость движения гидродинамических частиц на начальном фронте волны точечного источника, а $V_{ob}(t)$ – в точке наблюдения.

В выражении (3.9) присутствует неизвестная величина радиуса начального фронта волны r_1 . Из (3.9) видно, что при стремлении r_1 к нулю, величина $V_r(t)$ стремится к бесконечности и может превысить скорость звука. Это будет означать появление ударной волны (проявление нелинейных эффектов), что противоречит физике рассматриваемого явления. Действительно, колебания сейсмических волн имеют малую амплитуду, поэтому на начальной стадии распространения акустической волны от поверхности Земли во время землетрясения влиянием нелинейных эффектов следует пренебречь: принимаем условие $V \ll c$. Чтобы данное условие выполнялось, примем в рассматриваемой задаче $r_1 = 1$ км. Далее будем рассматривать эквивалентный сигнал точечного источника и расположение его начального фронта в пространстве как начальные условия для расчета распространения акустической волны в атмосфере на основе модели для точечного источника (разделы 1,2).

Справедливость использования предложенного алгоритма может быть проверена на основе сопоставления результатов модельных расчетов с экспериментом. Рассмотрим в деталях расчеты эквивалентного акустического сигнала точечного источника для Р-волны с использованием формул (3.7) и (3.9). На рис. (3.13) показан вид кривой вертикального ускорения движения земной поверхности $a(t)$ и ее спектр. Из спектра видно, что ускорения движения земной поверхности имеет максимум спектральной плотности в

районе частоты 0.039 Гц (период 25.6 с). Спектр примерно ограничен частотой 0.35 Гц, т.е. минимальный период колебаний равен $T=2.86$ с. За это время сейсмическая волна,

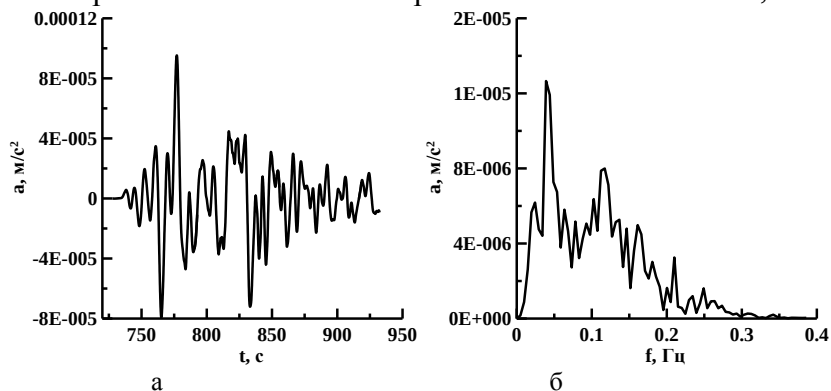


Рис. 3.13. а) Вид колебаний вертикального ускорения движения земной поверхности при приходе Р-волны и б) ее спектр.

имеющая эффективную составляющую скорости распространения вдоль земной поверхности 20.651 км/с, пройдет расстояние $d=20.651\text{ км/с} \cdot 2.86\text{ с}=59$ км. Очевидно, что размеры элементарной ячейки для описания неоднородной структуры поля вертикального ускорения движения земной поверхности с помощью интеграла Рэлея должны быть меньше 59 км. Выберем для расчетов величину площади элементарной ячейки равной $dS=0.545$ км². В результате максимальный размер дуги элементарной ячейки при расчетах не превысит 5 км. Форму площадки S зададим в виде круга с центром, непосредственно расположенным под точкой отражения радиоволны в ионосфере (под точкой наблюдения). Для примера на рис.3.14 показаны результаты расчета начального акустического сигнала точечного источника на высоте 1 км для координат точки отражения радиоволны на радиотрассе 1 (рис.3.11), которые далее были использованы для расчета формы и параметров акустического импульса на вы-

соте 213 км. Из рисунка видно, что V не превышает 0,1м/с и условие $V \ll c$ выполняется (на высоте 1 км - $c = 334.9$ м/с).

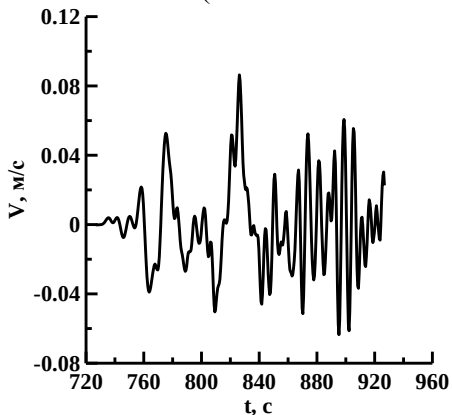


Рис. 3.14. Результаты расчета начального акустического сигнала точечного источника на высоте 1 км для координат точки отражения радиоволны на радиотрассе 1 (рис.3.11), которые далее использованы для вычисления акустического импульса на высоте 213 км.

Используя данный алгоритм, были проведены расчеты начальных акустических сигналов для каждой из пяти точек наблюдения в ионосфере (пяти точек отражения радиоволн) и для сейсмических волн: P, S, и SS. Эволюция форм акустических импульсов при их распространении до высот ионосферы рассчитывалась вдоль траекторий распространения волн по формулам (1.20)–(1.23). На рис. 3.15 приведены результаты расчета акустической волны, генерируемой Р-волной для различных точек наблюдения на высотах ионосферы – рис.3.11. Видно, что акустические возмущения мало отличаются между собой и, практически, совпали для трассы Tx1-Prague и Tx2- Prague, так как высота точки отражения радиоволн для этих трасс примерно одинаковая, а разнос по горизонтали точек отражения небольшой. Существенное отличие формы этих возмущений от формы началь-

ного сигнала (например, рис. 3.14) обусловлено влиянием нелинейных эффектов, в частности «исчезли» высокочастотные составляющие спектра. С уменьшением высоты точки отражения величина акустического возмущения возрастает, что связано с уменьшением пути распространения акустической волны и, соответственно, с меньшим ее поглощением.

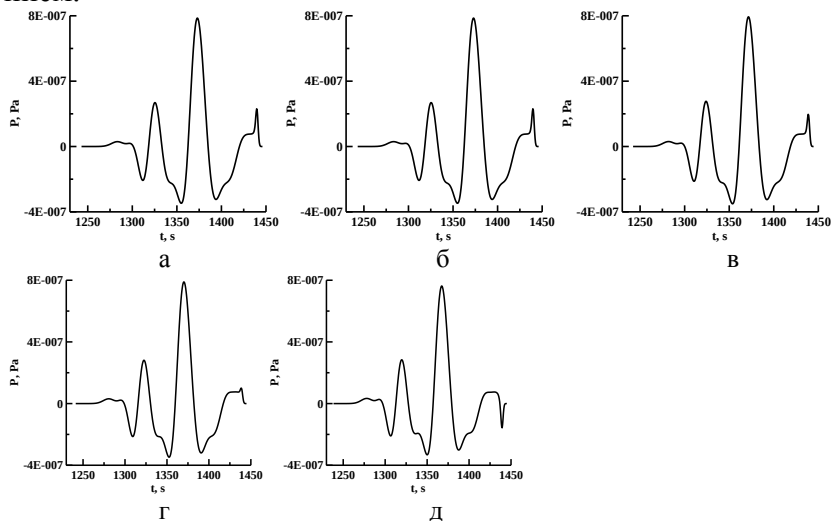


Рис. 3.15. Акустический импульс на высоте точек отражения радиоволн на трассах: а) Tx1-Prague, б) Tx2- Prague, в) Tx3- Prague, д) Tx4- Prague, е) Tx5- Prague.

Сдвиг по времени между кривыми обусловлен, как разным расстоянием точек отражения радиоволн до эпицентра землетрясения, так и разными высотами точек отражения радиоволн.

Выше 130 км ионосферная плазма считается замагниченной, и для оценки влияния акустического возмущения на формирование возмущения электронной концентрации использовалась формула (2.8). Пример расчета возмущения

электронной концентрации, вызванное Р-волной в точке отражения радиоволны на трассе 1 (рис. 3.11) показан на рис. 3.16.

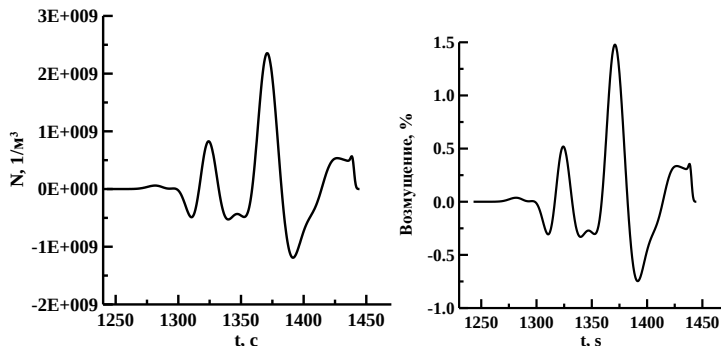


Рис. 3.16. Возмущение электронной концентрации, вызванное землетрясением при прохождении Р- волны: а) по абсолютной величине, б) в процентах по отношению к фоновой концентрации электронов на высоте 213 км.

Видно, что прохождение сейсмической волны Р, возникшей во время землетрясения с магнитудой 9 близ восточного побережья острова Хонсю, привело к возмущению концентрации электронов ионосферы на расстоянии от эпицентра ~ 9000 км и на высоте ~ 213 км с амплитудой $\sim 1.5\%$ от фоновой величины. Для других четырех радиотрасс амплитуда возмущений и вид возмущений оказались примерно такими же. Важно отметить, что возмущения имеют существенные градиенты при переходе от положительных к отрицательным значениям. Это обстоятельство может оказать существенное влияние на траекторию распространения радиоволн (Krasnov, [48]).

Для определения влияния ионосферных возмущений на доплеровский сдвиг частоты радиозондирующих сигналов использовалась формула (3.6).

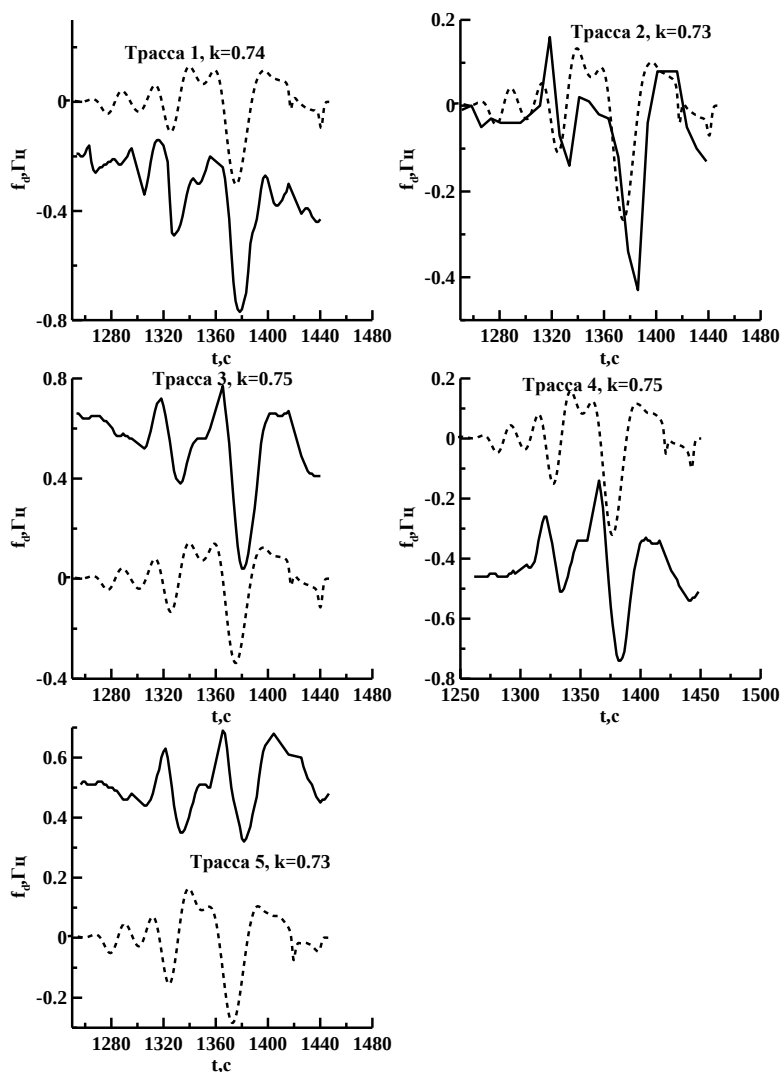


Рисунок 3.17. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (пунктирные линии) записей доплеровского сдвига частоты для пяти различных трасс радиозондирования ионосферы при прохождении сейсмической волны Р.

На рис. 3.17 приведено сопоставление результатов расчета с экспериментом для случая Р-волны; показаны также значения коэффициентов корреляции (k) между рассчитанными и экспериментальными кривыми. Видно, что наблюдается хорошее соответствие теоретических и экспериментальных кривых, как по форме возмущения, так и по амплитуде и времени прихода.

Таким образом, предложенные физические модели и алгоритмы оказались оправданными. Справедливость модельных расчетов также показана при их сопоставлении с результатами доплеровских измерений для S и SS-волн. Коэффициент корреляции между расчетными и экспериментальными записями для сейсмической волны S изменялся в пределах от 0.85 до 0.9, для SS - от 0.68 до 0.74. К сожалению, экспериментальная запись вариаций доплеровского сдвига частоты при прохождении Рэлееской волны из-за помех (интерференционные биения) оказалась непригодной для обработки. В целом, среднее значение коэффициента корреляции по 15 модельным и 15 экспериментальным записям оказалось равным 0.78 при среднеквадратичном отклонении 0.08.

Согласие результатов модельных расчетов и экспериментов позволяет на основе разработанных моделей исследовать закономерности поведения акустических и ионосферных возмущений в атмосфере и ионосфере.

4. Закономерности распространения акустических волн в атмосфере и их влияние на ионосферу

4.1. Пространственно-временные характеристики акустических полей и ионосферные возмущения от точечного импульсного источника.

Для исследования пространственно-временной структуры акустических полей в неоднородной атмосфере, генерируемых точечным источником (точечным взрывом) проведены расчеты амплитуды скорости движения гидродинамических частиц $V(t)$ в зависимости от высоты атмосферы для мощностей взрыва от 1 до 500 т ТНТ и различных углов выхода акустических лучей (Drobzheva, Krasnov, [18]). На рис. 4.1, для примера, представлены результаты расчета высотного профиля скорости движения гидродинамических частиц для взрывов 1 и 500 т ТНТ

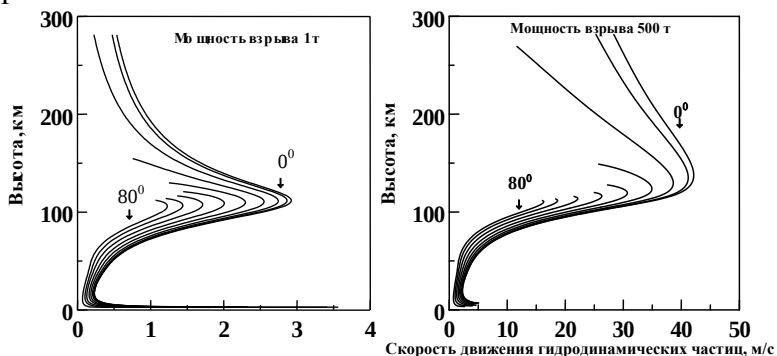


Рис. 4.1. Модельные расчеты зависимости амплитуды акустического импульса от высоты для различной мощности взрыва и начальных углов выхода акустического луча от 0° до 80° с шагом 10° .

Видно, что амплитуда акустического импульса вначале убывает с высотой, а далее достигает максимума в области вы-

сот 100–150 км. Положение по высоте этого максимума, практически, не зависит от мощности взрыва (по крайней мере, в пределах 1-500т ТНТ) и начального угла выхода акустического луча. Причина такой закономерности может быть установлена из анализа формул (1.19)–(1.23). Из них видно, что на амплитуду акустического импульса влияют следующие факторы:

- сферическая расходимость волнового фронта, приводящая к увеличению объема воздуха, захваченному движением, и, как следствие, к уменьшению плотности энергии акустической волны;
- уменьшение плотности атмосферы с высотой, в соответствии с законом сохранения количества движения, стремится увеличить амплитуду импульса;
- вязкость и теплопроводность среды приводят к поглощению энергии акустической волны;
- нелинейное взаимодействие спектральных составляющих импульса при распространении волны и сопровождающееся, в том числе, укрупнением переднего и заднего фронта импульса приводит к нелинейному поглощению энергии акустической волны.

Резкое увеличение радиуса волнового фронта вблизи точечного источника приводит к резкому уменьшению количества энергии волны в единице объема и, как следствие, к уменьшению амплитуды акустического импульса на начальном участке траектории. При этом влияние данного фактора на амплитуду импульса оказывается преобладающим по сравнению с влиянием уменьшающейся с высотой плотности атмосферы. В результате, вплоть до высоты ~10 км, амплитуда волны уменьшается (рис. 4.1). При этом влиянием на амплитуду фактора поглощения энергии из-за вязкости и теплопроводности можно пренебречь, поскольку их величины на данных высотах весьма малы. Также можно пренеб-

речь и влиянием нелинейного поглощения, поскольку факт перехода ударной волны в акустическую волну сам по себе означает значительное ослабление нелинейных эффектов.

В области высот от ~ 10 км до 100–150 км наблюдается рост амплитуды акустического импульса. Это происходит благодаря тому, что усиливается влияние фактора уменьшения плотности атмосферы с высотой и уменьшается влияние фактора сферической расходимости волнового фронта.

Выше 100–150 км, как видно из рис. 4.1, амплитуда импульса начинает вновь уменьшаться, что обусловлено снижением влияния фактора уменьшения плотности атмосферы: происходит резкое уменьшение скорости убывания плотности с высотой (рис. 4.2). С другой стороны, рост

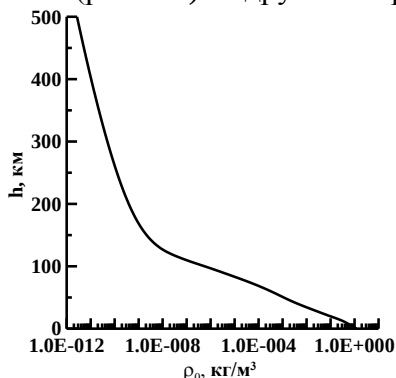


Рис. 4.2 - Фоновое изменение плотности с высотой.

амплитуды до этих высот привел к усилению фактора нелинейного поглощения, который в большей степени начинает оказывать влияние на высокочастотные составляющие спектра. Одновременно с этим, на данных высотах становится значимым поглощение энергии волны из-за вязкости и теплопроводности. Таким образом, амплитуда акустического импульса выше 100–150 км начинает уменьшаться с высотой, с одной стороны, за счет снижения влияния фактора

уменьшения плотности атмосферы, а с другой - за счет роста влияния факторов поглощения энергии акустической волны.

Рис. 4.1 показывает важное свойство акустических волн: они способны со значимой амплитудой распространяться от поверхности Земли до высот верхней атмосферы и, следовательно, переносить энергию и импульс от источников, находящихся в приземной атмосфере. При этом видно, что максимум амплитуды акустического импульса расположен на высотах 100-150 км. Это означает, что данная высотная область является наилучшей для обнаружения и «прямой» регистрации акустических волн (по крайней мере, в пределах эквивалентной мощности точечного источника 1-500 т ТНТ).

Результаты расчета траекторий акустических волн в атмосфере для углов выхода от 0° до 80° с шагом 10° и мощностей взрыва 1 и 500 т ТНТ представлены на рис. 4.3.

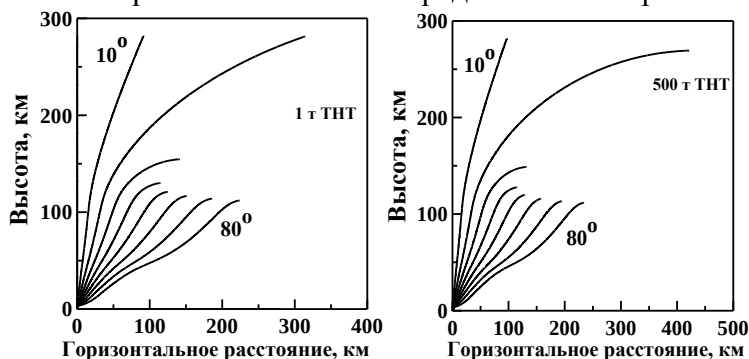


Рис.4.3. Траектории акустических волн в атмосфере для углов выхода от 0° до 80° с шагом 10° для мощностей взрыва 1 и 500 т ТНТ.

Для взрывов разной мощности видны отличия в траекториях акустических лучей, вышедших под одинаковыми углами из места взрыва. Например, при мощности взрыва 1 т ТНТ максимальное горизонтальное расстояние, на которое распро-

странилась волна, равно 314 км, а высота луча - 281 км; при мощности 500 т ТНТ горизонтальное расстояние равно 421 км, а высота луча - 269 км. Эти различия обусловлены тем, что радиусы начальных фронтов волн, где ударная волна переходит в акустическую, для разных мощностей взрыва имеют разные величины. В результате, акустические волны стартуют с различных высот, и это отличие путей акустических лучей на начальных участках траектории приводит к различию условий распространения волны по всей длине траектории.

Результаты расчетов зависимости амплитуды акустического импульса от горизонтального расстояния до источника представлены на рис. 4.4. Расчеты показали, что изменения амплитуды акустического импульса для различных мощностей взрыва и высот атмосферы оказались симметричными по горизонтали относительно места взрыва. Это обусловлено тем, что параметры фоновой атмосферы примерно постоянны на расстояниях около 100 км. Видно, что величины амплитуды уменьшаются от центра к краю примерно в 2 раза. Для взрывов мощностью ~1 т ТНТ наибольшая амплитуда наблюдается на высоте ~100 км (оптимальная высота для регистрации взрыва). При этом диаметр акустического возмущения составляет ~400–450 км. Для взрывов мощностью 100 и 500 т ТНТ наибольшая амплитуда наблюдается на высоте ~150 км (оптимальная высота для регистрации взрыва). При этом амплитуды акустических импульсов на высоте ~250 км являются достаточно большими для их обнаружения и регистрации в пределах горизонтальной плоскости диаметром 500–550 км.

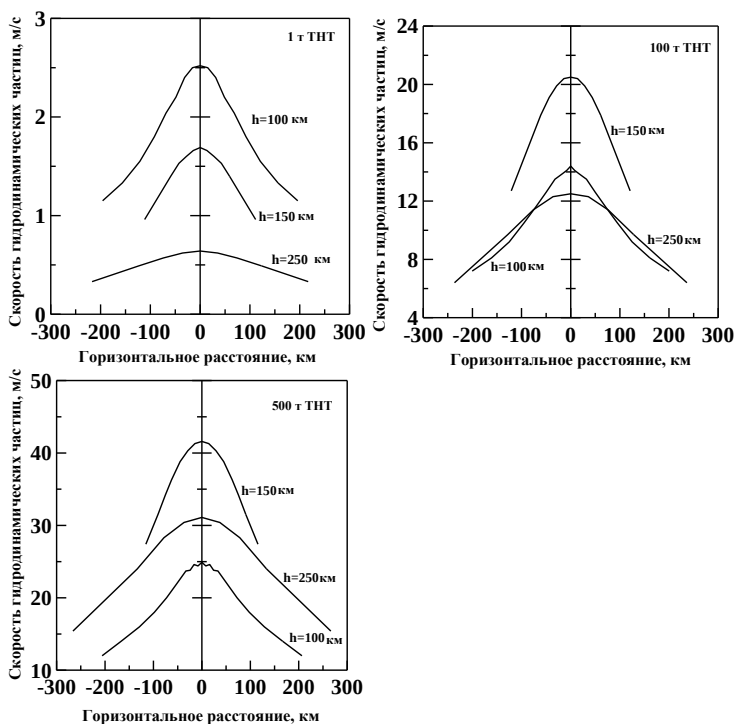


Рис. 4.4. Зависимость амплитуды акустического импульса от горизонтального расстояния до взрыва для высот 100, 150 и 250 км; «0» – соответствует месту взрыва.

Исследование закономерностей изменения длительности фазы сжатия импульса с высотой проводились для мощностей взрыва 1 т TNT, 100 т TNT и 500 т TNT для углов выхода акустического луча от 0° до 80° с шагом 10° (рис.4.5). Видно, что длительность импульса, практически, не растет при распространении волны на начальном участке траектории, и чем больше мощность взрыва, тем с меньших высот начинается ее заметный рост: для мощности 500 т TNT эта высота составляет ~ 50 км, а для мощности 1 т TNT ~ 100 км.

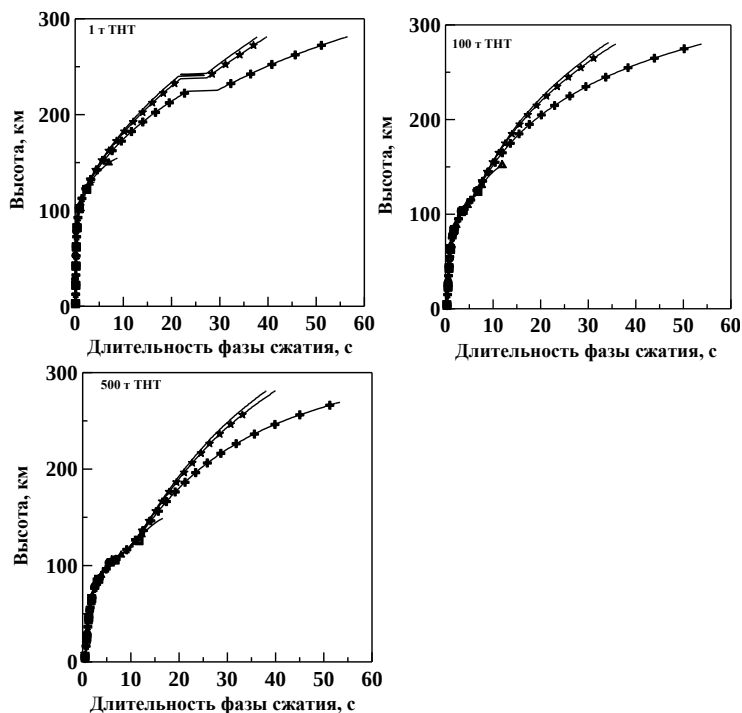


Рис. 4.5. Зависимость длительности положительной фазы импульса от высоты для мощностей 1, 100 и 500 т ТНТ и различных начальных углов выхода луча: угол выхода луча 0° (сплошная линия); 10° (звездочки); 20° (кресты); 30° (треугольники); 40° (квадраты); 50° (темные треугольники); 60° (темные кружки); 70° (темные квадраты); 80° (кружки).

