АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 5, с. 641–649

УДК 596.551:510.5.35

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ ОТ "ТОЧЕЧНОГО ВЗРЫВА"

© 2001 г. Я. В. Дробжева, В. М. Краснов

Институт ионосферы Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан
480020 Алматы, Каменское плато
E-mail: jana@ionos.alma-ata.su

Поступила в редакцию 24.02.99 г.

На основе эксперимента Mill Race показана возможность использования моделей, разработанных на основе известных точных решений для однородных сред, с учетом поправок на неоднородность для расчета характеристик распространения акустических импульсов от наземного "точечного взрыва" до высот ионосферы. Показано, что в земной атмосфере имеет место проявление независимости высоты расположения максимума амплитуды колебательной скорости акустического импульса от мощности взрыва и начального угла выхода акустического луча. Этот максимум располагается в области 120 км и определяется, в основном, высотным ходом плотности атмосферы.

Задачи переноса энергии от поверхности Земли в околоземное космическое пространство акустическими волнами от различных источников естественного и искусственного происхождения требуют знания закономерностей формирования пространственной структуры поля этих волн. В прикладном плане знание картины поля необходимо для выбора оптимальных условий радиозондирования ионосферы над источниками акустической энергии (например, таких как наземные и подземные взрывы, пуски ракет, землетрясения, извержения вулканов и т.д.) с целью их дистанционного контроля.

На сегодняшний день не существует эмпирических зависимостей, описывающих пространственно-временную картину акустического поля от земли до высот ионосферы [1]. Единственной возможностью ее получения остается использование теоретических моделей, разработке которых посвящено немало работ, например, [2–7]. Значительные изменения характеристик атмосферы с высотой и большие пространственные масштабы диктуют необходимость учитывать в моделях неоднородность атмосферы, процессы нелинейного преобразования формы импульса по пути его распространения, поглощение, дифракцию и др. Точные решения уравнений гидродинамики с учетом перечисленных процессов невозможны. В этой связи при выводе волнового уравнения и его решении авторами используются различные приближения. В частности, в [2] расчеты пространственной структуры акустического поля до высоты 120 км проведены без учета поглощающих свойств атмосферы. В [3] для энергии взрыва 500 кг ТНТ расчеты изменений амплитуды и длины N-образного акустического импульса до высоты 130 км приведены без учета изменений скорости звука с высотой и дифракции. В [4] описана пространственная структура поля для высот 100–400 км; вместе с тем влияние поглощающих свойств атмосферы на акустический импульс учтено в первом приближении: рассматривается распространение N-образного импульса до высот ионосферы без учета поглощения, а затем проводится сглаживание его фронтов с помощью функции гиперболического тангенса. В [5] найдено волновое уравнение в рамках приближения линейной геометрической акустики, а затем проведено его обобщение на случай распространения акустических импульсов вдоль лучевого пути в движущейся неоднородной поглощающей среде с учетом нелинейных процессов. В [6] получено модифицированное уравнение типа Бюргерса, описывающее эволюцию произвольного исходного профиля импульса в неоднородной поглощающей среде. Однако несмотря на упрощения, проведенные в данной работе, дальнейшее решение этого уравнения в общем случае остается сложной задачей. На сложность решений для неоднородных сред и немногочисленность полученных конкретных результатов указывается и в обзорной работе по нелинейным пилообразным волнам [7]. Очевидно, что справедливость используемых решений и моделей может быть оценена только с помощью эксперимента. К сожалению, в большинстве опубликованных работ сопоставление с экспериментом не проведено или имеются лишь качественные оценки для ограниченного диапазона высот атмосферы. В частности, сопоставление теоретических и экспериментальных данных проводятся в двух высотных областях. Первая область – вблизи поверхности Земли, где возможны измерения непосредственно характеристик акустического поля с помощью датчиков, установлен-

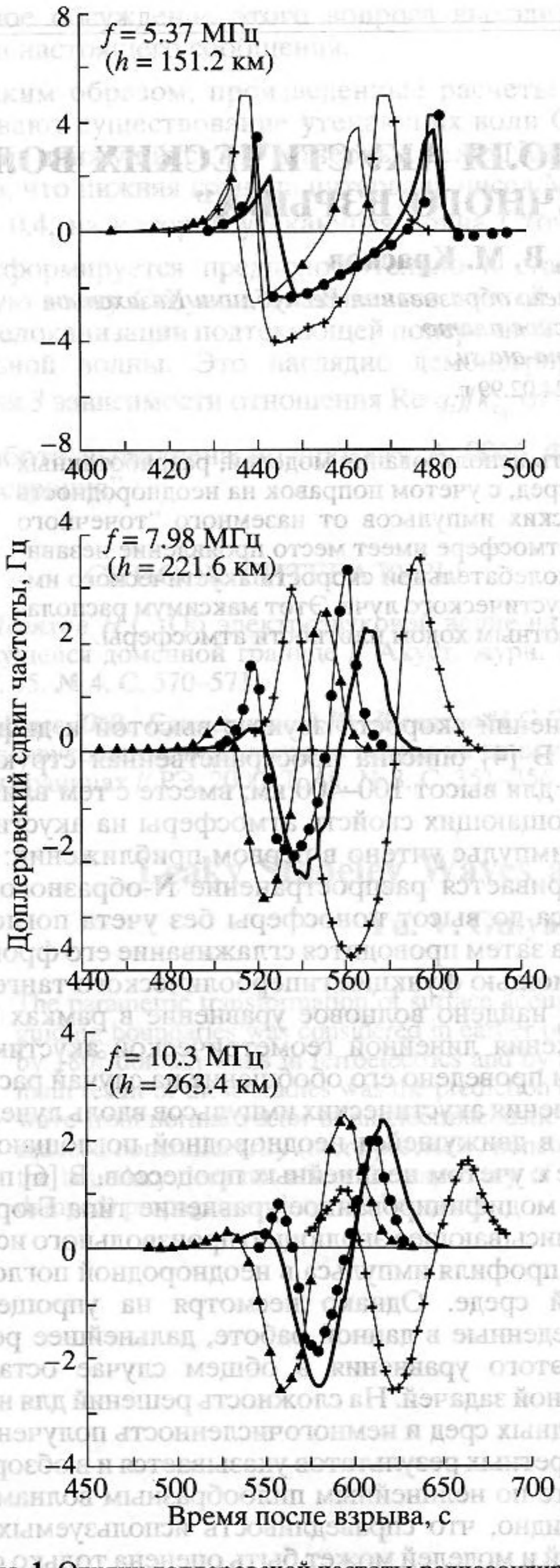

Рис. 1. Отклик доплеровской частоты радиозондирующего сигнала на акустический импульс: экспериментальная кривая – кружки, расчеты из [8] – кресты, наши расчеты для исходного профиля температуры – треугольники и для скорректированного профиля – сплошная линия.

ных, например, на парашютах. Вторая – область ионосферы, где с помощью доплеровского радиозондирования можно наблюдать реакцию ионосферы на акустическое воздействие. Оба типа экспериментов не являются массовыми и тем более редки случаи их одновременного проведения. В этом плане эксперимент Mill Race [8, 9] является уникальным. 16 сентября 1981 г. был проведен "точечный" наземный химический взрыв мощностью 500 тонн ТНТ, во время которого велись как акустические измерения на четырех парашютах (высоты порядка 10 км), так и доплеровское радиозондирование ионосферы на нескольких частотах. В [8] на основе теории [5] для этого взрыва приведены количественные сопоставления отклика ионосферы на акустический импульс