Заметный рост длительности импульса, практически, не зависит от начального угла выхода акустической волны, что определяется, прежде всего, действием нелинейных процессов, которые изменяют спектральный состав импульсов и могут, в целом, привести к увеличению длины импульсов. Чем больше мощность взрыва, тем больше амплитуда импульсов, и, следовательно, с более низких высот начинают сказываться нелинейные эффекты.

При распространении акустической волны вверх, на высотах ионосферы, она приводит в движение не только атомы и молекулы, но также положительные ионы и электроны. Также, как и в случае нейтральных частиц, передача импульса ионам может происходить непосредственно от акустической волны или в результате столкновения нейтральных частиц с ионами. В свою очередь электроны захватываются ионами и следуют за ними. В отличие от нейтральных частиц на движение заряженных частиц в ионосфере оказывает влияние магнитное поле Земли. Благодаря силе Лоренца ионы и электроны закручиваются вокруг магнитно-силовой линии, и, если была составляющая скорости, параллельная магнитной линии, то заряженные частицы дополнительно начинают двигаться и вдоль нее. В результате, возникают ионосферные возмущения, вытянутые вдоль магнитно-силовых линий. В настоящей работе учет влияния акустической волны на ионосферную плазму проводится на основе формул (2.8) и (2.11).

Для исследования закономерностей поведения ионосферных возмущений, возникших под воздействием акустической волны от точечного наземного взрыва мощностью 500 т ТНТ, рассчитаны вариации амплитуды ионосферного возмущения на высотах: 100, 110, 120, 160 и 260 км в зависимости от начального зенитного угла (θ_0) акустического луча, распространяющегося на север, юг или восток (рис. 4.6) (Drobzheva, Krasnov, [49]; Krasnov, Drobzheva, [50]). Картина возмущения для западного направления оказалась симметричной картине для восточного направления (симметрия относительно геомагнитного меридиана), поэтому на рисунке не представлена. Все расчеты проведены для геофизических условий эксперимента Mill Race и представлены в логарифмическом масштабе с целью показать особенности возмущений при малых амплитудах. Видно, что величина

возмущения концентрации электронов уменьшается при увеличении θ_0 во всех направлениях от места взрыва.

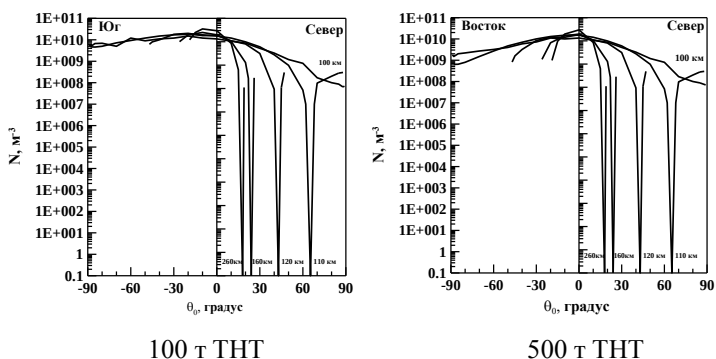


Рис. 4.6. Вариации амплитуды ионосферного возмущения на высотах: 100, 110, 120, 160 и 260 км - в зависимости от зенитного угла акустического луча θ_0 , распространяющегося на юг, север и восток.

Кроме того для лучей, направленных на север, начиная с высоты 110 км, отмечается резкий минимум амплитуды ионосферного возмущения, положение которого по оси абсцисс различно и возрастает с увеличением высоты точки наблюдения. Исследования показали, что этот минимум наблюдается, когда угол между акустическим лучом и направлением геомагнитного поля в точке наблюдения становится равным 90° . В этом случае акустическая волна вызывает движение ионов и электронов, в основном, только в направлении, перпендикулярном магнитно-силовой линии (движения очень малой амплитуды вдоль магнитного поля могут возникать из-за расходимости волнового фронта - первый член в уравнении (2.8)). В результате электроны только «закручиваются» вокруг магнитно-силовой линии и остаются в локальной области пространства. Т.е. не происходит переноса электро-

нов вдоль магнитно-силовой линии в соседние области, и, соответственно, не изменятся концентрация электронов в соседних областях. Появление данного эффекта только при распространении акустической волны на север объясняется направлением геомагнитного поля в месте проведения эксперимента Mill Race: угол между направлением геомагнитного поля и осью z составлял $\sim 151^\circ$. В результате, только при северной ориентации траектории акустического луча мог возникнуть случай пересечения луча магнитно-силовой линии под углом 90° .

Расчеты амплитуды ионосферного возмущения для

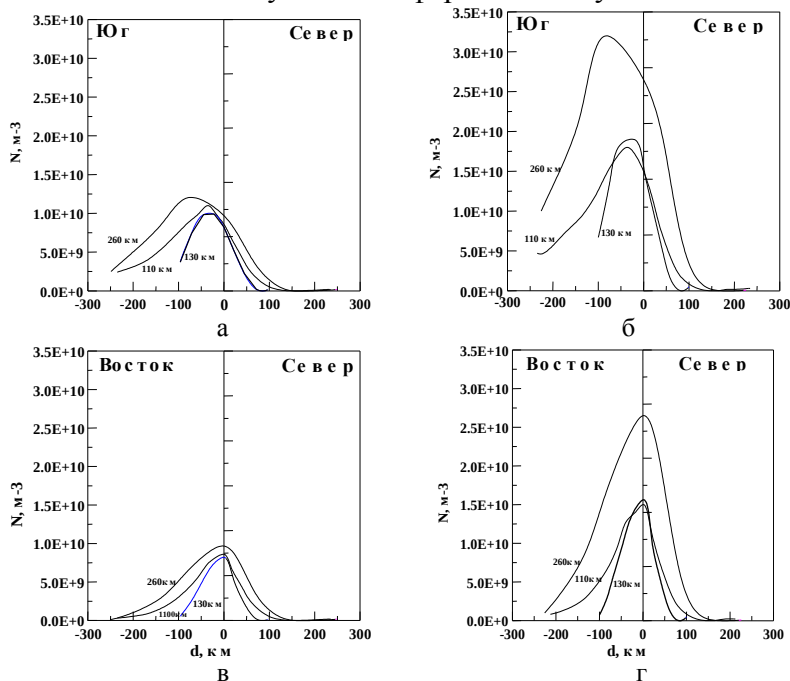


Рис. 4.7. Зависимость амплитуды ионосферного возмущения от горизонтального расстояния до места взрыва для мощности: а,в – 100 т TNT и б,г – 500 т TNT.

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. 4.7). Максимум амплитуды возмущения концентрации электронов смещен в южном направлении по горизонтали от места взрыва, что объясняется влиянием магнитного поля на движение заряженных частиц. Это смещение, практически, не зависит от мощности рассматриваемых взрывов. Горизонтальные размеры ионосферных возмущений достигают в диаметре величин 200–350 км, что надо учитывать при выборе наиболее эффективной радиотрассы при дистанционном контроле взрыва.

4.2. Эволюция квазисинусоидального акустического сигнала при его распространении в верхние слои атмосферы, нагрев атмосферы

В природе существуют различные источники квазипериодических акустических волн, например: землетрясения, погодные фронты, волнения морской поверхности, акустический шум городов и др. Акустическая энергия от этих источников непрерывным потоком переносится вверх и воздействует на верхние слои атмосферы. Для описания закономерностей распространения таких сигналов рассмотрим различные источники генерации квазисинусоидальных акустических волн.

4.2.1 Поршневой точечный источник квазисинусоидальных акустических волн

Рассмотрим генерацию и распространение в атмосфере квазисинусоидальной акустической волны от колеблющегося

поршня в трубе с открытым концом, расположенной на земной поверхности (Krasnov, Drobzheva, Lastovicka [51]). Если размеры трубы намного меньше, чем длина акустической волны (λ), то волны сжатия и разрежения появляются только на большом расстоянии (d) от трубы. При $d \gg \lambda$ интенсивность излучаемой акустической волны в волновой зоне определяется выражением (Ландау, Лифшиц, [22])

$$I = \frac{\rho_0 S_0^2 u^2}{4\pi c_0}, \quad (4.1)$$

где ρ_0, c_0 - соответственно плотность атмосферы и скорость звука у конца трубки, S_0 – поперечное сечение трубки, u – скорость течения газа из конца трубки.

Если S_0 постоянно, $u = u_0 \sin 2\pi f t$ (u_0 – амплитуда колебаний) и в пачке синусоид излучается целое число периодов, из формулы (4.1) следует

$$u_0 = \frac{1}{f S_0} \sqrt{\frac{2 c_0 I}{\pi \rho_0}}. \quad (4.2)$$

Данная формула позволяет оценить значение u_0 , когда известна интенсивность I и частота f акустической волны. Выберем на земной поверхности $\rho_0 = 1.2 \text{ кг/м}^3$, $c_0 = 345 \text{ м/с}$, а $S_0 = 38.5 \text{ м}^2$ и $I = 10 \text{ кВт}$. Тогда для частотного диапазона от 20 Гц до 0.2 Гц значения u_0 находятся в диапазоне от 1.76 м/с до 175.7 м/с. Большие значения скорости трудно реализовать на практике, поэтому мы выберем $f = 10 \text{ Гц}$ и $I = 10 \text{ кВт}$. Волновой фронт акустической волны, излучаемый таким точечным источником, является расширяющейся полусферой с начальным радиусом в волновой зоне $r_0 = 10\lambda$. Средний поток энергии E_0 , переносимый инфразвуковой волной через начальную полусферу

$$E_0 = \frac{\rho c S}{T} \int_0^T V^2 dt, \quad (4.3)$$

где $S = 2\pi r_0^2$ - площадь начальной полусферы, ρ и c - соответственно плотность и скорость звука в атмосфере на начальной полусфере, T - длительность пачки излучаемого синусоидального акустического сигнала.

Для волновой зоны на начальной полусфере можно принять $E_0 = I$. Тогда из формулы (4.3) можно рассчитать начальную амплитуду акустической волны

$$V_0 = \sqrt{\frac{2I}{\rho c S}}. \quad (4.4)$$

Для описания распространения акустической волны в атмосфере использовались уравнения (1.20)–(1.24). Поскольку в рассматриваемом случае источник не импульсный, а синусоидальный, то выражение для начальной функции U_{in} (1.24) на начальной высоте z_{in} , имеет вид

$$\ln U_{in} = \frac{\varepsilon \rho V_0}{2\pi f b} (1 - \cos 2\pi f t)$$

Расчет высотных профилей параметров фоновой атмосферы проводился по модели MSIS-90 (Hedin, [36]). На рис. 4.8 показана эволюция синусоидального сигнала при его распространении от земной поверхности до высоты 160 км. Из рисунка видно, что синусоидальный сигнал «разрушился» на высотах ниже 100 км. На высоте 100 км сохранились только начальный и конечный импульсы, определяющие длительность излучения пачки синусоидального сигнала. Выше 100 км, начальный и конечный импульсы распространяются вверх через атмосферу самостоятельно, пока не сольются в один одиночный импульс на высоте 160 км.

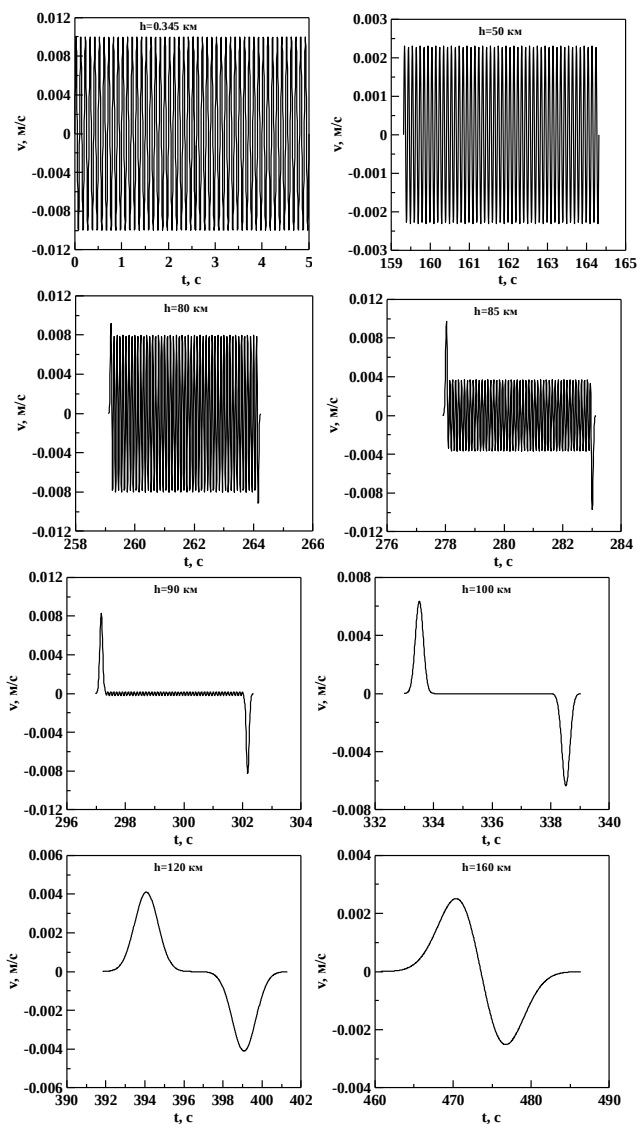


Рис. 4.8. Эволюция синусоидального сигнала при вертикальном распространении вверх через атмосферу.

Из общих соображений ясно, что изменение спектральной структуры сигнала может быть обусловлено только нелинейными эффектами. Действительно (Ландау, Лифшиц, [22]), скорость распространения фазы сжатия волны больше, чем скорость распространения фазы разрежения. В результате, «внутри» синусоиды, каждая фаза сжатия догоняет впереди идущую фазу разрежения, и происходит их взаимное уничтожение (так называемый эффект нелинейного поглощения). В то же самое время начальная фаза сжатия и конечная фаза разрежения не взаимодействуют с соседними фазами. Поэтому, описанный механизм уничтожения на этом этапе не влияет на эти фазы сжатия и разрежения, и они распространяются в атмосфере как одиночные импульсы до тех пор, пока не сольются в один.

Зависимость потока энергии E , переносимой акустической волной от точечного синусоидального источника в конусе начальных зенитных углов $\theta = \pm 10^\circ$ для $I = 100$ Вт и $I = 10$ кВт при $f = 10$ Гц показана на рис. 4.9 (Krasnov, Drobzheva, Lastovicka [51]). Для расчета E использовалась формула (4.2), где теперь S_0 – есть изменяющаяся с высотой площадь поперечного сечения конуса.

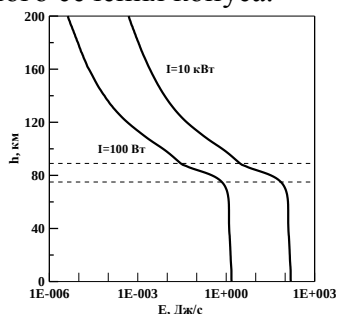


Рис.4.9. Зависимость потока акустической энергии от высоты для синусоидального сигнала от точечного источника. Штриховая линия показывает зону трансформации сигнала.

Расчеты показали, что отрицательный градиент потока энергии на высотах 75-89 км указывает на область высот, где синусоидальный сигнал трансформируется в импульсный сигнал (зона трансформации). Главная часть энергии поглощается в этой зоне. За нижнюю границу этой зоны принята высота, на которой амплитуда первой фазы сжатия синусоиды на 5% больше амплитуды второй фазы сжатия, и за верхнюю границу принята высота, на которой амплитуда первой фазы сжатия синусоиды на 95% больше амплитуды второй фазы сжатия. Местоположение зоны трансформации по высоте мало зависит от энергии точечного источника, но существенно зависит от частоты. Высоты зон трансформации для $I = 10$ кВт и частот $f = 1, 10$ и 100 Гц, представлены в Таблице 4.1, где h_1 – нижняя высота зоны трансформации, а h_2 – верхняя высота зоны трансформации. Высота зоны трансформации и занимаемый ею высотный диапазон возрастают с уменьшением частоты акустической волны. Нелинейное поглощение проявляется для заданной частоты в относительно узком диапазоне высот: 12-17 км (эффект «резонансного» поглощения). Очевидно, что «резонансное» поглощение волны должно привести к нагреву атмосферы.

Таблица 4.1 - Высотное расположение зоны трансформации синусоидального сигнала и величина нагрева атмосферы под действием акустической волны.

f , Гц	h_1 , км	h_2 , км	Δh , км	ΔE , Дж/с	m , кг	ΔT_a , К/день	$\Delta T_a / T_a$ %
1	104	118	14	61.3	1.034E6	5.16E-3	2.0E-3
10	75	89	12	68.7	9.396E7	5.7E-5	2.7E-5
100	41	58	17	61.5	3.633E9	1.47E-6	5.6E-7

Нагрев атмосферы синусоидальным акустическим сигналом может быть рассчитан по формуле $\Delta T_a = \Delta E / (c_a m)$, где ΔE –

энергия потерь волны в зоне трансформации, ΔT_a – приращение температуры атмосферы по высоте в зоне трансформации, $c_a = 992 \text{ Дж/кг/К}$ – удельная теплоемкость воздуха, и m – масса воздуха в конусе рассматриваемых углов и высот. Результаты расчетов нагрева атмосферы представлены в Таблице 4.1. Видно, что нагрев зоны трансформации точечным генератором акустических волн мощностью 10 кВт, работающим непрерывно, зависит от излучаемой частоты акустических волн (уменьшается с увеличением f) и не превышает 0.002% в день от фоновой температуры. Отсюда очевидно, что для заметного нагрева атмосферы акустическими волнами необходимо использовать генераторы со значительно большей мощностью и с меньшими частотами.

4.2.2 Плоский источник квазисинусоидальных акустических волн

Hickey, Schubert, Walterscheid [52] провели модельные расчеты поглощения квазисинусоидальной плоской акустической волны с периодами 10с, 2 мин и 4 мин, распространяющейся вверх через атмосферу. Для расчетов эволюции формы волны они использовали линеаризованные уравнения непрерывности, момента и энергии для сжимаемой, вязкой и теплопроводной атмосферы. Их расчеты показали, что квазисинусоидальные акустические сигналы могут проникать, как минимум, до высот 300 км. Для проверки данного вывода Krasnov, Drobzheva, Lastovicka [51] использовали уравнения (1.20)–(1.24), дополнительно учитывающие влияние нелинейных эффектов на эволюцию синусоидальных акустических сигналов при их распространении в неоднородной атмосфере. Начальная амплитуда синусоиды равнялась 0.001 м/с, а период $T_0 = 10\text{с}$, 2 мин и 4мин. Длительность излу-

чения сигнала была выбрана из соотношения $T = 10T_0$. Для синусоиды с периодом $T_0 = 10$ с высотный диапазон зоны трансформации оказался в пределах высот от 144 до 195 км (рис. 4.10), что противоречит результатам, полученным Hickey, Schubert, Walterscheid [52] при использовании решений, основанных на линеаризованных уравнениях гидродинамики. Факт «разрушения» синусоиды с периодом 10с в высотном диапазоне 144-195 км подтверждается результатами наблюдения акустических волн с помощью Доплеровского радиозондирования ионосферы во время Urakawa-Oki – землетрясения 21 марта 1982 г (Tanaka et al. [53]): атмосферный низкочастотный фильтр подавил высокочастотные спектральные составляющие акустических возмущений на высотах от 156 до 214 км.

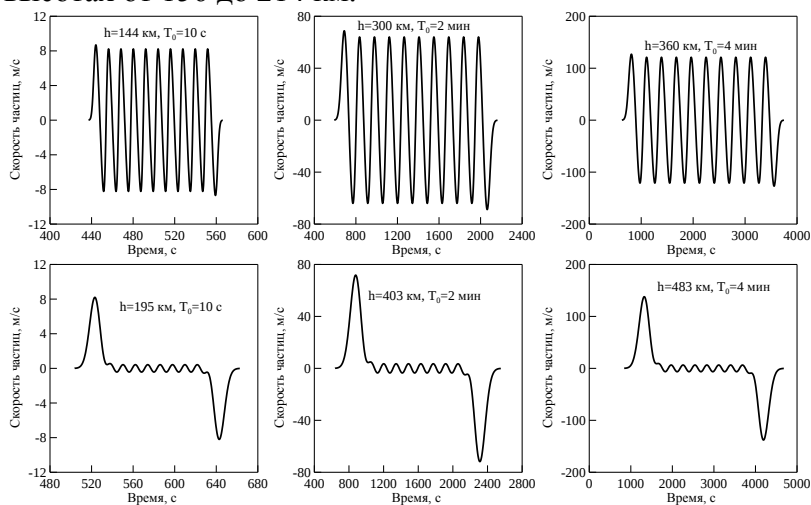


Рис. 4.10 - Форма акустического сигнала на границах зоны трансформации для начального синусоидального сигнала с периодами $T_0 = 10$ с, 2 мин и 4 мин.

Для синусоиды с периодом $T_0 = 2$ мин высотный диапазон зоны трансформации оказался в области высот от 300

до 400 км, а для волн с периодами $T_0 = 4$ мин в области высот от 360 до 483 км (рис. 4.10).

Таким образом, разрушение синусоидального сигнала происходит, когда волна проходит чрез зону трансформации: на выходе остаются только начальный и конечный акустический импульс, соответствующие началу и концу интервала излучения пачки синусоидального сигнала.

4.2.3 Интенсивный шторм, как источник квазисинусоидальных акустических волн

Интенсивный шторм, связанный с глубокой конвекцией в тропосфере является источником почти вертикально распространяющихся акустических волн. Walterscheid, Schubert, Brinkman [54] изучали такие волны, и отметили, что преимущественный период этих волн составлял около 3 мин. После окончания шторма еще в течение ~ 30 мин наблюдались достаточно интенсивные акустические волны, а затем они ослабевали. Для описания источника волн авторы использовали приближение: энергия тропического шторма сложным образом распределена в цилиндрической зоне, сравнимой по размерам с областью шторма. Задав радиус цилиндра 2 км и разместив его между высотами 2 и 16 км, Walterscheid, Schubert, Brinkman [54] оценили общую выделенную энергию, которая составила величину 10^{16} Дж. Однако эта величина оказалась значительно больше величины 2.8×10^{13} Дж, которую Госсард и Хук [28] получили для полной кинетической энергии внутри цилиндрической конвективной ячейки диаметром 10 км и высотой 10 км при скорости восходящего движения воздуха 10 м/с. При этом, в предположении равномерного преобразования этой энергии в акустическую в течение 1000 с, получена оценка мощности

акустического источника 2.8×10^{10} Вт. Госсард и Хук [28] считают, что эта величина в 1000 раз больше оценки мощности, основанной на результатах измерений инфразвука на расстоянии 1000 км от источника.

Значительный разброс оценок и сложность учета динамики шторма не позволяет строго рассмотреть задачу распространения акустических волн от этого источника в верхние слои атмосферы. Для грубой оценки потока энергии, переносимого акустической синусоидальной волной Krasnov, Drobzheva, Lastovicka [51] выбрали мощность излучателя 2.8×10^7 Вт, радиус цилиндрической зоны 5 км, расположенной на высотах от 2 до 12 км. При данных параметрах источника в соответствии с формулой (4.1) начальная амплитуда синусоиды оказалась равной 0.0084 м/с. Так как для периода 3 мин длина излучаемой волны составляет около 50 км, что значительно больше размеров выбранного цилиндра, то источник акустических волн можно рассматривать, как точечный и, следовательно, предположить сферическую расходимость волнового фронта (по крайней мере, в дальней зоне). Результаты расчета потока энергии в зависимости от высоты для акустического синусоидального сигнала с периодом 3 мин и распространяющегося в конусе зенитных углов $\theta = \pm 10^\circ$ представлены на рис. 4.11. Видно, что зона трансформации синусоидального сигнала находится на высотах от 323 до 431 км. Масса воздуха в конусе углов этой зоны равна 27636 кг, а нагрев акустическими волнами этой массы составляет $\Delta T_a = 13.08$ К/день. Это означает, что прирост температуры составляет за день $\Delta T_a / T_a \approx 1\%$. Естественно, эту величину необходимо рассматривать только как грубую оценку.

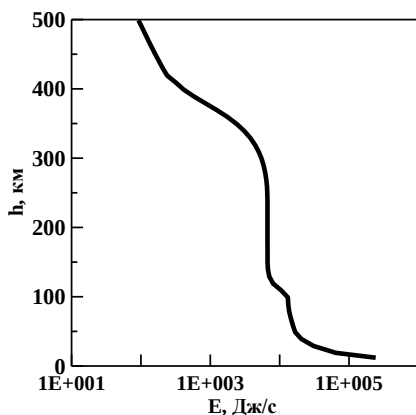


Рис.4.11 - Зависимость потока энергии от высоты для акустического синусоидального сигнала с периодом 3 мин и начальной амплитудой 0.0084 м/с.

Таким образом, синусоидальные акустические сигналы при их распространении в верхние слои атмосферы разрушаются благодаря нелинейным процессам. В результате от пачки излучаемой синусоиды остаются только начальный и конечный импульсы, соответствующие началу и концу пачки. Разрушение пачки приводит к значительному уменьшению величины потока акустической энергии за счет ее поглощения в зонах трансформации синусоидального сигнала в импульсный сигнал. Локальное положение зон трансформации по высоте существенно зависит от частоты синусоиды: с увеличением частоты уменьшается высота расположения зоны трансформации в атмосфере (например, Таблица 4.1). Диапазон высот, занимаемых зоной трансформации, значительно меньше расстояния, на которое распространяется акустическая волна, что указывает на резонансный характер нелинейного поглощения волн. Резонансное нелинейное поглощение акустических волн приводит к нагреву отдельных зон в атмосфере. Данный механизм может быть

использован для решения задачи нагрева атмосферы искусственными источниками синусоидальных акустических волн. Однако, как показали расчеты (Таблица 4.1), эффективность точечных источников для нагрева атмосферы весьма мала – составляет доли процента от фоновой величины.

4.3 Влияние квазисинусоидальных акустических генераторов на ионосферу

Для расчета влияния синусоидальной акустической волны на ионосферу использовались формулы (2.8) и (2.11) (Краснов, Кулешов, [55]). В качестве источника был выбран генератор поршневого типа мощностью $I = 20$ кВт и частотой $f = 5$ Гц и площадью излучаемой поверхности $S = 7.07 \text{ м}^2$. Излучались две пачки синусоидальных колебаний, первая длительностью 1 мин, а вторая – 2 мин. На рис. 4.12 представлены результаты расчета возмущений концентрации электронов на разных высотах. Видно, что генераторы инфразвукового диапазона способны генерировать в D-области ионосферы и на нижней границы E-слоя колебания концентрации электронов на частоте излучения с амплитудой порядка 0.001% от фонового уровня при начальной мощности излучения 20 кВт. На высотах E-слоя инфразвуковые колебания с частотами, по крайней мере, выше 5 Гц вырождаются в положительные и отрицательные импульсы, соответствующие положению передних и задних фронтов излучаемого импульса. С помощью этих импульсов возможно возмущение концентрации электронов порядка 0.0005% от фонового уровня.

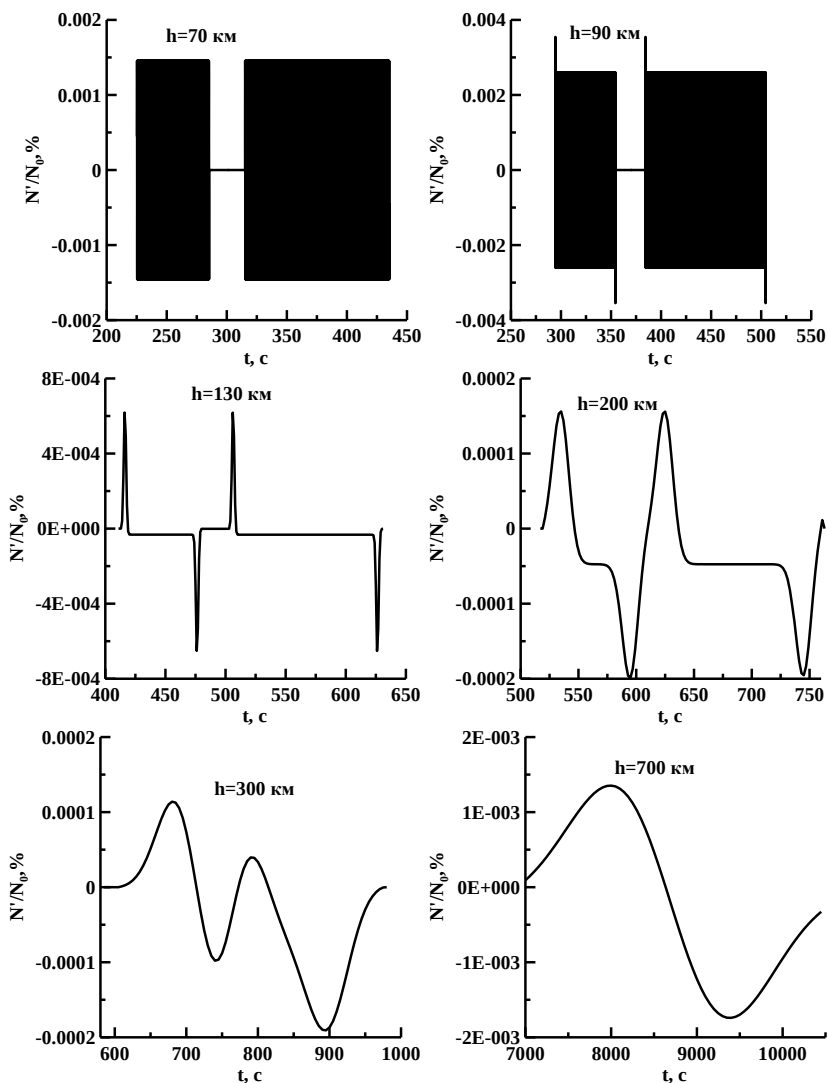


Рис. 4.12. Результаты расчета возмущений концентрации электронов на разных высотах при распространении двух пачек синусоидальных колебаний с $f = 5$ Гц от генератора поршневого типа мощностью $I = 20$ кВт, расположенного на земной поверхности.

Длительность акустического сигнала растет с высотой и определяется, в том числе, существенным замедлением вертикальной скорости движения акустического возмущения выше 200 км. В частности, на высоте ~ 700 км - она замедляется до ~ 20 м/с. При этом возмущение концентрации электронов принимает вид двухполярного импульса с максимумом амплитуды, составляющей $\sim 0.003\%$ от фоновой величины концентрации электронов.

Также как и в радиотехнических цепях, нелинейность атмосферы позволяет получать комбинационные частоты при подаче на нее монохроматических сигналов разной частоты. Для этих целей используются параметрические генераторы, излучающие одновременно несколько синусоидальных сигналов звукового диапазона, разнесенных по частоте на небольшую величину. Примем для параметрического генератора параметры звукового зонда, используемого для снятия температурного профиля стратосферы (Bedard, Georges, [56]): $S=7.07 \text{ м}^2$, $f=100 \text{ Гц}$. Пусть, в нашем случае (Краснов, Кулешов, [55]), один генератор излучает монохроматический сигнал на частоте 100 Гц, а второй – на частоте 105 Гц, так чтобы при нелинейном сложении сигналов можно было получить разностную частоту $f=5 \text{ Гц}$. Площадь излучающей поверхности в обоих случаях примем равной $S=7.07 \text{ м}^2$, а мощность излучения каждого генератора - $I=10 \text{ кВт}$. Для сопоставления эффективности излучения акустической волны этими генераторами с генератором поршневого типа выберем для последнего $I=20 \text{ кВт}$, $S=38.5 \text{ м}^2$ и $f=5 \text{ Гц}$. В результате, в сумме акустическая энергия, излучаемая параметрическим генератором, равна энергии, излучаемой поршневым генератором. Принимая значения $\rho_0=1.2 \text{ кг/м}^3$, $c=345 \text{ м/с}$, получим из (4.2) и (4.4) для частоты 100 Гц и 105 Гц, соответственно, $u_0=1.353 \text{ м/с}$, $V_0=0.0402$

м/с и $u_0=1.289$ м/с, $V_0=0.0402$ м/с при начальном радиусе волновой зоны $r_0 = 34.5$ м. Для генератора поршневого типа результаты расчета, соответственно, $u_0=7.028$ м/с и $V_0=0.00284$ м/с при $r_0=690$ м. На рис. 4.13 показаны начальные сигналы в волновой зоне и их спектр.

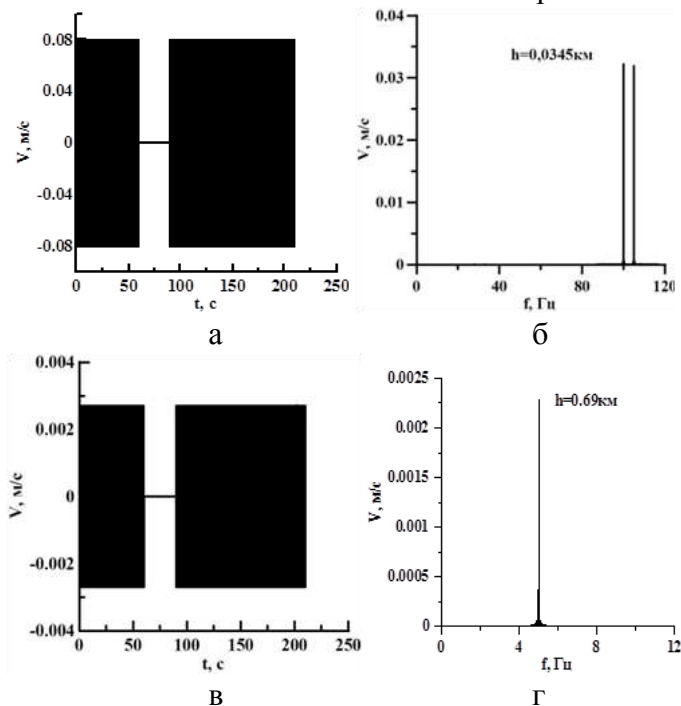


Рис. 4.13. (а) Начальный звуковой импульс параметрического генератора в волновой зоне и его спектр - (б); (в) начальный инфразвуковой импульс генератора поршневого типа в волновой зоне и его спектр –(г)

В обоих случаях длительность первого излучаемого импульса равна 60 с, а длительность второго выбрана в два раза большей – 120 с. Заполнение импульсов параметрического генератора является суммой двух синусоид с частотами 100 и 105 Гц, имеющими одинаковую амплитуду $V_0=0.0402\text{м/с}$.

Заполнение инфразвуковых импульсов представляет из себя синусоиду с частотой 5 Гц и амплитудой $V_0=0.00284\text{м/с}$. Спектры сигналов показывают начальные значения амплитуд спектральных составляющих.

Результаты расчета спектров акустических импульсов, генерируемых параметрическим и поршневым генераторами, при распространении волн на разные высоты показаны на рис. 4.14.

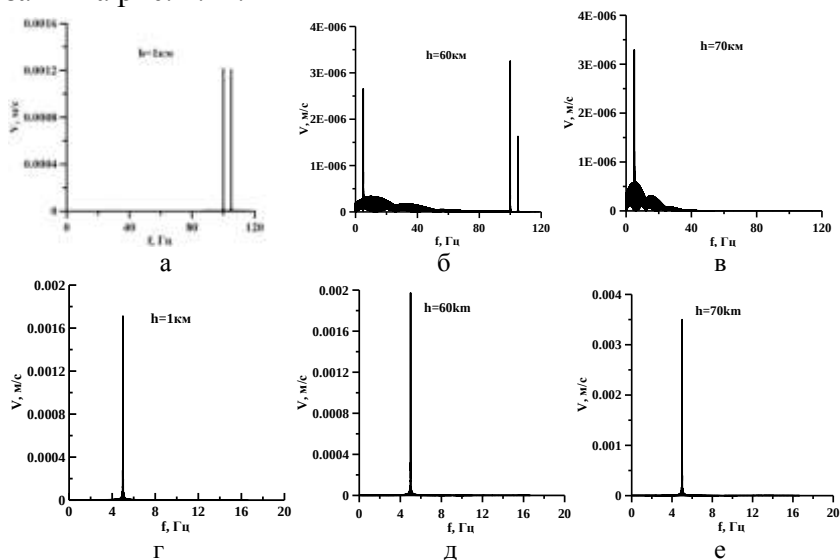


Рис. 4.14. Изменение спектров сигналов с высотой (h), генерируемых параметрическим (а,б,в) и поршневым (г,д,е) генераторами.

При распространении волны от начальной высоты до высоты 1 км основное воздействие на сигнал оказал фактор расходимости волнового фронта, приведший к уменьшению амплитуд спектральных составляющих сигнала параметрического генератора в ~ 26 раз, а поршневого – в ~ 1.3 раза. В результате амплитуды спектральных составляющих сигналов от обоих генераторов оказались сравнимыми по величине.

не. Спектральный состав сигнала параметрического генератора при распространении до высоты 1 км, практически, не изменился. Таким образом, фактором нелинейности атмосферы на этом участке траектории по сравнению с фактором расходимости волнового фронта можно пренебречь.

При распространении волн от 1 до 60 км амплитуда спектральных составляющих на частотах 100 и 105 Гц уменьшилась в ~ 380 раз, и значительная часть их энергии преобразовалась в энергию спектральной составляющей разностной частоты 5 Гц. Кроме того на спектре (рис. 4.14б) в диапазоне от 0 до 80 Гц наблюдается пьедестал, обусловленный возникновением резких передних и задних фронтов импульсов. Значительное уменьшение амплитуды сигнала, главным образом обусловлено тем, что зона интенсивного нелинейного поглощения акустического сигнала (зона трансформации) для частоты 100 Гц находится в диапазоне высот от 41 до 58 км (Krasnov, Drobzhcheva, Lastovicka, [51]). Таким образом, нелинейные свойства атмосферы проявились одновременно, как в поглощении сигнала параметрического генератора, так и в образовании разностной частоты. В отличие от этого при распространении волны поршневого генератора от 1 до 60 км спектральный состав не изменился – остался прежним. Фактор расходимости волнового фронта перестал играть преобладающую роль. В большей степени стал оказывать влияние на амплитуду фактор уменьшения плотности атмосферы с высотой. Благодаря чему и согласно закону сохранения импульса амплитуда сигнала возросла с ~ 0.0017 до ~ 0.002 м/с.

При распространении волн от 60 до 70 км исходные спектральные составляющие сигнала параметрического генератора на частотах 100 и 105 Гц полностью исчезли (рис. 4.14в). При этом полностью сформировалась спектральная составляющая на частоте 5 Гц, и увеличилась амплитуда

спектральных составляющих пьедестала. Спектральный состав сигнала поршневого генератора (рис. 4.14е) практически не изменился, и произошло дальнейшее увеличение амплитуды до 0.035м/с. Сигнал на частоте 5 Гц, излучаемый этим генератором, оказался, как минимум, в 1000 раз больше амплитуды спектральной составляющей на частоте 5 Гц, излучаемой параметрическим генераторами. Столь существенное различие амплитуд сигналов, прежде всего, обусловлено сильным поглощением спектральных составляющих на частотах 100 и 105 Гц в зоне трансформации энергии в тепло, которая для этих частот занимает область высот: 40-60 км. Для частоты 5 Гц эта зона располагается на высотах выше 75 км. Высота 70км примерно соответствует нижней границе ионосферы. Из сказанного, очевидно, что использование параметрических генераторов для целей получения разностной частоты инфразвукового диапазона и последующего воздействия его на ионосферу представляется малоэффективным.

4.4 Энергия, переносимая в верхние слои атмосферы от поверхности Земли при точечном наземном химическом и подземном взрыве

На сегодняшний день не вызывает сомнений, что акустические волны, генерируемые искусственными или естественными источниками, расположенными на земной поверхности или в приземной атмосфере, переносят энергию в верхние слои атмосферы. Все источники можно подразделить на два типа: точечные и пространственные. Оценим эффективность акустических волн при переносе энергии от точечного наземного химического взрыва и пространственного источ-

ника – подземного ядерного взрыва в верхние слои атмосферы.

Типичный вид изменения коэффициента n с высотой z в атмосфере показан на рис. 4.15а, а на рис. 4.15б вид траекторий распространения акустических лучей, рассчитанных на основе $n(z)$ и закона преломления (1.27), вышедших под разными углами к горизонту Δ от точечного источника.

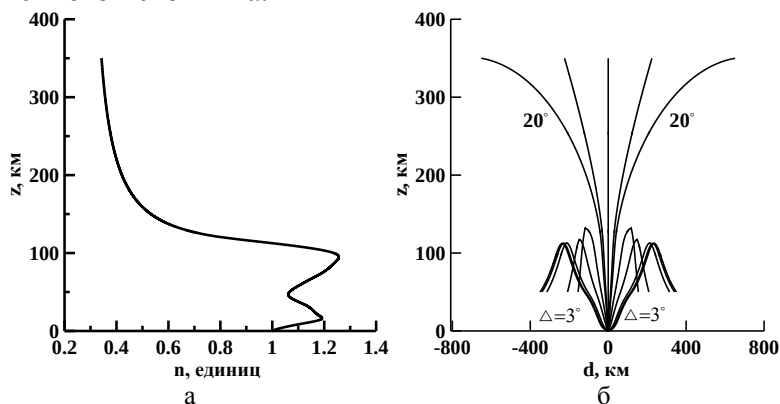


Рис.4.15. Типичный вид: а) зависимости коэффициента преломления акустических волн от высоты атмосферы; б) траектории акустических волн от точечного источника, вышедшие под разными углами места.

На начальных высотах, в тропосфере, и далее в мезосфере коэффициент преломления существенно возрастает. Учитывая, что на границе раздела двух сред должно выполняться условие $n \sin \theta = \text{const}$, рост коэффициента преломления приводит к уменьшению угла падения θ волны на слой. В результате акустические лучи, вышедшие даже под углом к горизонту $\Delta = 3^\circ$, загибаются вверх от поверхности Земли и достигают высот ~ 100 км, а вышедшие под углом к горизонту $\Delta \geq 70^\circ$, распространяются на высоты выше 300 км. В результате, диаграмма направленности излучения акустиче-

ских волн принимает типичный вид, показанный на Рис. 4.15б.

4.4.1 Поток энергии от точечного источника

Исследования влияния акустических волн на ионосферу начались в 1960 году (Blanc, [57]). Однако до сих пор роль акустических волн в энергетическом балансе верхней атмосфере остается недостаточно определенной. Это связано, прежде всего, с трудностями наблюдений непосредственно акустических волн на высотах верхней атмосферы и их проявлений в возмущениях ионосферы. С другой стороны имеются трудности и в развитии адекватной теории распространения акустических волн в неоднородной атмосфере. Для описания процесса распространения акустических волн воспользуемся выражениями, приведенными в разделе 1. Поток энергии, протекающий через единичную поверхность, рассчитывается по формуле (Ландау, Лифшиц, [22])

$$e_0 = \rho c \int_0^T V^2 dt \quad (4.5)$$

где ρ и c - соответственно плотность, и скорость звука в атмосфере на единичной поверхности, T – длительность акустического импульса.

Рассмотрим поток энергии от точечного взрыва через конус углов лучей $\pm 20^\circ$ от вертикали (Drobzheva, Krasnov [58]) показанных на рис. 4.15б, и распространяющихся в верхние слои атмосферы. Поток энергии, проходящий через поперечное сечение конуса можно рассчитать по формуле:

$$E = \int e_0(S) ds, \quad (4.6)$$

где $S = \pi r^2$ – площадь поперечного сечения конуса, r - радиус конуса.

Результаты расчета плотности потока энергии для трех мощностей наземных точечных химических взрывов: 5кг, 1т и 500т ТНТ (для длительности начальных акустических импульсов соответственно составила: 0.02, 0.14 и 1.15с) представлены на рис. 4.16а, а на рис. 4.16б – высотный профиль функции $a(h)$, где $a(h) = \rho cS$ (по сути характеризует массу атмосферного воздуха, проходящую через поверхность S в единицу времени).

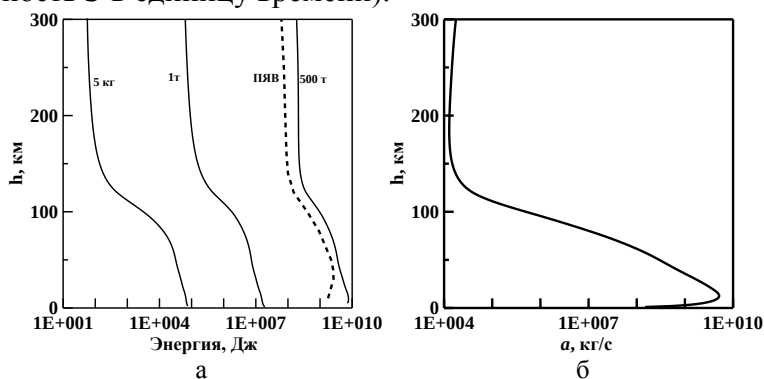


Рис. 4.16. а) Высотные профили потоков энергии переносимых акустическими импульсами через поперечное сечение конуса для точечных взрывов различной мощности (сплошные линии) и подземного ядерного взрыва мощностью 110 кт ТНТ (штриховая линия); б) высотный профиль функции $a(h)$.

Видно, что в диапазоне высот от 80 до 130 км резко увеличивается отрицательный градиент потока энергии, что означает поглощение большей части энергии именно на этих высотах. Наличие градиента может быть обусловлено поведением либо функции $a(h) = \rho cS$, либо функции

$$Pl(h) = \int_0^T V^2 dt \quad (\text{формулы (4.5) и (4.6), соответственно}). \quad \text{Ана-}$$

лиз высотных зависимостей этих функций показал, что отрицательный градиент потока энергии на рассматриваемых

высотах обусловлен поведением только функции $a(h)$ (рис. 4.16б). При этом изменчивость высотного хода этой функции, в основном, определяется характеристиками атмосферы. Поэтому и локальное расположение градиента обусловлено, главным образом, параметрами атмосферы.

Исследования также показали, что величина отрицательного градиента возрастает с уменьшением мощности взрыва, т.е. с уменьшением длительности начального акустического импульса (рис. 4.16а): волны с меньшими периодами будут сильнее поглощаться на этих высотах.

Следующий важный результат: поглощение акустической энергии волн незначительно на высотах выше 130 км. Таким образом, значимая часть акустической энергии точечного наземного источника может переноситься в верхние слои атмосферы.

Оценим нагрев слоя атмосферы от взрыва мощностью 500 т ТНТ. Вес массы воздуха в конусе рассматриваемых углов и высотном диапазоне от 80 до 130 км $m = 2.463 \cdot 10^8$ кг. Рис.4.16а показывает, что поток энергии на высоте 80 км равен $1.976 \cdot 10^9$ Дж, а на 130 км – $2.792 \cdot 10^8$ Дж. Таким образом, потери энергии на этих высотах $\Delta E = 1.697 \cdot 10^9$ Дж. Удельная теплоемкость воздуха равна $c_a = 992$ Дж/кг/К. В результате нагрев рассматриваемого слоя атмосферы одним

акустическим импульсом равен $\Delta T = \frac{\Delta E}{c_a m} = 0.007 \text{ К}.$

4.4.2 Поток энергии от подземного ядерного взрыва

Рассмотрим энергию, переносимую акустической волной в верхнюю атмосферу от подземного ядерного взрыва (Drobzheva, Krasnov, [58]). Ударная волна от ПЯВ распро-

страняется от точки взрыва (из глубины) до дневной поверхности, откалывает часть земной поверхности в откольной зоне и подбрасывает ее вверх. Откольная зона, благодаря симметричному и синфазному движению участков земной поверхности относительно центра, является эффективным пространственным источником излучения акустических волн, имеющим узкую диаграмму направленности. Расчеты начальной формы акустического импульса, диаграммы направленности излучения волн и их распространение рассчитывались на основе формул раздела 3.2.

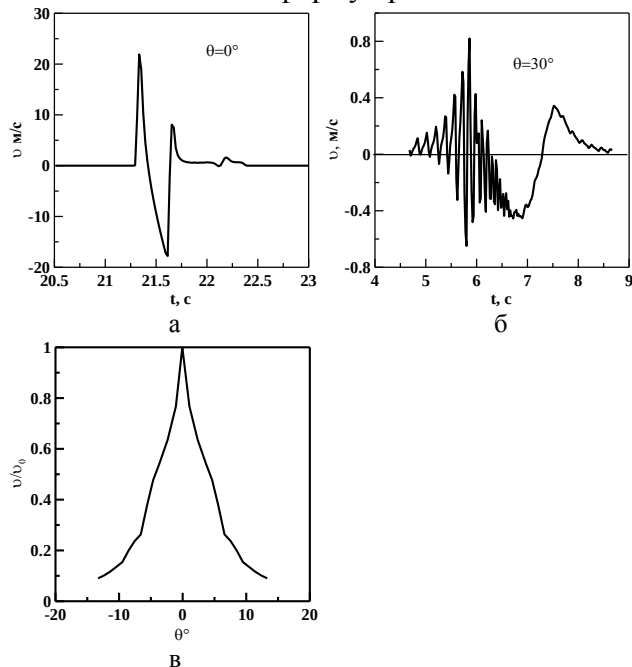


Рис. 4.17. Акустические импульсы, излучаемые откольной зоной ПЯВ, при зенитном угле выхода луча: а) $\theta = 0^\circ$, б) 30° , и в) диаграмма направленности излучения акустической волны.

На рис. 4.17 представлены результаты расчета формы начального акустического импульса для калибровочного ПЯВ (Советско - Американский эксперимент, мощность порядка 110 кт, глубина заложения заряда 642 м) и диаграмма направленности излучения откольной зоны с радиусом ~ 7.3 км. Расчеты на основе интеграла Рэлея (3.7), выполнены с учетом условия: точка наблюдения находится на высоте 100 км (во многих случаях в районе этой высоты происходит отражение акустических волн при их распространении на дальние расстояния).

Получено, что импульс, излучаемый под зенитным углом $\theta = 30^\circ$ имеет амплитуду в ~ 25 раз меньшую, чем импульс, излучаемый вертикально вверх при $\theta = 0^\circ$. Кроме того, при $\theta \geq 25^\circ$ начинают преобладать высокочастотные составляющие с периодами колебаний сотые и десятые доли секунды. Учитывая, что акустические волны при распространении на дальние расстояния выходят под углами к зениту $\geq 30^\circ$, аппаратура дистанционного инфразвукового контроля взрывов оказывается нацеленной на регистрацию слабых высокочастотных сигналов от ПЯВ, которые, по сравнению с низкочастотными, сильнее поглощаются атмосферой. Дополнительно, при измерениях на больших расстояниях в точку приема могут приходить лучи, распространяющиеся по разным траекториям, что приводит к появлению интерференционных помех. В результате интерференционные помехи, естественные шумы и зависимость «портрета» сигнала от угла выхода луча, сильно затрудняют решение задачи обнаружения и идентификации акустических сигналов от ПЯВ на больших расстояниях. В идеале, необходимо проводить измерения акустических импульсов непосредственно над местом взрыва, что можно, например, выполнить с помощью доплеровского метода зондирования ионосферы.

Согласно рис. 4.17 ширина диаграммы направленности ПЯВ равна $\sim 14^\circ$, поэтому достаточно было определить перенос энергии в конусе зенитных углов $\pm 7^\circ$. Результаты расчета представлены на Рис. 4.16а. Акустическая энергия, излучаемая движением откольной зоной, оказалась близка к энергии, выделяемой при наземном химическом взрыве мощностью 500т ТНТ. Однако, как показали расчеты, поглощение акустической энергии, генерированной ПЯВ, вызвало на порядок больший нагрев атмосферы - до 0.03К по сравнению с химическим взрывом. Это обусловлено меньшей массой нагреваемого воздуха, заключенного в конусе углов $\theta = \pm 7^\circ$, по сравнению с конусом углов $\theta = \pm 20^\circ$ при наземном химическом взрыве мощностью 500 т ТНТ.

Степень нагрева слоя атмосферы под воздействием акустической волны определяется временем ее прохождения через слой, т.е. длительностью акустического импульса. Зависимость длительности акустического импульса от высоты для разных мощностей взрыва показана на рис. 4.18.

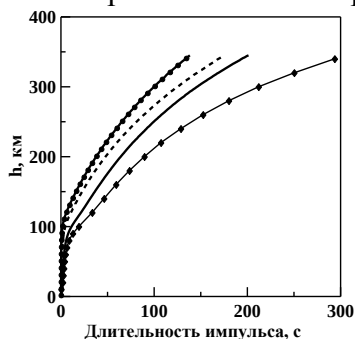


Рис.4.18 - Изменения длительности акустического импульса с высотой в атмосфере для поверхностного точечного химического взрыва и ПЯВ. Начальные энергии E_0 точечных взрывов: $E_0 = 4.12 \cdot 10^{12}$ Дж (500 т ТНТ) – сплошная линия; $E_0 = 8.3 \cdot 10^9$ Дж (1 т ТНТ) – штриховая линия; $E_0 = 2.0 \cdot 10^9$ Дж (0.24т ТНТ) – кружки. Начальная энергия акустической волны, излучаемой откольной зоной $E_0 = 2.0 \cdot 10^{92}$ Дж (110 кт ТНТ) – квадратики.

Из рисунка видно, что длительность воздействия акустической волны на атмосферу от ПЯВ больше, чем от точечных химических взрывов. Время воздействия волны на атмосферу возрастает с высотой, и может достигнуть величины в несколько минут.

При распространении акустических волн в атмосфере происходит возмущение различных ее параметров, включая изменение скорости движения гидродинамических частиц, и соответственно температуры, величину которой можно рассчитать по формуле (Ландау, Лифшиц, [22])

$$T' = V \sqrt{T(c_p - c_v)/c_p c_v}, \text{ где } T - \text{фооновая температура,}$$

c_p и c_v - удельные теплоемкости атмосферы при постоянном давлении и температуре. Расчеты показали, что прохождение акустических волн через высоты ионосферы может вызывать значительные вариации температуры (рис. 4.19).

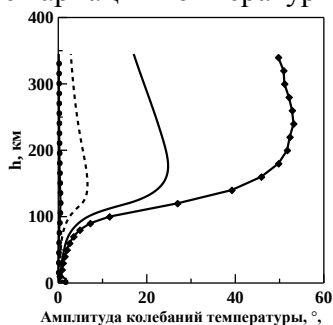


Рис. 4.19. Зависимость величины возмущения температуры от высоты при прохождении акустического импульса, излучаемого точечными химическими взрывами и ПЯВ. Начальные энергии точечных взрывов: $E_0 = 4.12 \cdot 10^{12}$ Дж (500 т TNT) – сплошная линия; $E_0 = 8.3 \cdot 10^9$ Дж (1 т TNT) – штриховая линия; $E_0 = 2.0 \cdot 10^9$ Дж (0.24 т TNT) – кружки. Начальная энергия акустической волны, излучаемой откольной зоной ПЯВ $E_0 = 2 \cdot 10^9$ Дж (110 кт TNT) – квадратики.

Поскольку T' пропорционально скорости движения гидродинамических частиц (V), то изменения T' с высотой во многом подобно изменению V с высотой (рис. 4.1): величины резко возрастают на высотах 80-150 км, а затем убывают. Большие величины V при ПЯВ привели к большим величинам T' . Горизонтальные размеры возмущения температуры при ПЯВ для высоты 100 и 200 км показаны на рис. 4.20а.

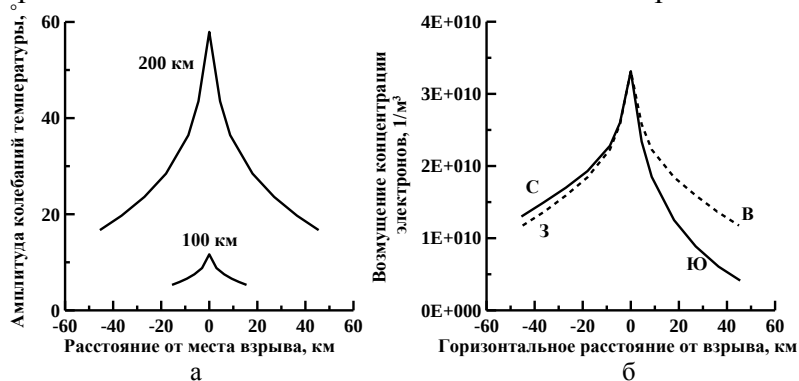


Рис. 4.20 а) Горизонтальные размеры возмущения температуры при подземном ядерном взрыве на высотах: 100 и 200 км при ПЯВ мощностью 110 кт. б) Горизонтальные размеры возмущения концентрации электронов на высоте 200 км в направлении на север (С), юг (Ю), запад (З) и восток (В) при ПЯВ мощностью 110 кт.

Горизонтальный масштаб возмущения T' растет с высотой и может достигать несколько десятков километров. Резкие изменения температуры с расстоянием обусловлены острой диаграммой направленности излучения акустических волн откольной зоны. Также резко с расстоянием изменяется величина возмущения концентрации электронов под действием ПЯВ (рис. 4.20б). Асимметрия кривой вдоль направления Север–Юг обусловлена влиянием геомагнитного поля на движение электронов. Максимум возмущения концентрации электронов для рассматриваемого случая составил 7.5% от

фоновой величины. Для сравнения максимум возмущения концентрации электронов для точечного наземного химического взрыва мощностью 500 т ТНТ составил $\sim 1.5\%$ от фоновой величины.

4.5. Распространение ударных и акустических волн в атмосфере от цилиндрического источника и их воздействие на ионосферу

Движение ракетносителя (РН) со сверхзвуковой скоростью генерирует ударную волну, которая на некотором расстоянии от источника переходит в акустическую. Акустические волны могут распространяться до высот ионосферы и приводить к возмущениям концентрации электронов (Drobzheva, Krasnov, Sokolova, [59]). Исследования Цикулина [60] показали, что картина движения газа при обтекании тел цилиндрической формы, движущихся со сверхзвуковой скоростью, по существу такая же, как и при распространении взрывной волны от цилиндрического взрыва. Путем прямого сопоставления была доказана возможность применения результатов исследования ударных волн от цилиндрического взрыва для определения параметров ударных волн, возникающих при движении тел в газе со сверхзвуковой скоростью. При этом параметры ударной волны зависят только от расстояния до оси и от энергии взрыва и в каждый момент времени одинаковы во всех плоскостях, перпендикулярных оси. Для определения начального возмущения давления на границе перехода ударной волны в акустическую используется выражение

$$\frac{\Delta p_u}{P_0} = \frac{k_2 \sqrt{\cos \theta}}{\sqrt{R_2} \sqrt{\sqrt{R_2} - 0.7}}, \quad (4.7)$$

где Δp_u - избыточное давление; $R_2 = r/\Lambda$ - безразмерный радиус ударной волны; $\Lambda = M_a d_r$ - масштаб цилиндрического взрыва для тел с полусферической головкой в воздухе; d_r - диаметр ракеты; $M_a = V_r/c_0$ - число Маха; V_r - скорость ракеты; r - радиус фронта волны; c_0 - скорость звука на высоте нахождения РН; P_0 - окружающее атмосферное давление;

$\theta = \arcsin \frac{c_0}{V_r}$ - угол между фронтом ударной волны и осью

симметрии; $k_2=0.4$ - асимптотический коэффициент для слабых ударных волн цилиндрической симметрии. Индекс «и» относится к величинам для однородной атмосферы.

Длительность положительной фазы сжатия рассчитывается по формуле (Цикулин, [60])

$$t_u = \Lambda \left(\frac{\gamma+1}{\gamma} \right) k_2 \sqrt{(\sqrt{R_2} - 0.7)} / 2c_0 \sqrt{\cos \theta} \quad (4.8)$$

где $\gamma=1.4$ - отношение теплоемкостей воздуха при постоянном давлении и объеме в атмосфере.

Предполагается, что ударная волна становится слабой на расстоянии от РН: $R_2 = 3$. В этом случае (Коробейников, [31]): $c_0/D \approx 0.9$, где D - скорость фронта ударной волны, и этому значению c_0/D соответствует избыточное давление $\frac{\Delta p_u}{P_0} = 0.27$. Время распространения ударной волны от оси РН

до R_2 , рассчитывается по формуле (Коробейников, [31])

$$t_0 = \tau * t^0, \quad (4.9)$$

где $t^0 = \Lambda * \sqrt{\frac{\rho_0}{P_0}}$ - динамическое время; τ - безразмерная величина; ρ_0 - плотность окружающей атмосферы. Для $R_2=3$ значение $\tau=1.9$.

Для описания временной формы начального импульса $P'(t)$ Drobzheva, Krasnov, Sokolova [59] использовали выражение (3.4), а для пересчета давления Δp_u и длительности t_u , полученных по формулам для однородной атмосферы, к величинам для неоднородной атмосферы использовались выражения (3.5). Расчет характеристик акустических волн при их распространении от начального фронта до высот ионосферы проводился на основе формул (1.20)-(1.23). При этом выражение (1.19), описывающее закон сохранения площади акустического импульса, распространяющегося в неоднородной атмосфере, было модифицировано для цилиндрического источника (Drobzheva, Krasnov, Sokolova, [59]) как

$$I_v = I_{v*} \left(\frac{\rho_{0*}}{\rho_0} \right)^{1/2} \frac{c_* L_*}{c \sqrt{L}}, \quad (4.10)$$

где $I_v = \int_{-\infty}^{\infty} v dt$, $L_* / \sqrt{L}$ - корректирующий множитель, учитывающий расходимость цилиндрической волны; L - расстояние от оси «цилиндрического источника».

Для расчета воздействия акустического импульса на ионосферу использовалась формула (2.8). На основе описанной модели были проведены расчеты распространения акустических волн от РН «Протон», запущенного с космодрома «Байконур», 7 апреля 2001 г. в 3ч 46 мин 48с UT при геофизических условиях: индексы солнечной активности

$F_{10.7} = 180$, $F_{10.7A} = 167$ и индекс геомагнитной активности $A_p = 16$. Длина траектории полета ракеты над территорией Казахстана составила величину около 1300 км. В модельных расчетах использовались высотные профили давления, плотности, температуры, рассчитанные по модели MSIS-90, и профиль фоновой электронной концентрации, рассчитанный по модели IRI-90 для времени запуска РН. Расчеты акустических и ионосферных возмущений проводились для высот нахождения РН: 102.9, 109.7, 124.9 и 150.5 км. На этом участке траектории ракета летит со сверхзвуковой скоростью. Скорость РН рассчитывалась по данным о траектории полета РН. В таблице 4.2 для каждой высоты (h_r) нахождения РН представлены: скорость ракеты V_r , число Маха M_a , масштаб цилиндрического взрыва Λ и угол между фронтом ударной волны и осью симметрии θ .

Таблица 4.1. Характеристики полета РН и ударной волны

h_r , км	V_r , км /с	M_a	Λ , м	θ°
102.9	2.816	9.8	72.6	9.8
109.7	3.100	8.9	65.9	8.9
125.0	3.757	7.9	58.3	7.3
150.5	4.486	7.2	53.1	8.0

Расчеты формы начального акустического импульса на расстоянии 220 м вверх от ракеты и на расстоянии 1800 м от ракеты показывают, что амплитуда импульса быстро затухает с расстоянием: от 45 м/с на расстоянии 220 м до 3.7 м/с на расстоянии 1800 м. Длительность импульса при этом увеличивается от ~ 0.2 с до ~ 0.38 с (рис.4.21а,б).

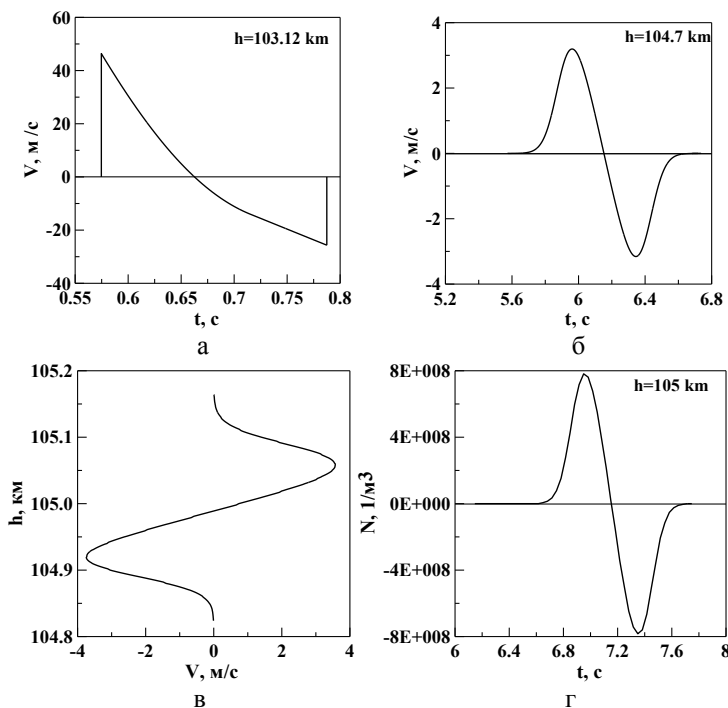


Рис. 4.21 - Временные и пространственные формы акустических импульсов при горизонтальном полете РН на высоте 102.9 км: а) акустический импульс на начальном фронте волны (расположен на расстоянии 220 метров вверх от РН); б) акустический импульс на расстоянии 1800 метров вверх от РН; в) пространственная форма импульса на расстоянии 2100 м вверх от РН; г) временная форма возмущения концентрации электронов на расстоянии 2100м вверх от РН.

Временная форма возмущения ионосферы повторяет форму акустического импульса и по длительности не превышает несколько секунд. Амплитуда акустического и соответствующего ионосферного возмущений достаточно быстро убывают с высотой вверх от ракеты (рис. 4.22а,б). На расстоянии 37 км амплитуда акустического импульса – порядка 0.4 м/с, а его длительность ~ 3 с. Величина возмущения

электронной концентрации составляет лишь сотые доли процента от фонового значения.

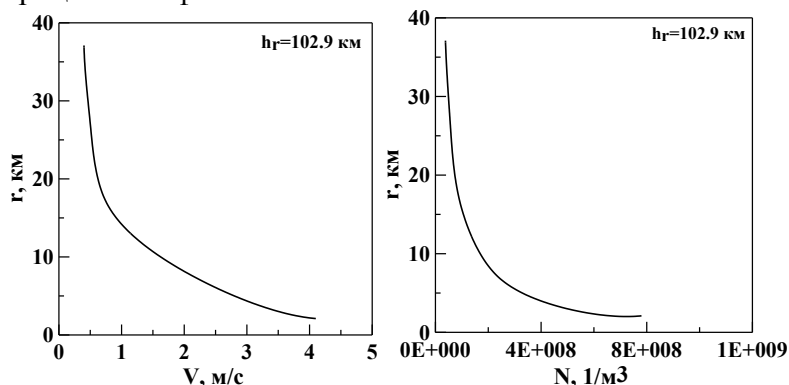


Рис. 4.22. а) Зависимость амплитуды импульса и б) величины возмущения электронной концентрации от расстояния вверх от РН при горизонтальном полете РН на высоте 102.9 км.

Расчеты, проведенные для других высот полета РН, показали, что чем больше высота атмосферы, тем сильнее сказывается поглощение и тем быстрее происходит затухание импульса. И, как следствие, наблюдается меньшая величина возмущения концентрации электронов.

В случаях горизонтального распространения акустического импульса в направлении, перпендикулярном распространению РН, параметры атмосферы слабо меняются по горизонтали, что позволяет представить среду как однородную. Расчеты показали, что в однородной атмосфере амплитуда скорости гидродинамических частиц акустического импульса затухает еще быстрее, чем в неоднородной по высоте атмосфере. Это объясняется отсутствием фактора усиления амплитуды за счет уменьшения плотности атмосферы с высотой. Таким образом, акустические волны, распространяющиеся вертикально вверх и горизонтально от РН, вызывают возмущение концентрации электронов, амплитуды ко-

торого составляет десятые доли процента от фонового значения уже на расстоянии ~ 2 км от РН и сотые доли процента на расстоянии около 37 км, а длительность этих возмущений – единицы секунд. Можно предположить, что на больших расстояниях эти возмущения будут еще слабее.

Очевидно, что по сравнению с акустическими волнами непосредственное воздействие ударных волн на ионосферу должно вызывать значительно большие возмущения концентрации электронов. Для определения избыточного давления Δp_u на фронте ударной волны на различных расстояниях от ракеты Drobzheva, Krasnov, Sokolova [59] воспользовались соотношением для цилиндрического взрыва (Коробейников, [31])

$$\frac{\Delta p_u}{P_0} = \left(\frac{0.24}{R_2^2} + \frac{0.48}{R_2^{0.75}} \right). \quad (4.11)$$

Для ударной волны в работе Коробейникова [31] представлены графики зависимостей $R_2(\tau_+)$ и $R_2(\bar{\tau})$, где τ_+ – нормированная длительность фазы сжатия и $\bar{\tau}$ – время перехода избыточного давления в отрицательную фазу, $\tau_+, \bar{\tau}$, – безразмерные величины. Для пересчета безразмерных величин в размерные даны соотношения: $\tau_+ = \frac{t_u}{t^o}$, $\bar{\tau} = \frac{\bar{t}}{t^o}$. Численные значения длительности фазы сжатия и времени перехода избыточного давления в отрицательную фазу можно рассчитать из соотношений: $t_u = \tau_+ * t^o$, $\bar{t} = \bar{\tau} * t^o$, а начальное время прихода волны из соотношения $t_0 = \bar{t} - t_u$. На основе этих выражений были проведены расчеты параметров ударной волны (Drobzheva, Krasnov, Sokolova, [59]): амплитуды и длительности фазы сжатия для $R_2 = 0.2 \div 1.4$ (соответствует

расстояниям примерно от 10 до 90 метров от РН). Величина возмущения электронной концентрации была оценена из следующих соображений. Если степень ионизации есть некоторое постоянное отношение

$$\frac{dN}{N} \approx \frac{d\rho}{\rho}. \quad (4.12)$$

то, зная связь между возмущением давления, вызванного ударной волной, и возмущением плотности, можно оценить величину ионосферного возмущения как $\frac{\Delta N}{N_0}$, где ΔN - возмущение электронной концентрации, N_0 - фоновое значение электронной концентрации.

Учитывая, что на ударном фронте, ограничивающем область возмущенного газа, выполняются условия сохранения потока, импульса и энергии, можно записать (Цикулин, [60])

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \left[\left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{\Delta p_u}{P_0} + 1 \right) / \left(\frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{\Delta p_u}{P_0} + 1 \right) \right] - 1. \quad (4.13)$$

Используя рассчитанные по формуле (4.11) значения Δp_u и соотношения (4.12)-(4.13) можно оценить величину возмущения концентрации электронов (рис. 4.23). Видно, что отношение избыточного давления на фронте волны к фоновому давлению убывает с расстоянием и подобным же образом ведет себя отношение возмущения электронной концентрации к фоновому. Например, величина избыточного давления может превышать фоновое давление в 6 раз, соответственно величина возмущения электронной концентрации может превышать фоновую величину в 2.6 раза на расстоянии 10 м вверх от РН. На расстоянии 70 м от РН величина избыточно-

го давления может превышать фоновое в 1.7 раза, а величина возмущения электронной концентрации при этом превышает фоновое в 0.3 раза.

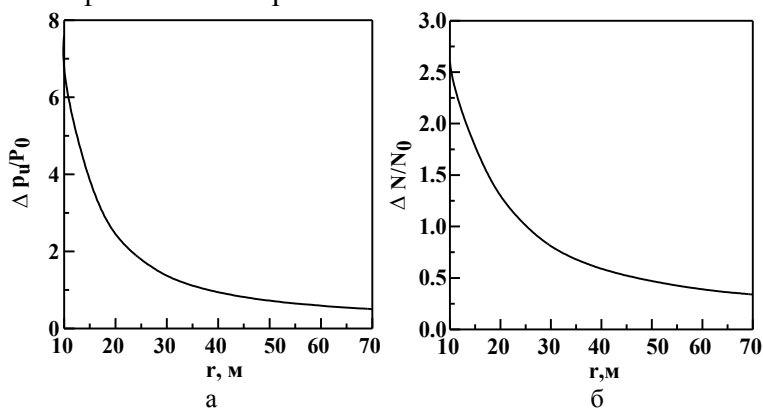


Рис. 4.23. а) Зависимость отношения максимальных избыточных давлений к фоновым значениям от расстояния; б) отношения возмущения электронной концентрации к фоновым значениям от расстояния.

Таким образом, ударная волна, в отличие от акустической, может вызвать сильное возмущение электронной концентрации, при этом возмущение представляет собой «шнур» диаметром около 200-250 м вдоль траектории полета РН со сверхзвуковой скоростью.

В настоящее время нет экспериментальных данных по параметрам акустического импульса и ионосферного возмущения, измеренных непосредственно вблизи траектории полета ракеты-носителя. Соответственно нет и возможности сопоставить полученные модельные расчеты с экспериментом. Вместе с тем развитие модели распространения цилиндрических волн на основе экспериментально проверенной модели для точечного источника позволяет надеяться, что полученные оценки верны.

5. Учет нелинейных эффектов и неоднородности атмосферы при оценке мощности взрыва челябинского метеороида

Оценка мощности взрыва Челябинского метеороида по характеристикам ударных и инфразвуковых волн оказалась возможной только благодаря комплексному анализу данных оптических, сейсмических и инфразвуковых наблюдений (Краснов и др. [61]). Для проведения расчетов, прежде всего, необходимо знать место и время взрыва. В интернете и печати были опубликованы самые разные оценки этих величин. Приведем данные наиболее авторитетных источников.

1. По данным ГУ МЧС России по Челябинской области 15 февраля 2013 года в 3:20 GMT в небе над городом был замечен объект, а через две минуты произошло три хлопка. Ударная волна коснулась Челябинска и ближайших территорий, вследствие чего во многих домах выбиты стекла.
2. Европейское космическое агентство [62] предположило, что метеороид вошел в атмосферу под углом 20° к горизонту со скоростью 64000 км/час (17.8 км/с) и взорвался над Челябинском около 3:20 GMT на высоте 15-25 км, мощность взрыва составила около 500 кт. Направление движения: с северо-востока на юго-запад.
3. По уточненным оценкам NASA [63] от 21 марта 2013 в 3:20:20 UTC метеороид вошел в земную атмосферу около Казахстанско–Российской границы. При падении через верхнюю атмосферу он перемещался на северо-запад в Россию. По мере полета в атмосфере благодаря трению скорость полета замедлялась, и происходил нагрев метеороида. Перед ним возникла ударная волна, в которой атмосферный газ оказался сильно сжат и разо-

грет. Воздействие части этой энергии привело к абляции и разрушению тела метеороида, что еще больше увеличило торможение тела атмосферой и увеличило абляцию. Тело разрушилось, когда разность давлений на фронте и на противоположной стороне тела метеороида превысила порог прочности. Это разрушение (взрыв) сопровождался вспышкой яркости излучения в течение 5с. Максимум яркости наблюдался в 03:20:33 UTC на высоте 23.3км южнее города Челябинска. Примерный эффективный диаметр метеороида равен 18м, а его масса 11000 тонн. Общая выделенная энергия эквивалентна 440 кт ТНТ. При этом отмечается, что оценки выделенной энергии, диаметра и массы выполнены приблизительно. Расчеты проведены на основе оптических наблюдений яркости болида с помощью пространственно разнесенной аппаратуры, установленной на геостационарных спутниках, и эмпирической формулы связывающей яркость болида с выделившейся энергией, по методике, описанной Brown et al [64]. При этом указаны координаты 54.8 N, 61.1 E. Скорость движения метеороида во время взрыва составляла 18.6 км/с. Определены следующие компоненты скорости $V_x=12.8$ км/с, $V_y=-13.3$ км/с, $V_z=-2.4$ км/с. Компоненты скорости даны в геоцентрической системе координат, связанной с Землей. Ось z направлена вдоль оси вращения Земли по направлению к астрономическому Северному полюсу, ось x лежит в плоскости земного экватора и направлена вдоль первого меридиана, а ось y образует правостороннюю систему координат.

4. По совместной оценке экспертов Института астрономии РАН (ИНАСАН) и Института динамики геосфер РАН от 5 марта 2013г (Шустов и др. [65]) взрыв вошедшего в атмосферу тела произошел на высоте 23 км.

Тело вошло в атмосферу под углом менее 20 градусов к горизонту со скоростью ~18-20 километров в секунду. До его входа в атмосферу оно не было обнаружено никакими средствами наблюдений России и других стран и все оценки размеров, а также энергии тела (100 - 500 килотонн ТНТ) получены косвенно – по результатам воздействия (взрыва). Подчеркивается, что все оценки параметров тела, вызвавшего Челябинское явление, полученные на данный момент, являются предварительными и будут уточняться и пересматриваться по мере сбора информации, и ее анализа.

5. Семнадцать инфразвуковых станций сети СТВТО [66] зарегистрировали распространение акустических волн от взрыва Челябинского метеороида. Время взрыва на основе этих измерений определено как 3:22 GMT.
6. Наиболее близкими к месту взрыва метеороида (на расстояниях от 520 км до 1800 км) находились сейсмические и инфразвуковые станции Казахстанского Национального Центра данных. По их сообщению (Михайлова и др. [67]), датированному 2013-02-25 13:34:19, зарегистрировано колебание земной поверхности после взрыва метеороида, источник которых находился в точке с координатами – 55.0229 N, 61.0922 E. Точное время начала сейсмического события 15.02.2013, $t_0=03:22:04$ GMT, значения $mb=3.9$, $mpv=3.5$, $K=8.7$. Однако, по данным интерактивного сейсмического бюллетеня сейсмическое событие произошло в 03:21:52.6 в точке с координатами 54.5503 N, 62.2593 E, $K=8.4$. В последующем координаты сейсмического источника были уточнены. При использовании данных только казахстанских сейсмических станций получено: широта 54,7222 с.ш.; долгота 61.5721 в.д. С учетом данных казахстанских, одной российской (Аркти) и кир-

гизских станций - 54.8404 с.ш.; 61.7699 в.д. При этом эллипс ошибок характеризуется областью 41 км на 17 км. Азимут большой оси 154 градуса. Время удара о Землю по результатам сейсмической обработки $t_0=03.21.55,7$ (ошибка 4,8с).

7. Национальный центр информации по землетрясениям геологической службы США [68] определил координаты взрыва как 55.150 N; 61.410 E. Время сейсмического источника определено приближенно: 03:20:26.0 UTC, $m_b = 4.0$.
8. Российские сейсмические станции зафиксировали сопутствующее взрыву землетрясение с магнитудой 3,2 в районе с эпицентром 54.766° с.ш., 61.301 в.д., оценочное время события - 03:20:32.
9. Важным источником информации явились записи видеокамер Челябинска и окрестных населенных пунктов. Однако время регистрации событий по этим записям вызывает сомнения. В то же время камера на привокзальной площади Челябинска, зарегистрировала максимальную яркость вспышки также как и аппаратура спутника в ~3:20:33. Неоспоримым также является факт – длительность вспышки света в течение нескольких секунд. К большому сожалению, среди многочисленных записей не удалось найти такую, на которой была бы зарегистрирована вспышка света и приход ударной волны на поверхность земли. Т.е. на основе оптических записей невозможно сделать вывод о задержке распространения ударной волны от точки взрыва метеороида до земной поверхности.

На рисунке 5.1 схематично показано расположение эпицентров источника сейсмических волн и взрыва в атмосфере по сообщению различных служб.

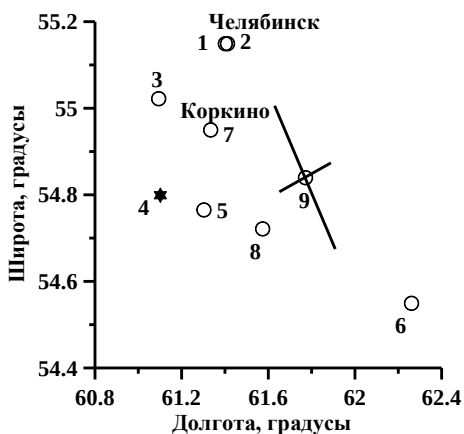


Рис. 5.1. Карта-схема расположения эпицентра землетрясения, по сообщению различных служб. Цифрами обозначено: 1 - координаты Челябинска; 2 - координаты эпицентра источника сейсмических волн по данным геологической службы США; 3 - координаты эпицентра источника сейсмических волн по данным Казахстанского Национального Центра данных, опубликованные 2013-02-25; 4 - координаты взрыва по данным NASA; 5 - координаты эпицентра по данным Российских сейсмических станций; 6 - координаты эпицентра источника сейсмических волн по данным интерактивного бюллетеня Казахстанского Национального Центра данных; 7 - координаты городского округа Коркино (54.950686° с.ш., 61.332201° в.д.); 8 - уточненные расчеты координат по данным казахстанских сейсмических станций; 9 - уточненные координаты по совместному анализу данных: казахстанских сейсмических станций, российской (Арти) и киргизских станций. Перекрестие показывает эллипс ошибок определения координат пункта 9.

Видно, что координаты события, определенные различными службами сейсмическим методом, имеют разброс в пределах ~ 90 км. Причиной этого могут быть ошибки определения координат. В частности, Михайлова и др. [67] сообщают, что: *«Обработка записей была непростой, так как колебания от болида были, практически, в то же время, что и колебания от далекого землетрясения из района островов Тонга в Тихом океане с магнитудой 6,0. Удалось уверенно*

выделить только группу поперечных и поверхностных волн».

Знание времени взрыва и его высоты, а также времени возникновения сейсмического источника позволяет оценить время распространения волн с высоты взрыва $h=23.3$ км вертикально вниз на земную поверхность. В частности, если за момент наиболее мощного взрыва примем момент наибольшей вспышки 3:20:33, то запаздывание по времени возникновения сейсмического источника равно: по первому сообщению Центра данных НЯЦ РК - $t_s=91$ с, по данным интерактивного бюллетеня НЯЦ - $t_s=79$ с, по уточненным данным НЯЦ - $t_s=82.7$ с (с ошибкой 4.8с), по данным Геологической службы США - $t_s=-7$ с, по данным Российских сейсмических станций $t_s=-1$ с. Очевидно, что времена запаздывания по данным Геологической службы США - $t_s=-7$ с и по данным Российских сейсмических станций $t_s=-1$ с определены с большой ошибкой, что подтверждает сомнения этих служб в точности определения времени события. Для интерпретации задержек проведем расчеты времени распространения звуковой и ударной волны. Согласно классическим представлениям, например (Цикулин, [60]), ударные волны, движущихся в атмосфере крупных тел имеют цилиндрическую симметрию, и подобны ударным волнам от цилиндрического взрыва. Действительно, если считать, что максимум выделившейся энергии при взрыве сопровождается мощной световой вспышкой, которая в рассматриваемом случае продолжалась около 5с, то при скорости полета метеороида 18.6 км/с движущийся заряд пролетел за пять секунд расстояние 93 км, что значительно больше поперечных размеров тела метеороида и длины генерируемых акустических волн. Таким образом, можно считать, что источник излучения акустических волн является распределенным по пространству зарядом.

Расчет времени распространения звуковой волны независимо от параметров взрыва проводится по формуле:

$$t_a = \int_0^h \frac{dz}{c(z)}, \quad (5.1)$$

где t_a - время распространения звуковой волны, ось z - направлена вверх, $c(z)$ - профиль скорости звука.

Для ударной волны цилиндрического взрыва зависимость безразмерного времени τ от безразмерного расстояния R_2 при $R_2 > 2$ и отношения удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$ определяется формулой (Коробейников [31])

$$\tau \approx 0,25 + \gamma^{0,5} R_2 \left[1 - \sqrt{\frac{1}{\gamma \alpha}} 2^{-0,25} R_2^{-0,75} \right],$$

где при $\gamma \leq 2$ - $\alpha = k_1(\gamma - 1)^{k_2 + k_3 \lg(\gamma - 1)}$, $k_1 = 0.34649$, $k_2 = -1.19796$, $k_3 = -0.14134$, $R_2 = r / \Lambda$ - безразмерное расстояние,

$\Lambda = (E / P_0)^{1/2}$ - локальная динамическая длина, E - энергия взрыва ($E = 4.15 \cdot 10^{12}$ Дж/кулей для 1 кт заряда тринитротолуола (ТНТ)), p_0 - фоновое давление атмосферы на высоте взрыва, а ρ_0 - плотность.

Время распространения ударной волны равно

$$t_b = \tau \cdot t_0, \quad (5.2)$$

где $t_0 = \Lambda \sqrt{\rho_0 / P_0}$.

Фоновые характеристики атмосферы рассчитаны по модели атмосферы NRLMSISE-00 (Picone, Hedin [24]), при этом учитывались координаты пункта 4 на рис.5.1, время взрыва, значения индекса солнечной ($F_{107} = 87.9$) и магнитной активности ($A_p = 4$) для этого дня. Результаты расчета профилей давления, плотности и скорости звука показаны на рисунке 5.2.

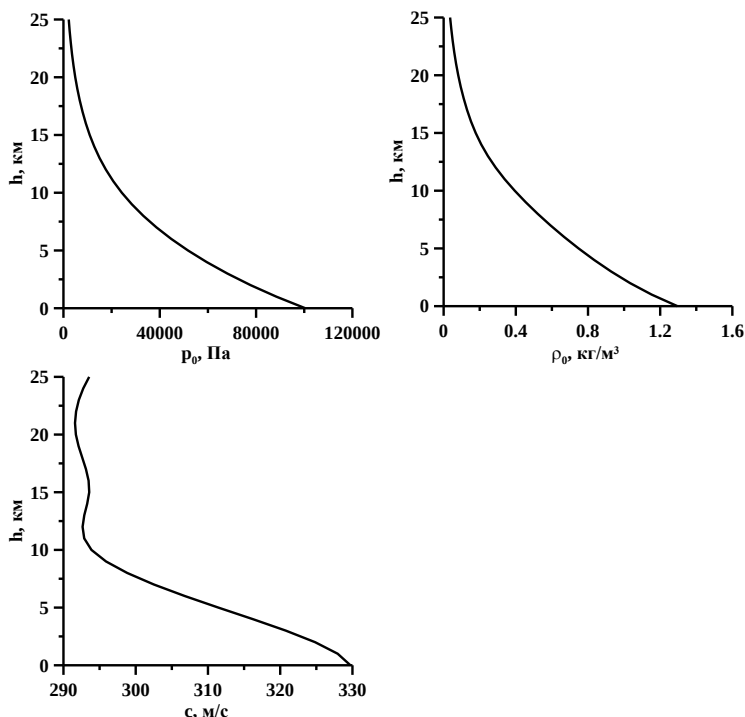


Рис. 5.2. Расчетные профили фоновой атмосферы в районе взрыва, используемые при расчетах мощности взрыва.

Расчеты показали, что время распространения звуковой волны с высоты 23.3 км до земли равно 77.2с. График зависимости времени распространения ударной волны до земли для различных мощностей взрыва показан на рисунке 5.3. Видно, что для выбранного диапазона мощностей взрыва время распространения ударной волны до земной поверхности изменяется в пределах от 62 до 76 с. Как и следовало ожидать оно меньше времени распространения звуковой волны - 77.2 с.

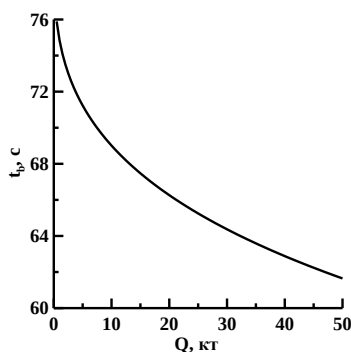


Рис. 5.3. Время распространения ударной волны до земной поверхности с высоты 23.3км для различной мощности цилиндрического взрыва.

Сопоставляя это время с временем запаздывания, полученного на основе сейсмических данных, можно сделать вывод, что времена запаздывания: по первому сообщению Центра данных НЯЦ РК - $t_s=91$ с, по данным интерактивного бюллетеня НЯЦ - $t_s=79$ с и по уточненным данным НЯЦ - $t_s=82.7$ с (с ошибкой 4.8с) - близки к верхней границе значений времени на рисунке 5.3. Вместе с тем они больше времени распространения звуковой волны, что, в принципе, противоречит физике явлений. Возможно, это связано с ошибками измерений или погрешностями модельных расчетов, а также предположением, что волна распространялась строго по вертикали вниз. В общем случае очевидно (Коробейников, [31]), что поле взрыва метеороида на земной поверхности должно определяться взаимодействием баллистической ударной волны и ударной волны от взрыва. Расчет результирующего поля такой волны в неоднородной атмосфере представляет значительные трудности. Поэтому вопрос о смещении первой «точки» касания земли ударной волной в горизонтальной плоскости относительно «точки» взрыва на высоте остается открытым. Однако близость времен задержек, определенных с помощью сейсмических наблюдений, к

верхней границе задержек на рис. 5.3 позволяет с большей вероятностью предположить, что мощность взрыва составляла величины, сопоставимые с нижней границей значений мощности на рис. 5.3, и составляла величины от 0.5 до 10 кт.

Приблизительная оценка амплитуды ударной волны для цилиндрического взрыва в однородной атмосфере может быть проведена на основе эмпирической формулы Цикулина [60]

$$\frac{\Delta p_u}{P_0} = \frac{0.24}{R_2^2} + \frac{0.48}{R_2^{3/4}}, \quad (5.3)$$

где Δp_u - амплитуда волны.

На рисунке 5.4а представлен график зависимости амплитуды ударной волны на земной поверхности от мощности взрыва на высоте 23.3км, где фоновое атмосферное давление равнялось $P_0=2896$ Па. Видно, что максимальная амплитуда ударной волны на графике 5.4а не превышает 400 Па. На уровне земли фоновое атмосферное давление составляет величину 100415.2 Па. Ввиду чего отношение $\Delta p_u / P_0 \ll 1$. Для случаев $\Delta p_u / P_0 \ll 1$ в разделе 3.1 приведена формула (3.5) для коррекции величины Δp_u при взрыве в неоднородной

атмосфере $\Delta p_f = \Delta p_u \left(\frac{\rho_{0f}}{\rho_{ou}} \right)^{1/2} \frac{c_f}{c_u}$. Результаты расчета удар-

ной волны с учетом коррекции по этой формуле представлены на рисунке 5.4б. Видно, что учет неоднородности атмосферы привел к существенному росту амплитуды.

Необходимо отметить, что приведенные расчеты справедливы для покоящегося заряда. В случае движущегося заряда с начальной скоростью u_0 происходит влияние скорости движения на амплитуду ударной волны (Баум и др.,[69]).

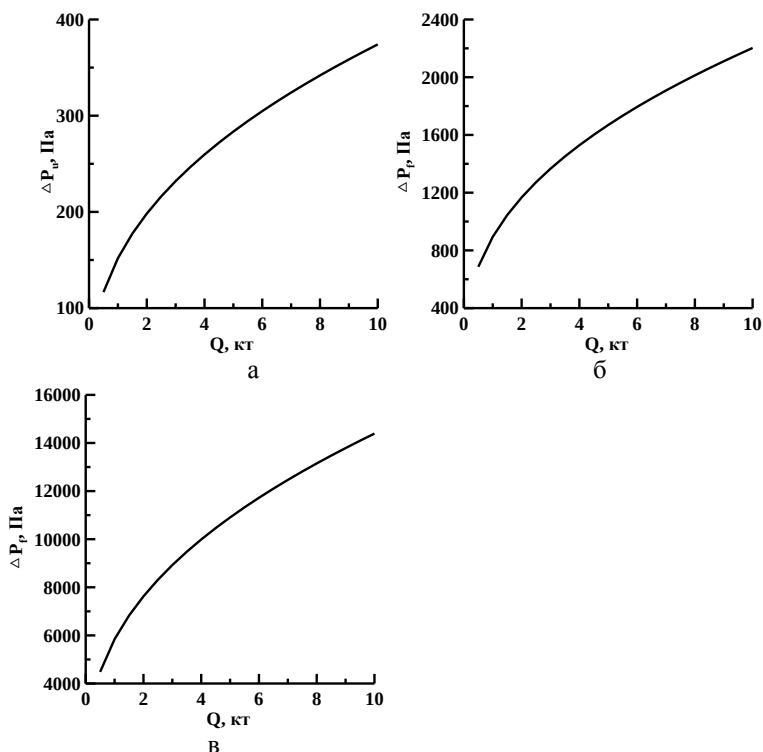


Рис. 5.4. Зависимость амплитуды ударной волны на земной поверхности от мощности взрыва: а) для случая однородной атмосферы, б) с учетом корректирующего коэффициента для неоднородной атмосферы, в) с учетом корректирующего коэффициента для движущегося заряда.

Для больших расстояний от места взрыва (больше 40-50 размеров заряда) коэффициент (k) увеличения амплитуды ударной волны можно вычислить по формуле

$$k = \sqrt{1 + \frac{u_0^2}{2E}}, \quad (5.4)$$

где u_0 - скорость движения заряда перед взрывом в м/с, $E = 4.15 \cdot 10^6$ Дж/кг для 1 кг ТНТ. При $u_0 = 18.6$ км/с имеем коэффициент усиления амплитуды ударной волны $k = 6.53$.

Результаты расчета амплитуды ударной волны с учетом этого коэффициента представлены на рисунке 5.4в. Произошло дальнейшее значительное увеличение амплитуды ударной волны.

В качестве критерия проверки результатов расчетов рассмотрим величину ударной волны в Челябинске. Известно, что при взрыве метеороида произошло разрушение наиболее слабых элементов зданий: карнизов, перегородок, дверей, окон и др. Для осуществления этих разрушений амплитуда ударной волны должна быть равной 3000-5000 Па. Проведем расчеты ударной волны для Челябинска, учитывая высоту взрыва 23.3 км в точке с координатами на земле определенной NASA (пункте 4 на рисунке 5.1). Расстояние от пункта 4 до Челябинска составляет 43.4 км. Результаты расчета амплитуды ударной волны с учетом этого расстояния представлены на рисунке 5.5.

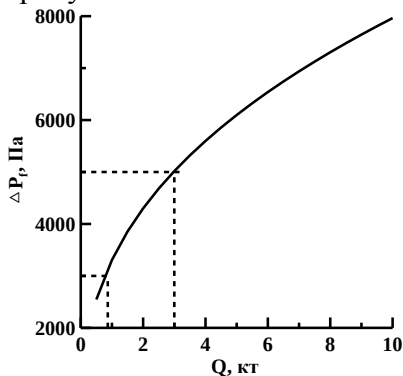


Рис. 5.5. Амплитуда ударной волны в Челябинске при взрыве метеороида в зависимости от мощности взрыва.

Граничные значения амплитуды ударной волны 3000-5000 Па показаны штриховой линией на рис. 5.5. Из графика видно, что этим величинам соответствует мощность взрыва 1-3 кт. Отметим, что для этих мощностей, согласно рисунку 5.3,

наблюдается и лучшее соответствие экспериментальным данным по задержке возникновения сейсмического источника после взрыва. Таким образом, по приведенным оценкам мощность взрыва Челябинского метеороида составила 1-3 кт ТНТ.

6 Роль нелинейных процессов при отражении акустических волн в атмосфере

Описание причин и механизмов отражения акустических волн в атмосфере представляется возможным только на основе строгого решения гидродинамических уравнений, поскольку приближения геометрической акустики являются несправедливыми для области отражения. При этом в практических задачах встает еще и вопрос об определении границы, до которой допустимо использовать формулы геометрической акустики. Одним из приемов, позволяющих получить строгое решение в области отражения, является замена реального высотного профиля проницаемости среды: $\varepsilon(z) = n^2$ (n - коэффициент преломления) – на линейный профиль, для которого получены строгие решения. Очевидно, что такая замена справедлива при плавном изменении $\varepsilon(z)$. Описанию характеристик поля плоской монохроматической волны в слое с линейным законом убывания $\varepsilon(z)$ посвящено много работ, например, (Бреховских [70]; Бреховских, Годин [71]). Однако, как правило, в них представлены частные решения, не раскрывающее полностью механизм отражения акустических волн. В частности, в качестве исходных для решения выбирают систему уравнений вида (например, Бреховских, Годин [71], уравнения (1.6-1.8)):

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V}_0 &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\rho'}{\rho^2} \nabla p_0, \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho' \operatorname{div}(\vec{V}_0) + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) &= 0,\end{aligned}\quad (6.1)$$

$$(\vec{V} \nabla) p_0 + \frac{\partial p}{\partial t} = c^2 \frac{\partial \rho'}{\partial t} + c^2 (\vec{V}_0 \nabla) \rho + c^2 (\vec{V} \nabla) \rho,$$

где $\vec{V}_0, p_0, \rho$ – фоновые значения вектора скорости гидродинамических частиц, давления и плотности атмосферы; $\vec{V}, p, \rho'$ – значения тех же величин, за счет влияния звуковой волны; c – скорость звука.

Предполагают, что $p \ll p_0$ и $\rho' \ll \rho$, и для покоящейся среды, когда $\vec{V}_0 \equiv 0$ и $\rho = \text{const}$, эту систему уравнений сводят к виду

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p, \quad \operatorname{div}(\vec{V}) + \frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} = 0. \quad (6.2)$$

Затем для простоты решения принимают, что однородное и слоисто-линейное полупространства граничат по плоскости $z = 0$ и что при $z < 0$ среда однородна, а скорость звука равна c_0 . Тогда зависимость ε от z принимает следующий вид:

$$\varepsilon = 1 - \frac{z}{z_1}, \quad (6.3)$$

где z_1 – высота точки отражения акустической волны при вертикальном падении.

При сделанных предположениях из (6.2) для плоских волн, распространяющихся по вертикали и с зависимостью от времени $\exp(i\omega t)$, получается следующее волновое уравнение (ω – частота волны)

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c_0^2} \varepsilon p = 0. \quad (6.4)$$

Рассмотрим, какие конкретно приближения использовались при выводе уравнения (6.4):

1) в уравнении

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho + \rho'} \nabla p \quad (6.5)$$

пренебрегли значением ρ' по сравнению с ρ ;

2) в уравнении

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho' \vec{V}) + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0 \quad (6.6)$$

пренебрегли членом $\operatorname{div}(\rho' \vec{V})$;

3) в уравнении

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c^2 \frac{\partial \rho'}{\partial t} + c^2 \vec{V} \operatorname{grad}(\rho + \rho') \quad (6.7)$$

пренебрегли членом $c^2 \vec{V} \operatorname{grad}(\rho + \rho')$.

Таким образом, заранее предположено, что в конечных решениях величина градиентов плотности и скорости гидродинамических частиц, привносимых акустической волной, должна составлять пренебрежимо малые величины. Рассмотрим, к каким последствиям приводит данное ограничение, и, прежде всего, как это влияет на вид волнового уравнения (Краснов, [72]). Для этого проведем некоторые упрощения системы уравнений (6.5-6.7). В частности, в уравнении (6.5) пренебрежем значением ρ' по сравнению с ρ . В уравнении непрерывности (6.6) пренебрежем членом $\rho' \frac{\partial v_z}{\partial z}$ по сравнению с членом $\rho \frac{\partial v_z}{\partial z}$ (будем рассматривать только вертикальное распространение волны, а в уравнении (6.7) положим, что $\operatorname{grad}(\rho) \ll \operatorname{grad}(\rho')$). В результате, из (6.5–6.7) можно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho \frac{\partial v_z}{\partial z} + V_z \frac{\partial \rho'}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= c^2 \left(\frac{\partial \rho'}{\partial t} + V_z \frac{\partial \rho'}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (6.8)$$

Первое уравнение системы (6.8) полностью соответствует первому уравнению системы (6.2). Далее, комбинируя второе и третье уравнения системы (6.8) можно получить уравнение, полностью совпадающее по виду со вторым уравнением системы (6.2). Отсюда следует, что вид волнового

уравнения (6.4) также будет справедливым для случаев больших градиентов плотности и скорости гидродинамических частиц, приносимых акустической волной. Таким образом, в обоих случаях, можно ожидать одинакового вида решений волнового уравнения. Однако в первом случае (Бреховских [70]; Бреховских, Годин [71]) существует ограничение: подстановка граничных условий не должна приводить к большим величинам градиентов $\frac{\partial \rho'}{\partial z}$ и $\frac{\partial V_z}{\partial z}$. Рассмотрим решение без данных ограничений. Определим граничные условия в следующем виде: амплитуда падающей волны при $z = 0 + 0$ равна p_n ; начальная фаза равна φ и $p(z \rightarrow \infty) = 0$. Перепишем уравнение (6.4) в виде

$$\frac{d^2 p}{d\zeta^2} + \zeta p = 0, \quad (6.9)$$

где

$$\zeta = \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{\frac{2}{3}} \varepsilon(z). \quad (6.10)$$

Как известно (Янке, Эмде, Леш [73]), общее решение уравнения (6.9) может быть получено с помощью функций Бесселя, Неймана или Ханкеля, при этом все полученные решения будут эквивалентными. Например, при использовании функции Бесселя решение имеет вид: при $z \leq z_1$

$$p = \zeta^{1/2} \left[C_1 J_{1/3} \left(\frac{2}{3} \zeta^{3/2} \right) + C_2 J_{-1/3} \left(\frac{2}{3} \zeta^{3/2} \right) \right], \quad (6.11)$$

при $z \geq z_1$

$$p = (-\zeta)^{1/2} \left\{ C_3 I_{1/3} \left[\frac{2}{3} (-\zeta)^{3/2} \right] + C_4 K_{1/3} \left[\frac{2}{3} (-\zeta)^{3/2} \right] \right\}. \quad (6.12)$$

где C_1, C_2, C_3, C_4 - константы; $J_{1/3}(\)$ и $J_{-1/3}(\)$ - функции Бесселя; $I_{1/3}(\)$ - функция Бесселя мнимого аргумента; $K_{1/3}(\)$ - функция Макдональда. Заметим, что при z , стремящемся к бесконечности, в (6.12) член с множителем $I_{1/3}(\)$

стремится к бесконечности, а член с множителем $K_{1/3}()$ убывает до нуля. Поскольку p не может равняться бесконечности, примем $C_3 \equiv 0$. Исходя из системы уравнений (6.1), исключая в решении возможность разрывов, добавим к вышеперечисленным граничным условиям требование непрерывности функции $\frac{\partial p}{\partial z}$ в точке z_1 (как это сделано, например, Бреховским и Годиным [71]). Тогда из (6.11) и (6.12), при равенстве величин p и $\frac{\partial p}{\partial z}$ сверху и снизу от z_1 , нетрудно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} C_4 \pi 3^{-1/6} &= C_2 3^{1/3}, \\ C_4 \pi 3^{1/6} &= C_1 3^{2/3}. \end{aligned}$$

Решая ее, получаем $C_1 = C_2$, и тогда (6.11) принимает вид

$$p = C_1 \zeta^{1/2} \left[J_{1/3} \left(\frac{2}{3} \zeta^{3/2} \right) + J_{-1/3} \left(\frac{2}{3} \zeta^{3/2} \right) \right]. \quad (6.13)$$

Полученное выражение, как известно (Кузнецов [74]), с точностью до постоянного множителя является функцией Эйри $p = bAi(\zeta)$, где b - константа. Решение с помощью функции Эйри приведено Бреховским, Годиным [71]. С учетом временного множителя решение через функцию Эйри принимает вид

$$p = bAi(\zeta) \cos \omega t. \quad (6.14)$$

В начале слоя, при $z = 0 + 0$, как следует из (6.10) и (6.3),

$\zeta(z = 0 + 0) = \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{\frac{2}{3}}$. Значения ω и z_1 реально можно подобрать так, что $\xi(z \rightarrow 0) \gg 1$. В результате (6.14) может быть представлено асимптотической аппроксимацией (Янке, Эмде, Леш, 1977):

$$p(z \rightarrow 0) \approx \frac{3b}{\sqrt{\pi}} \zeta^{-1/4} \cos \left(\frac{2}{3} \zeta^{3/2} - \frac{\pi}{4} \right) \cos \omega t. \quad (6.15)$$

Из выражения (6.15) видно, что, как и исходное решение (6.14), оно зависит только от одной независимой константы - b , которая, по сути, является масштабным множителем, оп-

ределяющим амплитуду стоячей волны. При этом, при произвольных параметрах падающей волны, нули и максимумы поля по оси z имеют строго фиксированные положения (фазовый множитель не включает в себя неизвестную константу). Таким образом, для приведенного решения не требуются начальные данные о поведении фазы падающей волны или разности фаз интерферирующих волн в точке $z = 0$. Вместе с тем, очевидно, что в общем случае вертикальное распределение поля стоячей волны должно определяться не только ее амплитудой, но и разностью фаз интерферирующих волн в какой-либо точке. Для рассмотренных эквивалентных решений (Бреховских [70]; Бреховских, Годин, [71]) это может означать, например, что разность фаз падающей и отраженной волн была уже ранее задана при удовлетворении дополнительного граничного условия в точке отражения. Действительно, попробуем решить задачу в ином порядке, рассматривая вначале граничные условия при $z = 0$. Будем, однако, исходить из системы уравнений (6.8), не требующей малости градиентов плотности и скорости гидродинамических частиц. В начале слоя для многих реальных значений ω и z_1 выражение (6.11) можно представить асимптотической аппроксимацией (Янке, Эмде, Леш [73]):

$$p(z \rightarrow 0) \approx \sqrt{\frac{3}{\pi}} \zeta^{-\frac{1}{4}} \left[C_1 \cos \left(\frac{2}{3} \zeta^{\frac{3}{2}} - \frac{5\pi}{12} \right) + C_2 \cos \left(\frac{2}{3} \zeta^{\frac{3}{2}} - \frac{\pi}{12} \right) \right]. \quad (6.16)$$

Пусть $C_1 \sin \frac{\pi}{12} + C_2 \cos \frac{\pi}{12} = A \cos \Phi$ и $C_1 \cos \frac{\pi}{12} + C_2 \sin \frac{\pi}{12} = A \sin \Phi$.

Учтем также, что уравнение (6.4) получено для монохроматического сигнала. Тогда выражение (6.16) при $z \rightarrow 0$ примет вид:

$$p(z \rightarrow 0) \approx A \sqrt{\frac{3}{\pi}} \zeta^{-\frac{1}{4}} \cos\left(\frac{2}{3} \zeta^{\frac{3}{2}} - \Phi\right) \cos \omega t = \\ \frac{A}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \zeta^{-\frac{1}{4}} \left[\cos\left(\omega t + \frac{2}{3} \zeta^{\frac{3}{2}} - \Phi\right) + \cos\left(\omega t - \frac{2}{3} \zeta^{\frac{3}{2}} + \Phi\right) \right]. \quad (6.17)$$

В выражении (6.17), в отличие от (6.15), фазовый множитель содержит вместо $\frac{\pi}{4}$ неизвестную константу Φ . При этом, выражение (6.17), как и выражение (6.15), описывает стоячую волну, образованную интерференцией падающей и отраженной волн, и значения фаз падающей и отраженной волн "симметричны" относительно нуля. Определим причину возникшей симметрии. Пусть в общем случае падающая волна на границе слоя при $z = 0$ имеет вид $p_i = A/2 \cos(\omega t + \varphi)$, а отраженная волна - $p_r = A/2 \cos(\omega t + \alpha)$. Тогда, поле стоячей волны в точке $z = 0$ описывается выражением

$$p = p_i + p_r = A \cos\left(\omega t + \frac{\varphi + \alpha}{2}\right) \cos \frac{\varphi - \alpha}{2}.$$

Ранее при выводе исходного волнового уравнения (6.4) для описания зависимости от времени использовалось выражение $\exp(i\omega t)$, в котором начальный сдвиг фазы принят равным нулю. Поэтому также положим в круглой скобке при косинусе: $\frac{\varphi + \alpha}{2} = 0$. В этом случае решение задачи возможно только при $\alpha = -\varphi$. В результате фазы падающей и отраженной волн оказываются жестко связанными: изменения фазы падающей волны требуют внесения соответствующих изменений в фазу отраженной волны. Следовательно, будет меняться и разность фаз этих волн, т.е. для высот $z \rightarrow 0$ из (6.16) получим: $-\frac{4}{3} \zeta^{\frac{3}{2}} + 2\Phi$. Далее, подставляя граничные значения амплитуды и фазы падающей волны при $z = 0 + 0$, из (6.17) с учетом (6.10) имеем

$$A = 2p_n \sqrt{\frac{\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{1/6}} \text{ и } \Phi = \frac{2}{3} \frac{\omega}{c_0} z_1 - \varphi.$$

Подстановка этих выражений в (6.17) и (6.11) приводит к следующему виду

$$p(z \rightarrow 0; t) \approx 2p_n \left(1 - \frac{z}{z_1} \right)^{-1/4} \cos \left(\frac{2}{3} \zeta^{\frac{3}{2}} - \Phi \right) \cos \omega t. \quad (6.18)$$

$$p(z \leq z_1; t) = \frac{4}{3} p_n \sqrt{\pi} \frac{\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{\frac{1}{6}} \zeta^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \left[\cos \left(\Phi + \frac{\pi}{12} \right) J_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \zeta^{\frac{3}{2}} \right) + \sin \left(\Phi - \frac{\pi}{12} \right) J_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \zeta^{\frac{3}{2}} \right) \right] \times \\ \times \cos \omega t. \quad (6.19)$$

При $z = z_1$ выражение (6.19) принимает вид

$$p(z = z_1; t) = \frac{4p_n \sqrt{\pi}}{\sqrt[3]{9\Gamma(2/3)}} \frac{\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{1/6} \cos \left(\Phi + \frac{\pi}{12} \right) \cos \omega t. \quad (6.20)$$

С другой стороны, из (6.12), с учетом $C_3 \equiv 0$ при $z = z_1$, имеем

$$p(z = z_1; t) = \frac{C_4 \pi}{\sqrt[6]{3}\Gamma(2/3)} \cos \omega t. \quad (6.21)$$

где учтена зависимость поля от времени, $\Gamma(\cdot)$ - гамма функция.

Выражение (6.20) может быть приравнено к (6.21), в связи с чем

$$C_4 = \frac{4p_n}{\sqrt{3}\pi} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{1/6} \cos \left(\Phi + \frac{\pi}{12} \right) \text{ и для } z \geq z_1 \text{ имеем}$$

$$p(z \geq z_1; t) = \frac{4p_n}{\sqrt{3}\pi} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{\frac{1}{6}} (-\zeta)^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \cos \left(\Phi + \frac{\pi}{12} \right) K_{1/3} \left[\frac{2}{3} (-\zeta)^{3/2} \right] \cos \omega t. \quad (6.22)$$

Полученные выражения (6.18), (6.19) и (6.22) представляют новое решение, описывающее поле акустической волны во всей области ее существования, и являющееся более общим, чем дано, например, в работах (Бреховских [70]; Бреховских, Годин [71]). Нетрудно показать, что при $\Phi = \pi/4$ получен-

ные решения переходят в частные, представленные формулами (6.14) и (6.15). Таким образом, если изначально дополнительно потребовать непрерывность $\partial p/\partial z$ в точке отражения или решать задачу с помощью функции Эйри, то это автоматически означает задание константы $\Phi = \pi/4$.

Из уравнений (6.18), (6.19) и (6.22) легко увидеть, что, задавая различные начальные значения фазы падающей волны Φ в точке излучения можно "конструировать" в точке отражения z_1 стоячую волну с узлом или пучностью, а также с промежуточным значением. Соответственно будет меняться и положение узлов и пучностей вдоль всей оси z , а согласно формулы (6.22), будет меняться и глубина проникновения поля выше z_1 . Рассмотрим, к каким еще новым физическим результатам может привести произвольность задания Φ и решения, основанные на системе уравнений (6.8). Так из первого уравнения системы (6.8) можно найти плотность потока массы j_z гидродинамических частиц атмосферы в виде

$$j_z = \rho v_z(z, t) = - \int_t \frac{\partial p}{\partial z} dt. \quad (6.23)$$

Подставляя (6.19) в (6.23), получим

$$j_z(z < z_1; t) = \frac{4p_n\sqrt{\pi}}{3c_0} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1\right)^{-\frac{1}{6}} \zeta \times \\ \times \left[\sin\left(\Phi - \frac{\pi}{12}\right) J_{-\frac{2}{3}}\left(\frac{2}{3}\zeta^{\frac{3}{2}}\right) - \cos\left(\Phi + \frac{\pi}{12}\right) J_{2/3}\left(\frac{2}{3}\zeta^{3/2}\right) \right] \sin\omega t. \quad (6.24)$$

При $z = z_1 - 0$ выражение (6.24) принимает вид

$$j_d = \frac{4p_n\sqrt{\pi}}{\sqrt[3]{3}\Gamma(\frac{1}{3})c_0} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1\right)^{-1/6} \sin\left(\Phi - \frac{\pi}{12}\right) \sin\omega t. \quad (6.25)$$

Подставляя (6.22) в (6.23), получим для $z > z_1$

$$j_z(z > z_1; t) = \frac{4p_n}{\sqrt{3}\pi c_0} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{-1/6} (-\zeta) \left[\cos \left(\Phi + \frac{\pi}{12} \right) K_{-\frac{2}{3}} \left[\frac{2}{3} (\zeta)^{\frac{3}{2}} \right] \right] \sin \omega t. \quad (6.26)$$

При $z = z_1 + 0$ из (6.26) имеем

$$j_u = \frac{4p_n\sqrt{\pi}}{\sqrt[3]{3}\Gamma(\frac{1}{3})c_0} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{-1/6} \cos \left(\Phi + \frac{\pi}{12} \right) \sin \omega t. \quad (6.27)$$

Выражения (6.25) и (6.27) показывают, что j_d не равно j_u , то есть, акустическая волна в общем случае привносит разрыв плотности потока массы гидродинамических частиц в области точки отражения z_1 . В свою очередь, на поверхности разрыва потока j уравнение непрерывности принимает вид

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} = j_u - j_d &= \frac{4p_n\sqrt{\pi}}{\sqrt[3]{3}\Gamma(\frac{1}{3})c_0} \left(\frac{\omega}{c_0} z_1 \right)^{-\frac{1}{6}} \times \\ &\times \left[\cos \left(\Phi + \frac{\pi}{12} \right) - -\sin \left(\Phi - \frac{\pi}{12} \right) \right] \sin \omega t = -\frac{d\sigma}{dt}. \end{aligned} \quad (6.28)$$

где σ - поверхностная плотность частиц.

Рассмотрим для примера два предельных случая.

1. В точке z_1 наблюдается узел волны, т.е. $\cos \left(\Phi + \frac{\pi}{12} \right) = 0$. При этом условии из (6.22) можно увидеть, что акустическая волна не проникает выше точки отражения и полностью отражается на границе $z = z_1$. Соответственно, выше z_1 не должно наблюдаться движение гидродинамических частиц, что подтверждается равенством нулю плотности потока в выражениях (6.26) и (6.27). При этом из (6.28) следует, что амплитуда временных колебаний поверхностной плотности частиц $\frac{d\sigma}{dt}$ в точке z_1 принимает максимальное значение.
2. В точке z_1 наблюдается пучность волны, т.е. $\cos \left(\Phi + \frac{\pi}{12} \right) = 1$. При этом условии, согласно (6.22),

выше точки z_1 волны проникают на максимальную глубину, быстро затухая при распространении. Выше z_1 также возникает поток массы гидродинамических частиц, который быстро затухает с высотой (выражения (6.26), (6.27)). Выражения (6.25) и (6.27) показывают, что поток массы, выше и ниже точки отражения различен, что является следствием возникновения «наведенной» поверхностной плотности σ под действием акустической волны.

Физической причиной возникновения поверхностной плотности на высоте z_1 является скачкообразное изменение коэффициента преломления среды $n(z) = \sqrt{1 - \frac{z}{z_1}}$ в точке z_1 : от действительных величин к мнимым. Таким образом, точка z_1 является границей раздела двух слоев атмосферы с разными преломляющими свойствами. В результате в области z_1 возникает высотный сдвиг по фазе потоков гидродинамических частиц и, как следствие, поверхностная плотность — σ .

Таким образом, более общее решение задачи с помощью функций Бесселя показывает, что акустическая волна в области точки отражения может наводить поверхностный скачок плотности потока массы гидродинамических частиц. Это обстоятельство не противоречит системе уравнений (6.8), а, следовательно, и заложенным в них фундаментальным законам, разрешающим существование больших градиентов плотности и скорости движения гидродинамических частиц (в частности, разрывов).

Полученное более общее решение позволило сделать вывод о том, что глубина проникновения поля акустической волны выше точки отражения не является постоянной величиной (при прочих равных условиях), а зависит от значения фазы падающей волны.

Новое решение также позволяет уточнить границы применимости геометрической акустики. Геометрическая акустика изучает распространение волн в тех случаях, когда можно ввести понятие о лучах как о линиях, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением распространения волны, и можно говорить о распространении акустической волны вдоль лучей, отвлекаясь при этом от их волновой природы (Ландау, Лифшиц [22]). Приближение геометрической акустики справедливо, когда амплитуда и направление волны почти не меняются на расстоянии порядка длины волны (λ) во всем пространстве, что является характерным свойством плоской волны. Произвольные звуковые волны этим свойством, конечно, не обладают. Однако возможны случаи, когда звуковую волну, не являющуюся плоской, в каждом небольшом участке пространства можно рассматривать как плоскую. В нашем случае, при выводе выражений (6.18), (6.19) и (6.22) в качестве начального было принято условие, что на начальном отрезке траектории распространяется плоская волна строго вдоль направления оси z . Поле у поверхности $z = 0 + 0$ описывается выражением (6.18), из которого видно, что амплитуда волны равна $2p_n \left(1 - \frac{z}{z_1}\right)^{-1/4}$. Очевидно, что можно подобрать такие величины z_1 и $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, при которых амплитуда волны будет изменяться очень мало на расстоянии порядка длины волны. В этом случае выражение (6.18) можно рассматривать как решение для расчета поля волны в приближении геометрической акустики, справедливое для высот от $z = 0 + 0$ до некоторой высоты, с которой амплитуда начнет заметно изменяться на расстоянии λ . Учитывая сказанное, сопоставим результаты расчета изменения возмущения давления с высотой для случая вертикального распространения плоской мо-

нохроматической акустической волны, полученные с помощью строгих решений (функций Бесселя (6.19),(6.22) и функций Эйри (6.15)) и решения геометрической акустики (6.18). Для иллюстрации детальной картины поля вблизи точки отражения акустической волны на Рис. 6.1 представлен фрагмент результатов расчета для высот от 9.6 до 10.6 км.

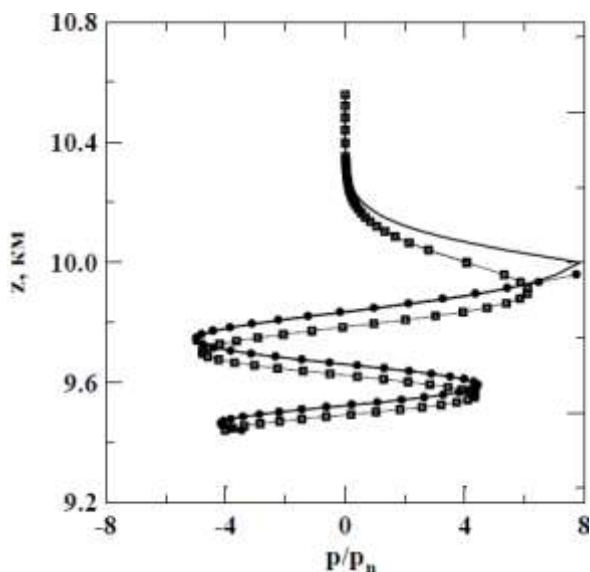


Рис. 6.1 – Зависимость нормированной амплитуды плоской монохроматической акустической волны p/p_n от высоты в области точки отражения с частотой 5 Гц и $z_1 = 10$ км. Сплошная линия - результаты расчетов с использованием функций Бесселя (6.19),(6.22); линия с квадратами - результаты расчетов с использованием функций Эйри (6.15); линия с точками - результаты расчетов с использованием решения в приближении геометрической акустики.

Видно, что поле волны имеет квазипериодическую структуру вплоть до высоты точки отражения 10 км, выше – поле затухает. Результаты расчета на основе функций Бесселя и

приближения геометрической акустики, практически, совпали между собой до высоты 9.9 км, при этом результаты расчета на основе функции Эйри сдвинуты по фазе и показывают меньшую глубину проникновения на высоты выше 10 км. Таким образом, для данного примера приближение геометрической акустики можно использовать до высоты 9.9 км.

На практике, при расчетах характеристик распространения акустических волн в атмосфере принято заменять высотные профили параметров атмосферы ступенчатыми функциями. При этом в пределах высоты каждой ступеньки атмосфера считается однородной, определяются средние значения параметров атмосферы, и средние параметры характеристик распространения волн. Найденные решения волнового уравнения для линейного слоя: (6.18),(6.19),(6.22) - позволяют описать поле акустической волны при замене высотного профиля диэлектрической проницаемости атмосферы линейными функциями. Преимуществом такой замены является возможность учесть в пределах каждой ступеньки влияние неоднородности среды на характеристики распространения волны.

7 Необходимость учета нелинейных эффектов при анализе откликов ионосферы, зарегистрированных с помощью спутниковых радиосигналов, во время землетрясения

Развитие спутниковых радионавигационных систем открыло новые возможности для регистрации откликов ионосферы на различные искусственные и естественные воздействия, например (Афраймович, Перевалова [75]). В частности, спутниковые радионавигационные системы способны обеспечить непрерывный глобальный мониторинг ионосферных

возмущений от землетрясений с высоким пространственно-временным разрешением. Выдвигаются идеи по использованию этого вида наблюдений в системах предупреждения цунами, а также при мониторинге движения земной (морской) поверхности в труднодоступных местах (например, Coisson *et al.* [76]; Komjathy *et al.* [20]). Главный недостаток данного метода – это интегральный по высоте характер измеряемой величины полной электронной концентрации - ПЭС (например, Astafyeva *et al.* [77]). При этом принято допущение, что основной вклад в ПЭС вносят ионосферные возмущения в области высоты максимума слоя F2. Интегральный характер ПЭС не позволяет точно определить высоты наблюдаемых ионосферных возмущений и их координаты. Предпринимаются попытки определить условия, при которых ионосферные возмущения могут быть наиболее точно локализованы и в наибольшей степени подобны сейсмическому сигналу. Например, рекомендуется проводить измерения при угле выхода радиолуча со спутника меньше 40° (Rolland *et al.* [78]). Рассмотрим, насколько справедливы эти рекомендации. Для этого с помощью модельных расчетов и данных наблюдений землетрясения Tohoku-Oki исследуем зависимость формы ионосферных возмущений от высоты и определим оптимальные высоты для наблюдения отклика ионосферы на землетрясение (Krasnov *et al.* [79]). При создании модели использовались данные сети сейсмических станций Чешской Республики, данные ионозонда, расположенного в Pruhonicе, и данные сети доплеровских измерений. Подробное описание сети измерительных пунктов представлено в работе Chum *et al.* [47], а ее территориальное размещение показано на Рис. 3.9. Эпицентр землетрясения с магнитудой M9.0 находился на расстоянии ~ 9000 км от места наблюдения. Сейсмографы зарегистрировали приход P, S, SS и Рэлеевских волн. Для примера рассмотрим воздействие на ионо-

сферу только Р – волны. Модель поля движения земной поверхности создана на основе данных сейсмических наблюдений и подробно описана в работе Krasnov, Drobzheva, Chum [46]. Основные колебания вертикальной составляющей земной поверхности ($S(t)$) под действием Р – волны происходили в области частот 0.0195 Гц (период 51.2 с) и 0.039 Гц (период 25.6 с) – Рис.7.1.

Модель генерации акустических волн при движении земной поверхности создана на основе интеграла Рэлея (3.7), а также выражений (3.8) и (3.9). Размеры области интегрирования в интеграле (3.7) определились исходя из кривизны земной поверхности, высоты точки наблюдения в ионосфере и условиями распространения акустических волн от элемента поверхности dS до точки наблюдения (раздел 3.2.2, рис. 3.12). В частности, область интегрирования имела радиус 240 км при высоте точки наблюдения 215 км.

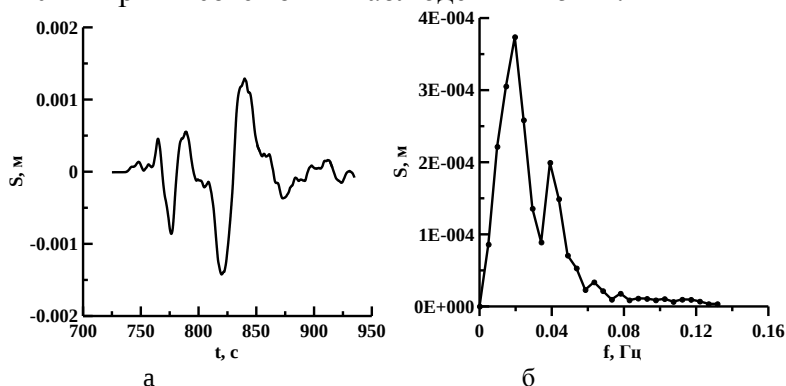


Рис. 7.1. «Портрет» вертикального движения земной поверхности под действием Р – волны (а) и его спектр (б).

Для описания эволюции акустического сигнала вдоль траектории луча использовались формулы (1.20)–(1.23). Описание воздействия акустической волны на ионосферу в области высот ниже 90 км проводилось по формуле (2.11), а выше

130 км, где ионосферная плазма считается замагниченной, по формуле (2.10). Справедливость модели показана при сопоставлении результатов расчетов с результатами эксперимента по радиозондированию ионосферы на пяти различных трассах во время землетрясения (раздел 3.2.2). Коэффициент корреляции между расчетными и экспериментальными записями для сейсмических волн: P,S,SS и первой Рэлеевской волны составил величины от 0.68 до 0.9.

Профиль концентрации электронов, соответствующий времени воздействия Р-волны на ионосферу, рассчитан из ионограммы и показан на рис.7.2.

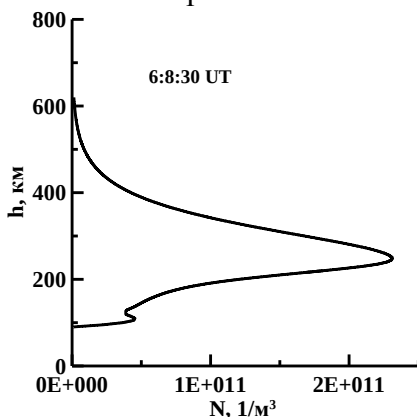


Рис. 7.2. Профиль концентрации электронов ионосферы, рассчитанный из ионограммы.

Профиль $N_0(z)$ начинается с высоты ~ 90 км, максимум слоя F расположен на высоте ~ 240 км.

Прежде всего, интересно сопоставить амплитуду и форму движения земной поверхности с движением гидродинамических частиц на разных высотах атмосферы. На рис.7.3 приводится сопоставление «портрета» вертикального движения земной поверхности под действием Р-волны и результатов расчета вертикальных движений гидродинамиче-

ских частиц под действием акустической волны на разных высотах.

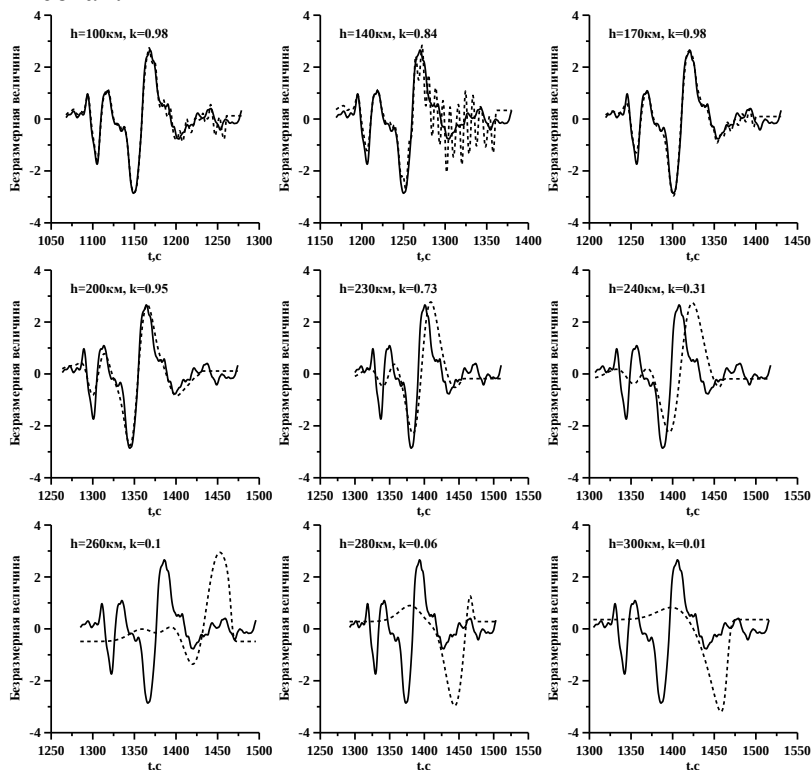


Рис. 7.3. Сравнение форм вертикального движения земной поверхности (сплошные линии) под действием Р-волны и результатов расчета форм вертикального движения гидродинамических частиц (пунктирные линии) на разных высотах. k – коэффициент корреляции форм.

Высокочастотные составляющие движений гидродинамических частиц на высоте 100 и 140 км возникли из-за интерференции акустических волн, излучаемых разными зонами земной поверхности. Эти высокочастотные колебания поглощаются благодаря нелинейным процессам при распространении акустической волны до высоты 170 км. В целом,

хорошее подобие движения земной поверхности и гидродинамических частиц наблюдается до высоты 230 км ($k \geq 0.73$), т.е. ниже максимума слоя F.

На практике, сейсмографы записывают вертикальную составляющую скорости ($V_z = \frac{ds}{dt}$) движения земной поверхности, а радиофизические методы наблюдают возмущения концентрации электронов, обусловленные этим движением. На рис.7.4 представлено сопоставление записи сейсмограммы для Р-волны (вертикальная составляющая) и

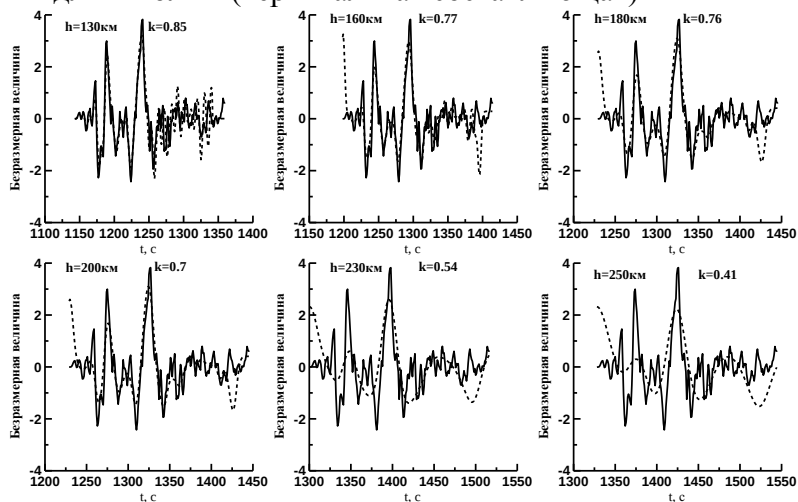


Рис.7.4. Сопоставление формы записи вертикальной составляющей Р-волны на сейсмограмме (сплошная линия) и возмущений концентрации электронов на разных высотах (пунктирные кривые). k - коэффициент корреляции между формами кривых.

результатов расчета «портретов» ионосферных возмущений на разных высотах. Хорошее совпадение форм кривых записи Р-волны на сейсмограмме и возмущений концентрации электронов наблюдается вплоть до высоты 200 км ($k \geq 0.7$). Это означает, что высоты ионосферы ниже 200 км в этом случае были наиболее предпочтительными для регистрации

воздействия Р-волны на ионосферу. Очевидно, что для оптимальной регистрации этих возмущений с помощью спутниковых радионавигационных сигналов необходимо использовать наклонные радиотрассы от спутника к приемнику, чтобы основной вклад в ПЭС от землетрясения был обусловлен высотами ниже 200 км. Этот вывод качественно согласуется с выводами работы Rolland et al [78], полученными на основе эксперимента.

Возмущения концентрации электронов возникают в ионосфере по мере распространения акустической волны вверх. В результате возмущения концентрации электронов на разных высотах оказываются сдвинутыми друг относительно друга по времени (Рис.7.5).

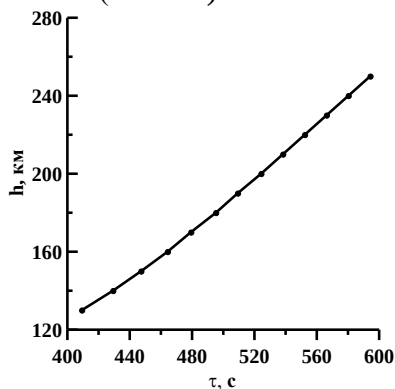


Рис. 7.5. Момент воздействия Р-волны на разные высоты ионосферы, рассчитанные для условий регистрации землетрясения Tohoku-Oki.

Сдвиг возмущений по времени при регистрации ПЭС приводит к суммированию возмущений в разных фазах, что вызывает дополнительные отличия временных изменений ПЭС и сейсмограммы. Очевидно, что различие форм колебаний ПЭС и сейсмограммы будет увеличиваться с уменьшением длины акустической волны (благодаря большему влиянию

нелинейных эффектов на короткопериодные колебания и большему изменению их фазы с высотой).

Предполагается (например, Astafyeva et al. [77]), что главный вклад в изменение ПЭС происходит на высотах максимума ионизации ионосферы (F2-слой), что позволяет рассматривать ионосферу как тонкий слой, расположенный на высоте H . В результате ПЭС «приписывается» величина в точке пересечения линии наблюдения с тонким слоем. Рассмотрим справедливость данного предположения. Результаты расчета зависимости амплитуды ионосферных возмущений от высоты для рассматриваемого случая землетрясения Tohoku-Oki показали, что величина ионосферного возмущения плавно меняется по высоте в пределах небольшой величины – менее 0.1% от фонового значения и наблюдается небольшой максимум возмущения вблизи максимума F – слоя (в районе 240 км) (рис. 7.6).

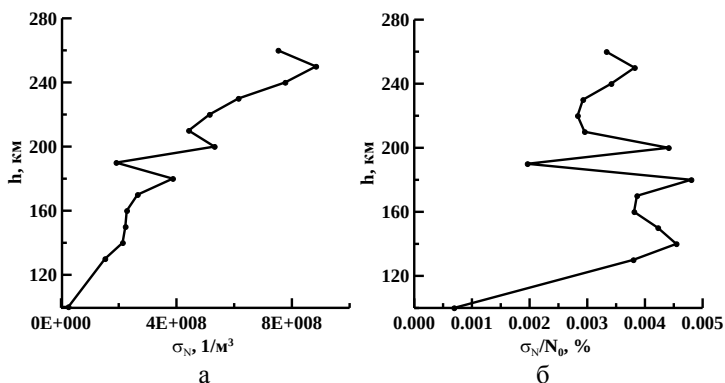


Рис. 7.6. Результаты расчета среднеквадратичного отклонения σ_N амплитуды концентрации электронов от высоты при воздействии Р-волны : а) по абсолютной величине; б) в процентах по отношению к фоновой величине концентрации электронов.

Таким образом, полученные результаты объясняют малые величины возмущений ПЭС при землетрясениях, а также

показывают, что представляется проблематичным использовать приближение тонкого слоя для интерпретации результатов измерения ПЭС.

В целом, расчеты эволюции форм акустических откликов на землетрясение при их распространении в атмосфере и влиянии на ионосферу позволяют определить диапазон высот, на которых «портреты» ионосферных возмущений будут по форме подобны записям вертикальной составляющей сейсмического сигнала. Знание этих границ может помочь выбору оптимальной траектории распространения радиолуча от радионавигационного спутника до приемника для регистрации ионосферного возмущения, в наибольшей степени совпадающего с записью сейсмограммы. Например, спектры сейсмических волн S, SS и Rayleigh волн землетрясения Tohoku-Oki содержали более низкочастотные составляющие по сравнению с Р-волной. В результате, нелинейные эффекты оказали большее влияние на формирование ионосферных возмущений от землетрясения на больших высотах, и поэтому для их регистрации должны быть выбраны траектории распространения радиолуча от спутника до приемника с большим углом места.

8. Влияние неоднородности атмосферы на работу звукового анемометра

В настоящее время ультразвуковые анемометры являются одним из наиболее используемых приборов для измерения скорости ветра в атмосфере и скорости движения жидкости. Однако нет общего согласия относительно точности его измерений (например, Cuerva et al. [80]). Несмотря на то, что адекватность измерений неоднократно доказана, показания анемометров не всегда могут быть объяснены, и они очень зависят от конструкции прибора. Это обстоятельство не по-

звolyет использовать этот тип анемометра как эталон для инженерных работ. Точность ультразвуковых анемометров на протяжении многих лет остается неизменной, на уровне порядка 1%, при современных требованиях к точности ~0.25%. При испытаниях приборов, в некоторых случаях точность составляла ~5% от средней величины (например, Francis [81]). В результате сделан вывод, что, несмотря на все исследования схем электроники, геометрической конфигурации приборов и блоков обработки данных, используемых в области ультразвукового измерения скорости потока, существует некоторая важная причина, которая недостаточно понята, или недостаточно учитывается для этого типа измерителей потока, которая вызывает нежелательные отклонения скорости потока от среднего значения.

Ультразвуковые анемометры обеспечивают ряд преимуществ при проведении измерений в потоках с масштабом длины больше 1 м и для частот колебаний меньше 10 Гц (Springer Handbook [82]). В этих диапазонах они значительно лучше работают, чем традиционные метеорологические инструменты, такие как чашеобразный крыльчатый или пропеллеровый анемометр. Однако для исследования высокочастотной турбулентности при малых масштабах длины вихрей, традиционное лабораторное оборудование должно быть использовано. Основная ошибка измерений при использовании ультразвукового анемометра возникает, когда скорость звука или ветер изменяются вдоль пути распространения акустической волны. Время распространения акустической волны вдоль потока воздуха или жидкости от передатчика ультразвука (TA) до приемника (RA) и в обратном направлении определяется следующими уравнениями

$$t_+ = \int_{TA}^{RA} \frac{ds}{c(s)+u(s,t)}, \quad (8.1a)$$

$$t_- = \int_{TA}^{RA} \frac{ds}{c(s)-u(s,t)}, \quad (8.1b)$$

где t_+ - время распространения волны вдоль потока, t_- - время распространения волны в обратном направлении, $c(s)$ – скорость звука вдоль пути s , $u(s,t)$ – составляющая скорости ветра вдоль пути s волны для заданного времени t .

Используя первую теорему о среднем значении интеграла, мы можем преобразовать уравнение (8.1a) к виду

$$t_+ = l \frac{1}{c(\xi) + u(\xi, t)}, \quad (8.2)$$

где l – длина пути волны от передатчика к приемнику; ξ – точка на пути волны, в которой выполняется теорема о среднем.

Из (8.2) можно определить среднее значение скорости ветра на пути волны как: $u(\xi, t) = \frac{l}{t_+} - c(\xi)$, если известны l, t_+ и $c(\xi)$. Очевидно, что $u(\xi, t) = const$, если $u(s, t) = const$. Эта средняя величина также будет постоянной, если $u(s)$ является строго периодической функцией в любой момент времени, и $u(s)$ содержит в себе настолько много периодов колебаний, что неполный период колебаний в начале или в конце пути l имеет незначительное влияние на величину $u(\xi, t)$. Периодичность колебаний $u(s)$ возникает при обдуве конструкции датчиков потоком, и это происходит в диапазоне чисел Рейнольдса $40 < Re < 1000$ (для цилиндрического датчика число Рейнольдса $Re \sim \frac{ud}{\nu}$, где d – диаметр цилиндра, ν – кинематическая вязкость), выше которого волновая дорожка становится все более турбулентной (Birkhoff, Zarantonello, [83]). Но даже и в преимущественно турбулентном диапазоне чисел Рейнольдса некоторая периодичность волновой дорожки наблюдается вплоть до $R = 10^5$ и более.

При измерении разности времен распространения акустической волны между датчиками в прямом и обратном

направлениях, разность величин компоненты скорости ветра вдоль этого направления определяется из формулы

$$u_M = \frac{l}{2} \left(\frac{1}{t_+} - \frac{1}{t_-} \right), \quad (8.3)$$

Подставляя в эту формулу t_+ из (8.1а) и t_- из (8.1б), получаем

$$u_M = \left[l \int_{TA}^{RA} \frac{u(s,t) ds}{c^2(s) - u^2(s,t)} \right] / \left[\int_{TA}^{RA} \frac{ds}{c(s) + u(s,t)} \times \int_{TA}^{RA} \frac{ds}{c(s) - u(s,t)} \right]. \quad (8.4)$$

Если выполняются соотношения

$$u(s,t) \ll c(s) \text{ и } c(s) = \text{const}, \quad (8.5)$$

то формула (8.4) принимает вид

$$u_M \approx 1/l \int_{TA}^{RA} u(s,t) ds. \quad (8.6)$$

Отсюда видно, что решение (8.6) справедливо, если только выполняются условия постоянства скорости ветра и постоянства скорости звука вдоль пути распространения акустической волны. На практике, эти условия строго выполняются только при ламинарном потоке (скорость ветра мала и постоянна скорость звука вдоль пути волны), что обеспечивает высокую точность измерений ультразвуковым анемометром. С ростом скорости входящего потока, из-за взаимодействия с датчиками анемометра происходит искажение поля скорости потока (степень искажения (турбулентности) потока зависит от формы и размера датчиков) на пути распространения акустической волны между датчиками. В результате условие (8.5) нарушается. В частности, выражение для скорости звука в неоднородной атмосфере имеет вид (1.25)

$$c(s) = c_0 / f(s), \text{ где } c_0 = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}} \text{ и}$$

$$f(s) = \left(1 - \frac{3a+e}{2\rho_0 c_0^2} \frac{\partial c_0}{\partial s} - \frac{3a}{2\rho_0^2 c_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial s} \right); a = \zeta + \frac{4}{3}\eta; e = \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \chi.$$

Из формул можно видеть, что в неоднородной атмосфере скорость звука зависит от градиента температуры и градиента плотности, а также от вязкости и теплопроводности. В

результате скорость звука будет изменяться вдоль пути распространения акустической волны между датчиками. Естественно, что эти изменения скажутся на точности работы анемометра. В частности, ошибка измерений будет возрастать в турбулентном потоке, что объясняет «случайные показания» анемометров на практике.

9 Методика оценки мощности взрыва

Методика оценки мощности взрыва основана на решении прямой задачи, а именно: используя физические модели воздействия взрыва на среду, описанные в предыдущих разделах, для различных значений мощности взрыва рассчитываются характеристики отклика среды (сигнала) для условий проведения эксперимента. Искомая величина мощности взрыва принимается из условия наилучшего совпадения характеристик расчетного и экспериментального сигналов.

При регистрации акустических сигналов зависимыми от мощности взрыва являются следующие параметры: время прихода сигнала, его длительность, амплитуда и временная форма. Степень соответствия форм рассчитанного и экспериментального сигналов определяется по величине коэффициента корреляции (K). Например, на рис. 9.1 показана зависимость K от мощности взрыва Q при сопоставлении модельной формы изменения давления и экспериментальной записи (рис. 3.5), полученной с помощью датчика, установленного на парашюте на высоте 9 км и находящимся на расстоянии 1.9 км от места взрыва во время эксперимента Mill Race. Максимум коэффициента корреляции $K_{\max}$ наблюдается при $Q = 560$ т ТНТ. Аналогичные расчеты зависимостей K от Q также проведены для записей давления, полученных во время эксперимента Mill Race, с помощью датчиков, ус-

тановленных на других парашютах, а также для записей доплеровского сдвига частоты, описанных в разделе 3.1.

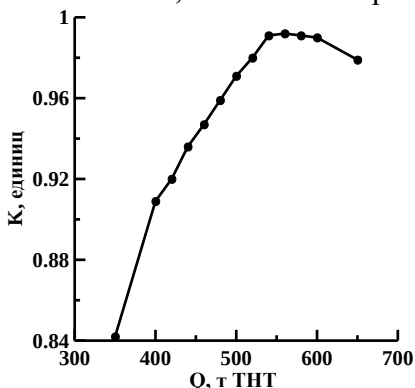


Рисунок 9.1 – Изменения коэффициента корреляции в зависимости от мощности взрыва при сопоставлении модельной формы изменения давления со временем и экспериментальной записи.

Величины K_{max} и соответствующие им значения Q представлены в Таблице 9.1.

Таблица 9.1 – Максимальные коэффициенты корреляции между расчетными и экспериментальными записями давления и доплеровского сдвига частоты, и соответствующие им оценки мощности взрыва Mill Race.

Высота наблюдения, над землей, км	K_{max}	Q (тонн TNT)	Ошибка расчета Q (%)
8.2	0.997	500	0
8.6	0.997	490	2
8,8	0.996	500	0
9,0	0.992	560	12
151	0.85	700	40
222	0.989	600	20
263	0.982	550	10
Среднее значение	0.972	557	11,4

По оценкам Banister and Hereford (1991) при взрыве Mill Race было заложено 600 т взрывчатого вещества, которое эквивалентно взрыву 500 т ТНТ. Исходя из этой Среднее значение мощности взрыва, определенное по разработанной методике, составило 557 т ТНТ со стандартной ошибкой среднего ± 69 т ТНТ, что указывает на согласие между расчетным и экспериментальным значениями. Небольшой разброс значений мощности взрыва указывает на адекватность эксперименту использованных моделей.

Согласие моделей и эксперимента позволило использовать данную методику для оценки мощности взрыва на химическом комбинате вблизи Flixborough (Англия), который произошел 1 июня, 1974 г. в 15ч 52 мин 15.5с UT (Krasnov, et al. [84]). В результате взрыва погибло 28 человек, и был нанесен значительный ущерб окружающей среде. Официальная следственная комиссия вопрос о действительной причине аварии оставила открытым, так как не было достоверно доказано, что явилось причиной аварии: был ли это взрыв циклогексана, произошедший из-за несовершенства технологической цепочки на предприятии, или же взорвалась цистерна с бутаном на территории завода. Для второго случая авторы (Sadee. Samuels, O'Brien, [85]) оценили эквивалентную мощность взрыва как 40-60 т циклогексана. В то же время Venart [86] доказывает, что взрыв произошел в технологической цепочке химического оборудования, и мощность взрыва при этом составляла от 10 до 16 т циклогексана.

Во время взрыва были зарегистрированы сейсмические и инфразвуковые возмущения на расстояниях 245 - 350 км (Grover [87]). Мощность взрыва по сейсмическим записям была оценена в пределах от 200 до 1200 т ТНТ, а по инфразвуковым ~ 16 т ТНТ. Сейсмическая запись позволила точно определить время взрыва. Во время взрыва также проводи-

лось доплеровское радиозондирование ионосферы на частоте 4.79 МГц и шести радиотрассах (Jones, Spracklen [88]). Передатчики были расположены в Gainsborough, Upwood и Stafford, а приемники в Leicester и в Wiltshire возле Blakehill (рис. 9.2). Длины радиотрасс составляли от 70 до 152 км.

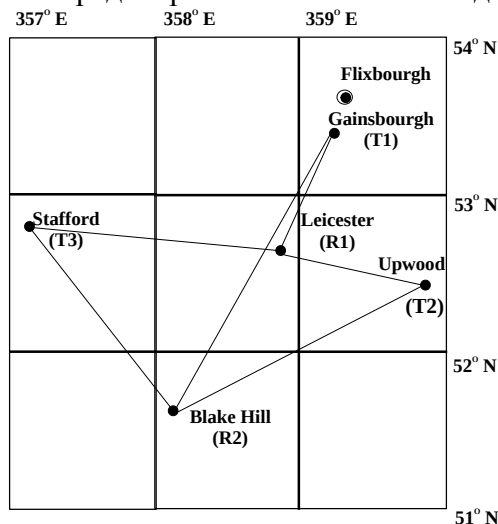
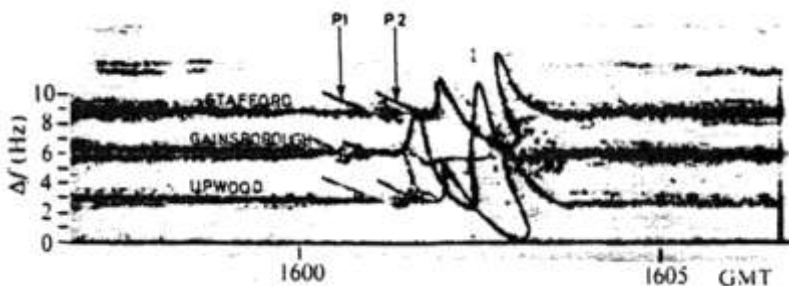
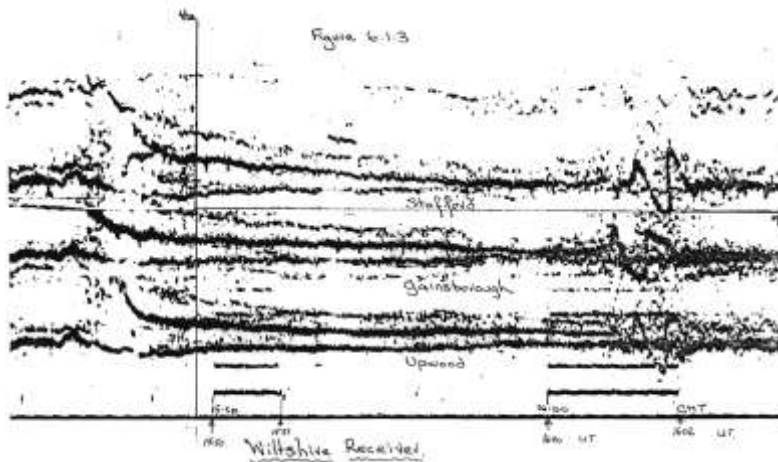


Рис. 9.2. Схема расположения передатчиков и приемников во время доплеровского зондирования ионосферы во время взрыва в Flixborough (Т - передатчик, R- приемник).

Временные вариации доплеровского сдвига частоты, записанные в Leicester и Blakehill, показаны на рис. 9.3а,б, соответственно. Для простоты просмотра частоты трех передатчиков на рисунке сдвинуты относительно друг друга на 3 Гц.



а



б

Радиотрасса R1 – Leicester (а); радиотрасса R2- Blakehill (б).

Рисунок 9.3 - Экспериментальные записи доплеровского сдвига частоты зондирующего ионосферу радиосигнала во время взрыва.

На всех доплеровских записях видны заметные квазисинусоидальные колебания, начинающиеся после 16ч 00 мин UT.

Так как экспериментальные записи доплеровского сдвига частоты представлены в криволинейных координатах без указания их радиуса, и отсутствует информация о калибровке для различных радиотрасс, то описать временные

формы доплеровского сдвига частоты и провести их сопоставление с расчетными, как это было сделано для взрыва Mill Race, невозможно. Однако оказалось возможным определить длительности (τ) отдельных частей записи доплеровского сдвига частоты, и далее провести сопоставление расчетных и экспериментальных значений. В частности, была измерена длительность отрицательной части записи доплеровского сдвига частоты: $t=34.6\text{с} \pm 1.2\text{с}$ (T1-R1); $t=38.7\text{с} \pm 1.2\text{с}$ (T2-R1); $t=40.1\text{с} \pm 1.2\text{с}$ (T3-R1) (рис.9.3а). Из рис. 9.3б определялись интервалы между положительными пиками записи доплеровского сдвига частоты: $t=60.5 \pm 1.7\text{с}$ (T1-R2); $t=58.5\text{с} \pm 1.7\text{с}$ (T2-R2); $t=62.4\text{с} \pm 1.7\text{с}$ (T3-R2). Ошибки в определении длительности вызваны толщиной линий на записях.

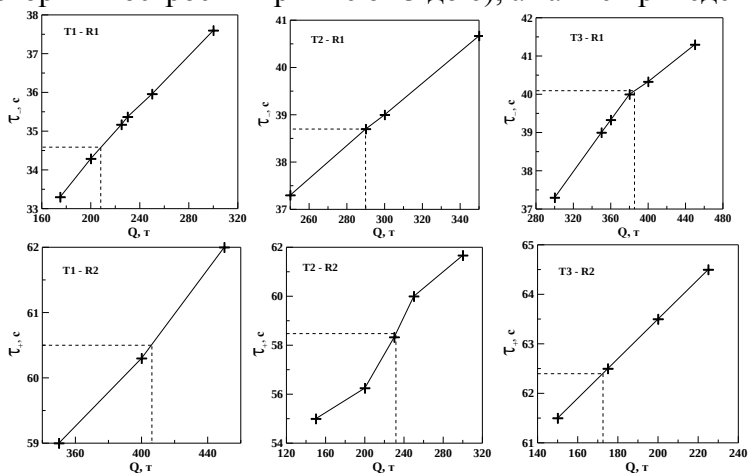
Геофизические условия для места взрыва были следующими: фоновое атмосферное давление, скорректированное для уровня моря $P=101.960$ кПа; фоновая температура на поверхности Земли $T=18.6^\circ\text{C}$; угол между географическим и геомагнитным меридианами для места взрыва составляет -17.16° ; угол между направлением магнитного поля и осью z равен 161° .

Для расчета распространения акустических волн, генерированных взрывом, использовались профили параметров атмосферы: плотность, скорость звука, коэффициент поглощения и отношение удельных теплоемкостей получены с помощью модели MSIS-90, а профиль ветра вдоль траектории акустической волны по модели HWM-96. Среднее значение индекса солнечной активности за три месяца равнялось $F_{10.7A} = 77.3$, а индекс солнечной активности за день, предшествующий взрыву, составлял величину 85.6. Индекс геомагнитной активности A_p равнялся 28.

Траектории распространения обыкновенных компонент радиоволн рассчитывались с учетом фонового профиля

электронной концентрации ионосферы и фоновых профилей характеристик геомагнитного поля. При этом профиль электронной концентрации рассчитывался с использованием ионограммы и модели IRI-90, а профили характеристик геомагнитного поля – по модели IGRF11.

На рис. 9.4 представлены рассчитанные зависимости длительности возмущений доплеровского сдвига частоты от мощности взрыва для шести радиотрасс (количество точек, по которым построены кривые от 3 до 6), а также приведены



Обозначения кривых: рассчитанные длительности (крестики); экспериментальные длительности, определенные из рисунка 9.3 (пунктирная линия).

Рисунок 9.4 – Зависимость длительности возмущений доплеровского сдвига частоты от мощности взрыва для каждой радиотрассы.

линии пересечения, соответствующие экспериментальным длительностям, с расчетными кривыми – точки пересечения указывают на вероятные мощности взрыва. Таким образом, расчетные зависимости длительности возмущений доплеровского сдвига частоты от мощности взрыва позволяют определить мощность взрыва по известной эксперименталь-

ной длительности возмущения. В Таблице 9.2 для каждой из радиотрасс представлены результаты расчетов величины начального зенитного угла выхода акустического луча - θ , его азимута распространения - ϕ , горизонтального расстояния между местом взрыва и точкой отражения радиоволны - d , высоты отражения радиоволны - h_p , расчетного времени взрыва - t_b и мощности Q .

Таблица 9.2 - Результаты расчета характеристик распространения акустических лучей и взрыва Flixborough.

Радио трасса	θ град.	ϕ град.	d , км	h_p км	t_b , UT	Q , т ТНТ
T1-R1	10.0	206	65.8	228	15:52:16	210±35
T2-R1	15.8	176	101.2	228	15:52:27	290±35
T3-R1	15.2	214	104.8	228	15:52:18	390±55
T1-R2	18.2	205	118.5	218	15:52:06	405±50
T2-R2	22.7	192	167.7	222	15:51:54	230±40
T3-R2	22.6	212.3	173.7	224	15:51:47	175±40
Среднее значение	-	-	-	-	15:52:08±6	283±39

Данные таблицы позволяют оценить среднюю мощность взрыва, а также время прихода акустической волны от взрыва до точки регистрации. В частности, среднее значение мощности взрыва составило 283 т ТНТ со стандартной ошибкой среднего ± 38 т ТНТ. Из записей доплеровского сдвига частоты также было определено среднее время взрыва, определенное по записям доплеровского сдвига частоты 15ч 52мин 08±6 с, что совпадает с оценкой, полученной по сейсмическим данным 15ч 52мин 15.5±2с (Grover, [87]). Ранее, авторы работы Jones, Spracklen [88] определили время взрыва по доплеровским записям как 15ч 50мин 21с UT с ошибкой расчетов в 2 мин.

Небольшой разброс в оценках мощности и времени взрыва говорит о том, что модель адекватна эксперименту. В частности, профили атмосферы, ионосферы, а также акустические траектории и траектории распространения радиоволн, были рассчитаны достаточно точно.

На рисунке 9.5 представлены результаты расчета формы возмущений доплеровского сдвига частоты для различных радиотрасс при мощности взрыва 283 т TNT. Качественно формы возмущений согласуются с экспериментальными, представленными на рисунке 9.3а,б.

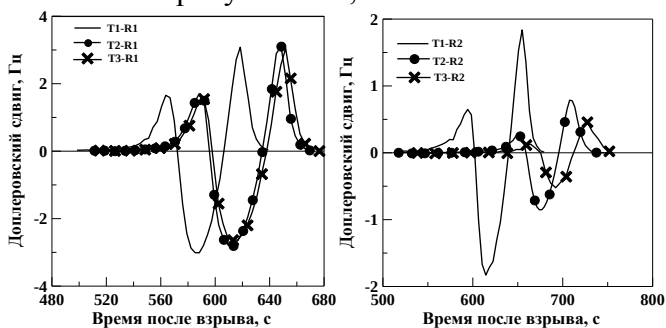


Рисунок 9.5 - Рассчитанные временные формы возмущений доплеровского сдвига частоты для шести радиотрасс.

Провести количественные сопоставления расчетных и экспериментальных форм доплеровского сдвига частоты зондирующего ионосферу радиосигнала не представляется возможным по причинам, указанным выше.

Экспериментальное и теоретическое определение тринитротолуолового эквивалента детонации облака циклогексана показало, что детонация 1 т облака углеводорода дает взрывной эффект, соответствующий 20 т TNT (Fishburn, Slagg [89]). Таким образом, эквивалентная мощность взрыва в Flixborough по нашим расчетам оценивается как 14 ± 2 т

циклогексана (~283 т ТНТ). В оценке авторов Venart, Tan [90], 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 первую гипотезу о причине взрыва - ошибка в технологической цепочке комбината.

На трех записях, полученных в пункте Leicester (рис. 9.3а), можно также видеть некоторые особенности, предшествующие основному событию (P1 и P2). Время запаздывания между ними и основным событием составляет несколько десятков секунд. Jones and Spracklen [88] предположили, что перед основным взрывом был еще один взрыв, и доплеровские измерения его зарегистрировали. Для проверки этого предположения было рассчитано распространение акустических импульсов от двух последовательных взрывов разной мощности и для разных времен задержки между ними. Для примера на рис. 9.6 показана эволюция двух акустических импульсов от двух взрывов, произошедших с задержкой в 10 с вдоль акустического луча от места взрыва до точки отражения радиоволны (трасса T1-R1). Мощность первого взрыва задавалась в 30 т ТНТ, а второго - 210 т ТНТ. Из рисунка видно, что второй импульс догоняет первый, и, начиная с высоты около 150 км и до 200 км, распространяется как один импульс. Проведенные модельные исследования позволили сделать вывод, что выдвинутое предположение о регистрации доплеровским радиозондированием двух последовательных взрывов не является обоснованным.

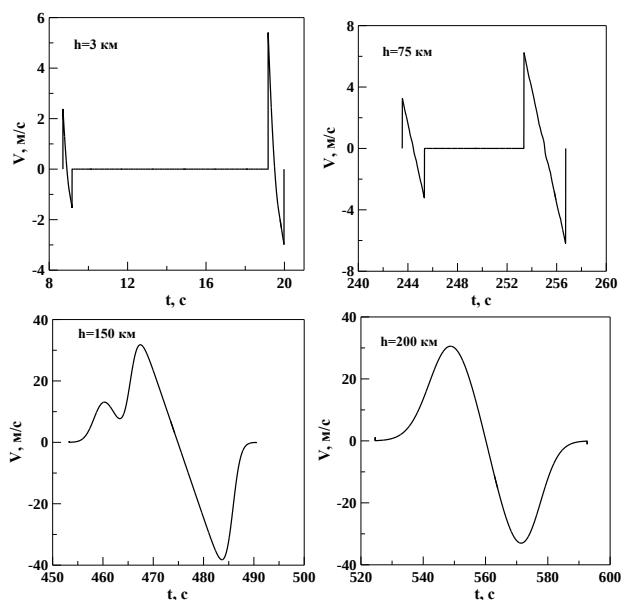


Рис. 9.6. Эволюция с высотой акустических импульсов от двух взрывов.

Одной из возможных причин возникновения предвестников основного события могло быть дополнительное отражение радиолуча от ионосферного возмущения, либо на записи видна реакция необыкновенной компоненты радиоволны, которая предшествует приходу обыкновенной.

Проведенные расчеты позволяют утверждать, что ионосферный метод является достаточно хорошим инструментом для дистанционного определения мощности наземных химических взрывов. Кроме того, результаты, полученные для взрыва в Flixborough, являются дополнительным доказательством того, что причиной взрыва на химическом предприятии явилась недоработка технологической системы предприятия.

Заключение

Главная цель книги - показать читателю, что система гидродинамических уравнений путем упрощений может быть сведена к волновому уравнению, которое имеет аналитическое решение и описывает распространение акустических волн в неоднородной атмосфере с учетом нелинейных эффектов, расширения волнового фронта и поглощения среды. Поэтому не было необходимости приводить детальный обзор и анализ современных численных моделей, основанных на решениях методами вычислительной математики дифференциальных уравнений, описывающих распространение акустических волн в неоднородной атмосфере.

Путем принятия ряда допущений система гидродинамических уравнений для неоднородной атмосферы была сведена к волновому уравнению (1.9). Его аналитическое решение удалось найти на основе асимптотического метода академика Р.В. Хохлова.

Получено новое выражение для описания временной формы начального акустического импульса от взрыва. Найденное выражение в отличие от обычно используемых выражений: Гласстоуна и Рида, – удовлетворяет закону сохранения количества движения и лучше соответствует эксперименту при взрыве в свободном пространстве.

Разработана численная модель распространения акустических волн от точечного источника. Модель описывает комплекс последовательных физических процессов: распространение акустического импульса от земной поверхности до высот ионосферы, его воздействие на ионосферную плазму и влияние ионосферных возмущений, на доплеровский сдвиг частоты зондирующего радиосигнала.

Доказана адекватность разработанной модели эксперименту на примере расчетов форм акустических импульсов и возмущений доплеровского сдвига частоты для калибровочного наземного химического взрыва Mill Race. Коэффициент корреляции между экспериментальными и расчетными «портретами» (записи акустических возмущений и возмущений доплеровского сдвига частоты) одновременно для семи точек пространства на высотах от 8.6 км до 263 км составил величины 0.85-0.98.

Получен важный новый результат: скорость распространения акустической волны в неоднородной атмосфере отличается от скорости звука в однородной атмосфере. Начинают играть роль вязкость и теплопроводность среды, которые приводят не только к поглощению энергии волны, но и к уменьшению скорости ее распространения. В результате волна «останавливается» на высотах атмосферы, где вязкость и теплопроводность принимают большие значения (ранее считалось, что акустические волны могут распространяться в атмосфере до «бесконечности», пока их амплитуда не станет равной нулю).

Отличие скорости распространения акустической волны в неоднородной атмосфере от скорости распространения волны в однородной атмосфере приводит к изменению коэффициента преломления акустических волн, и, как следствие, к изменению траектории распространения волн (рис.1.2), что важно учитывать при решении практических задач.

Выявленная зависимость скорости распространения акустических волн от параметров неоднородности среды позволяет качественно объяснить и «неожиданное» поведение ультразвуковых анемометров (увеличение величины

ошибок измерений скорости потока жидкости) при измерениях в условиях развития турбулентности.

Предложен алгоритм совмещения аналитического решения нового волнового уравнения для неоднородной среды, найденного для точечного источника, с интегралом Рэлея, для интерпретации экспериментов с пространственными источниками акустических волн (подземными взрывами и землетрясениями). Для этого были наложены следующие дополнительные условия.

1. Если для диаграммы направленности протяженного источника известен коэффициент усиления поля по какому-либо углу выхода луча, то для этого направления и конкретной точки наблюдения в атмосфере можно подобрать эквивалентный по энергии акустический импульс от точечного источника; и далее использовать модель точечного источника для расчета поля акустической волны в точке наблюдения.

2. Учитывать вклад в интеграл Рэлея движений только тех элементов земной поверхности и в течение тех моментов времени, которые не увеличивают длительность результирующего акустического сигнала по сравнению с длительностью сейсмического сигнала.

Адекватность предложенного алгоритма показана для Tohoku-Oki землетрясения с магнитудой $M = 9$, произошедшем 11.03.2011г. В целом, среднее значение коэффициента корреляции по 15 модельным и 15 экспериментальным записям оказалось равным 0.78 при среднеквадратичном отклонении 0.08. При сопоставлении теории и эксперимента для девяти подземных взрывов коэффициент корреляции между экспериментальными записями доплеровского сдвига частоты и расчетными «портретами» составил величины от 0.61 до 0.92. Таким образом, удалось впервые создать адек-

ватную эксперименту модель воздействия землетрясения и подземного взрыва на ионосферу.

Согласие результатов расчета и результатов эксперимента позволило на основе моделей исследовать закономерности пространственно-временного поведения акустических и ионосферных возмущений в атмосфере и ионосфере при взрывах, что необходимо для выбора оптимальных радиотрасс при дистанционном контроле взрывов радиофизическими методами.

Исследования эволюции формы пачки синусоидального акустического сигнала при его вертикальном распространении вверх через атмосферу открыли существование малых по высотному диапазону зон резкого нелинейного поглощения синусоидального сигнала и его трансформацию в импульсный сигнал с передним и задним фронтом в начале и конце пачки. Это явление оказывает принципиальное влияние на поток акустической энергии, идущий вверх от поверхности Земли, как от естественных, так и искусственных источников: ее основное поглощение происходит в зонах трансформации синусоидального сигнала в импульсный. Локальное положение зон трансформации по высоте существенно зависит от периода синусоиды: с возрастанием периода увеличивается ее высота в атмосфере. Диапазон высот, занимаемой зоной трансформации, относительно небольшой, что указывает на резонансный характер поглощения волн «атмосферным фильтром». Поэтому, в принципе, для нагрева отдельных зон в атмосфере можно использовать искусственные источники синусоидальных акустических волн, однако, эффективность точечных источников для нагрева атмосферы весьма мала: составляет доли процента от фоновой температуры. Также мала эффективность генерации синусоидальных колебаний концентрации электронов в

ионосфере с помощью акустических волн. В частности, генераторы инфразвукового диапазона способны генерировать в D-области ионосферы и на нижней границы E-слоя колебания концентрации электронов на частоте излучения генератора с амплитудой порядка 0.001% от фонового уровня при начальной мощности излучения 20 кВт. На высотах E-слоя инфразвуковые колебания с частотами, по крайней мере, выше 5 Гц вырождаются в положительные и отрицательные импульсы. Однако значительные возмущения электронной концентрации (по амплитуде в несколько раз превышающие фоновые) могут быть вызваны ударной волной, генерируемой при полете ракетносителя со сверхзвуковой скоростью. При этом возмущение представляет собой «шнур» диаметром 200-250 м вдоль траектории полета ракеты.

Нелинейные эффекты и неоднородность атмосферы должны тщательно учитываться при решении задач определения мощности взрыва. Например, при взрыве Челябинского метеороида переход от приближения однородной атмосферы к неоднородной увеличил амплитуду ударной волны почти на порядок. Еще на порядок увеличилась амплитуда ударной волны при учете влияния скорости движения метеороида на генерацию ударной волны. В результате мощность взрыва метеороида, определенная независимо: 1) по времени прихода и 2) по амплитуде ударной волны, составила величину 1-3 кт ТНТ.

Нелинейные эффекты в неоднородной атмосфере определяют механизм отражения акустических волн, в частности: акустическая волна в области точки отражения наводит поверхностный скачок плотности потока массы гидродинамических частиц. В результате, только малая часть энергии волны может просочиться через этот разрыв, а большая часть отражается от этой границы.

Адекватная эксперименту модель распространения акустических волн в неоднородной атмосфере, разработанная на основе нового волнового уравнения, была использована для создания методики определения мощности наземного химического взрыва. По данной методике проведена оценка мощности химического взрыва на заводе в Flixborough, которая составила 14 ± 2 т циклогексана (~ 283 т ТНТ), при этом оценка мощности взрыва авторов Venart. и Tan [90], полученная на основе анализа разрушений зданий и конструкций завода, составила от 10 до 16 т циклогексана. Совпадение оценок мощности взрыва, проведенное двумя независимыми методами, позволило подтвердить гипотезу о причине взрыва: ошибка в технологической цепочке комбината.

Список литературы

1. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. – Москва: Мир, 1973, 504 с.
2. Barry G.H., Griffiths L.J. and Taenzer J.C. HF radio measurements of high-altitude acoustic waves from a ground-level explosion // J. Geophys. Res. – 1966. V.71. No 17, –p. 4173–4182.
3. Warshaw S.I., Dubois P.F. Preliminary theoretical acoustic and RF sounding calculation for Mill Race // Lawrence Livermore National Laboratory. Report 550, USA. – 1981. 20 p.
4. Альперович Л.С., Вугмейстер Б.О., Гохберг М. Б., Дробжев В.И., Ерущенков А.И., Иванов Е.А., Кудрявцев В.П., Куличков С.Н., Краснов В.М., Матвеев А.К., Мордухович М.И., Нагорский П. М., Пономарев Е.А., Похотелов О.А., Таращук Ю.Е., Троицкая В.А., Федорович Г.В. Об опыте моделирования магнитосферно-ионосферных эффектов при сейсмических явлениях // Доклады Академии наук СССР. – 1983. , – Том 269, – №3, – с. 573-578.
5. Wouters, L. F. Ionospheric Disturbances due to Underground Nuclear Explosions and Other Sources. An Elementary Discussion, Part 1. // Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, USA, UCID-16784 – 1971.
6. Warshaw S. I. On a finite amplitude extension of geometric acoustic in a moving, inhomogeneous atmosphere // Report Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-53055, USA. – 1980. – 20p.
7. Blokhintzev D. I. Acoustics of a nonhomogeneous moving medium, National Advisory Committee for Aero-

- nautics // Technical Memorandum 1399, Washington, D.C. – 1956. (Translation from Russian of Akustika Neodnorodnoi Dvizhushcheisya Sredy, Moskva, 1946).
8. Ахманов С.А. Метод Хохлова в теории нелинейных волн // Успехи физических наук – 1986. – Том 149. – Выпуск 3. – С. 361-390.
 9. Солуян С.И., Хохлов Р.В. Распространение акустических волн конечной амплитуды в диссипативной среде // Вестник МГУ. Сер. физика, астрономия. – 1961. – № 3. – 52–61.
 10. Руденко О.В., Солуян С.И., Хохлов Р. В. Проблемы теории нелинейной акустики // Акустический журнал. – 1974. – Т. 20, – №3, – с. 449-457.
 11. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. – М: Наука, 1975, с. 287 с.
 12. Васильева О.А., Карабутов А. А., Лапшин Е. А., Руденко О. В. Взаимодействие одномерных волн в средах без дисперсии. – Москва: Изд-во Моск. ун-та. 1983.
 13. Бахвалов Н. С, Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. – Москва: Наука, 1982.
 14. Enflo Bengt O. and Claes M. Hedberg. Theory of Non-linear Acoustics in Fluids. – Kluwer Academic Publishers. Fluid mechanics and its applications. Volume 67. New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow. 2004. 297 p.
 15. Руденко О.В. Нелинейные пилообразные волны // Успехи физических наук. – 1995. – Том 165. – №9. – С. 1011-1036.
 16. Краснов В.М. Характеристики распространения слабых ударных волн в неоднородной атмосфере // Акустический журнал. – 1993. – Т. 39. – С. 498–504.

17. Чунчузов И.П. Оценка нелинейных эффектов при распространении акустического импульса в приземном слое атмосферы в инверсионных условиях // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1986. – Т. 22. – № 2. – С. 151-159.
18. 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.
19. Coisson, P., Lognonné, P., Walwer, D., Rolland, L. M., First tsunami gravity wave detection in ionospheric radio occultation data. // Earth Space Sci. – 2015. – 2 (5), p. 125–133. <http://dx.doi.org/10.1002/2014EA000054>.
20. Komjathy A., Galvan D. A., Stephens, P., Butala, M. D., Akopian, V., Wilson, B., Verkhoglyadova, O., Mannucci, A. J. and Hickey, M. Detecting ionospheric TEC perturbations caused by natural hazards using a global network of GPS receivers: The Tohoku case study.// Earth Planets Space, – 2012. – 64, – p. 1287–1294.
21. 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.
22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Т. VI Гидродинамика. – М: Наука, 1986, 733с.
23. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – Москва: Наука, 1964.
24. Picone M., Hedin A.E., Drob D. NRLMSISE00 Model // Naval Research Laboratory. 2001. http://uap.www.nrl.navy.mil/models_web/msis/msis_home.htm.
25. Славин И.А. Курс аэрогидромеханики. – Ленинградская Краснознаменная военно - воздушная инженер-

- ная академия имени А.Ф. Можайского. Ленинград. 1959. 278с.
26. Краснов В.М., Кулешов Ю.В. Изменение спектра инфразвукового сигнала при распространении волн от земной поверхности до высот ионосферы. // Акустический журнал, – 2014, – том 60, – № 1, – с. 21–30.
 27. 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.
 28. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М: Мир, 1978, 532 с.
 29. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988. 527с.
 30. Саламахин Т.М. Физические основы механического действия взрыва и методы определения взрывных нагрузок. – М., ВИА им. В.В. Куйбышева, 1974. 371с.
 31. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. – М.: Наука, 1986, 400 с.
 32. Miles J.W. Decay of spherical blast waves // Phys. Fluids. – 1967. – V. 10. – № 12. – P. 2706–2708.
 33. Gainville O., Ph. Blanc-Benon, E. Blanc, R. Roche, C. Millet, F. Le Piver, B. Despres, and P.F. Piserchia. Misty Picture: A Unique Experiment for the Interpretation of the Infrasound Propagation from Large Explosive Sources. In a book: A. Le Pichon et al. (eds.), *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*. – DOI 10.1007/978-1-4020-9508-5_18, © Springer Science + Business Media B.V. 2010. P. 575-598.
 34. Reed J.W. Atmospheric attenuation of explosion waves // J. Acoust. Soc. Amer. – 1977. – V.61. – № 1. – P. 39–47.
 35. 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.
36. Hedin A.E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // *J. Geophys. Res.* – 1991. – A96. – P. 1159–1172.
 37. Forbes J.M. Garrett H.B. Theoretical studies of atmospheric tides // *Rev. Geophys. Space Phys.* – 1979. – № 17. – P. 1951–1981.
 38. Ивановский А. Репнев А. Швидковский Е. Кинетическая теория верхней атмосферы, – Ленинград, 1967.
 39. International Geomagnetic Reference Field. 2018 – Режим доступа: <https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.htm>.
 40. Pierce, Allan D. *Acoustic: An Introduction to its Physical Principles and Applications* – Acoustical Society of America, New York. 1989.
 41. Krasnov V.M., Ya.V. Drobzheva. The acoustic field in the ionosphere caused by an underground nuclear explosion // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, – 2005, – 67. – P. 913–920.
 42. Krasnov V.M., Ya.V. Drobzheva and J. Laštovička. Recent advances and difficulties of infrasonic wave investigation in the ionosphere // *Surveys in Geophysics*, – 2006 – 27 – 169-209. DOI 10.1007/s10712-005-6203-4.
 43. Krasnov V.M., Ya.V. Drobzheva, J. Chum. Far-field coseismic ionospheric disturbances of Tohoku earthquake // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial physics*. – 2015. – Volume 135, – p.12-21.
 44. Krasnov V.M., Ya.V. Drobzheva, J. Chum. Infrasonic waves in the ionosphere generated by a weak earthquake // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial*

- physics. – 2011. – Volume 73, – Issue 13, – p.1930-1939.
doi:10.1016/j.jastp.
45. Laštovička J., Baše J., Hruška F., Chum J. Šindelářová T. Horálek J, Zedník J., Krasnov V. Simultaneous infrasonic, seismic, magnetic and ionospheric observations in an earthquake epicentre // Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics. – 2010, – vol.72, – p.1231-1240.
 46. Krasnov V.M, Ya.V. Drobzheva, J. Chum. Far-field coseismic ionospheric disturbances of Tohoku earthquake // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial physics. – 2015. – Volume 135, – p.12-21.
 47. Chum, J., Hruska, F., Zednik, J., Lastovicka, J., Ionospheric disturbances (infrasound waves) over the Czech Republic excited by the 2011 Tohoku earthquake // J. Geophys. Res. – 2012. – 117 (A08319). – <http://dx.doi.org/10.1029/2012JA017767>.
 48. Krasnov V.M., Influence of ionospheric conductivity on parameters of a radio wave at a reflection point // Radio Sci. – 2002 — Vol. 37, – No. 0,XXXX, doi: 10.1029/2002RS002690.
 49. 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.
 50. Krasnov V.M., Drobzheva Ya.V. Influence of infrasonic waves on the ionosphere// Physics and Chemistry of the Earth, Part C, – 2001. – Vol. 26, – № 6. – P. 433-437.
 51. 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.

52. Hickey, M.P., Schubert, G., Walterscheid, R.L., Acoustic wave heating of the thermosphere. // *Journal of Geophysical Research* – 2001. – 106 (A10), – p. 21543–21548.
53. Tanaka, T., Ichinose, T., Okuzawa, T., Shibata, T., Sato, Y., Nagasawa, C., Ogawa, T., HF-Doppler observations of acoustic waves excited by the Urakawa-Oki earthquake on 21 March 1982. // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. – 1984. – 46 (3), – p. 233–245.
54. Walterscheid, R.L., Schubert, G., Brinkman, D.G. Acoustic waves in the upper mesosphere and lower thermosphere generated by deep tropical convection. // *Journal of Geophysical Research*. – 2003 – 108 (A11), – p. 1392.
55. Краснов В.М., Кулешов Ю.В. Изменение спектра инфразвукового сигнала при распространении волн от земной поверхности до высот ионосферы. // *Акустический журнал*, – 2014, – том 60, – № 1, с. – 21–30.
56. Bedard Jr. A.J., Georges T.M. Atmospheric infrasound // *Physics Today*. – 2000. – V. 53(3). – P. 32-37.
57. Blanc E. Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources: A summary'// *Annales Geophysicae* – 1985. V.3. – 673–688.
58. 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.
59. Drobzheva Ya., Krasnov V.M., Sokolova O.I. Disturbances of the ionosphere of blast and acoustic waves generated at ionospheric heights by rockets. // *Journal of Atmos. and Solar-Terr. Phys.* – 2003. – Vol. 65. – Issues 16-18. – P. 1385-1392.

60. Цикулин М.А. Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел. – Москва, 1969, 47с.
61. Краснов В. М., Я. В. Дробжева, Н. М. Салихов, Б. Т. Жумабаев, В. Б. Лазуркина. Оценка мощности взрыва Челябинского метеороида на основе данных оптических, сейсмических и инфразвуковых наблюдений. // Акустический журнал. – 2014а, – том 60, – № 2, – с. 152–159.
62. Largest meteor since Tunguska event explodes above Russian city // Eos, – 2013. – Vol. 94. – No. 9, – 26 February, – p.87-88.
63. NASA . Additional Details on the Large Feb. 15 Fireball over Russia ball over Russia // 2013. NASA. Jet Propulsion Laboratory.htm. http://neo.jpl.nasa.gov/news/fireball_130301.html.
64. Brown P., R. E. Spalding, D. O. ReVelle, E. Tagliaferri, S. P. Wordenk. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth // Nature, – 2002, – vol. 420, – 21 – Nov., – pp. 294-296.
65. Шустов Б.М., В.В.Емельяненко, С.А.Нароенков, Л.В.Рыхлова, О.П.Попова, В.В.Шувалов. Краткая справка о челябинском событии 15 февраля 2013г. <http://www.inasan.rssi.ru/rus/>.
66. CTBTO. Russian Fireball Largest Ever Detected by CTBTO's Infrasound Sensors // <http://newsroom.ctbto.org/2013/02/18/russian-fireball-largest-ever-detected-by-ctbtos-infrasound-sensors>.
67. Михайлова Н.Н., Смирнов А.А., Бостанова Н.Ш., Сейнасинов Н., Дубровин В.И. Регистрация челябинского болида казахстанскими станциями мониторинга ядерных испытаний // 2013. www.kndc.kz.

68. U.S. Geological Serve. M4.2-1km WSW of Chelyabinsk, Russia (BETA) // 2013. National Earthquake Information Center, U.S. Geological Survey. <http://comcat.cr.usgs.gov/earthquakes/eventpage/>
69. Баум Ф.А., Л.П. Орленко, К.П. Станюкович, В.П. Чельшев, Б.И. Шехтер. Физика взрыва – Наука: Москва, 1975, 704с.
70. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: Наука, 1957, 502 с.
71. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. – М.: Наука, 1989, 412 с.
72. Краснов В.М. О механизме отражения инфразвуковых волн в атмосфере. // Вестник НЯЦ РК, Геофизика и проблемы нераспространения, – 2000. – Вып.2, – с.95-100.
73. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. – М.: Наука., 1977, 342 с.
74. Кузнецов Д.С. Специальные функции. – М.: Высшая школа, 1965, 423 с.
75. Афраймович Э.Л., Н.П. Перевалова. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. – ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН. Иркутск. 2006. 480 с.
76. Coïsson, P., Lognonné, P., Walwer, D., Rolland, L. M., First tsunami gravity wave detection in ionospheric radio occultation data. // Earth Space Sci. – 2015. – 2 (5), – p. 125–133. <http://dx.doi.org/10.1002/2014EA000054>.
77. Astafyeva, E., Rolland, L., Lognonné, P., Khelfi, K., Yahagi T. Parameters of seismic source as deduced from 1 Hz ionospheric GPS data: Case study of the 2011 Tohoku-oki Event. // J. Geophys. Res. Space Phys. – 2013 – 118 (9), – p. 5942–5950. <http://dx.doi.org/10.1002/jgra50556>.

78. Rolland, L. M., Lognonné, P. and Munekane, H., Detection and modeling of Rayleigh wave induced patterns in the ionosphere. // J. Geophys. Res. – 2011. – 116, – A05320, <http://dx.doi.org/10.1029/2010JA016060>.
79. Krasnov, I. Gotur, Yu. Kuleshov and S. Cherny. Choice of optimum heights for registration of ionospheric response onto earthquakes. // E3S Web of Conferences 20, 02004 – 2017. – P. 1-7. DOI: 10.1051/e3sconf/20172002004.
80. Cuerva A., Sanz-Andrés A., Franchini S., Eecen P., Busche P., Pedersen T.F., Mouzakis F. ACCUWIND. Accurate Wind Measurements in Wind Energy. Task 2. Improve the Accuracy of Sonic Anemometers, – Final Report, – Madrid: Instituto Universitario de Microgravedad “Ignacio Da Riva” IDR/UPM, Universidad Politécnica de Madrid, 2006, 167p.
81. Francis J. Weber, Jr., Ultrasonic Beam Propagation in Turbulent Flow. – A Dissertation Submitted to the Faculty of the Worcester polytechnic institute in partial fulfillment of the requirements for the Degree of Doctor of Philosophy in Mechanical Engineering, 2003, 180p.
82. Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics. – Edit by Tropea C., Yarin A.L., Foss J.F., Springer, 2007.
83. Birkhoff G., Zarantonello E.H, Jets, wakes and cavities, – New York, Academic Press, 1957, 353p.
84. 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.
85. Sadee C. Samuels D.E. and O’Brien T.P. The characteristics of the explosion at the Npyro (UK) Flixborough plant

- on 1st June 1974 //J. Occupational Accidents, – 1976/1977, – № 1. – P. 203-235.
86. Venart J.E.S. Flixborough: a final resolution, // Interflam'99, 8th International Fire Science and Engineering Conference, – 1999. – Vol. 1. – P. 257-272.
87. Grover F.H. Infrasonic and seismic wave records from the Flixborough and St Bridget Explosions, – AWRE, Aldermaston, AWRE Report No. 046/74, 1974.
88. Jones T.B. and Spracklen C.T. Ionospheric effects of the Flixborough explosion // Nature, – 1974, – № 250. – P. 719-721.
89. Fishburn B. Slagg N. and Lu P. Blast effect from a pancake shaped fuel drop-air cloud detonation (theory and experiment) // J. Hazardous Materials, – 1981, – № 5. – P. 65-75.
90. 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.

**Краснов Валерий Михайлович
Дробжева Яна Викторовна**

**НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА
В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ В РАМКАХ
АНАЛИТИЧЕСКИХ
РЕШЕНИЙ**

Подписано в печать 10.10.2018 Формат 60х90/16
Бумага офсетная. Усл. печ. л. 10.75
Тираж 200 экз. Заказ 356

Отпечатано в полиграфическом предприятии «КРОМ-Принт»
190000, Санкт-Петербург, Новочеркасский проспект, 1.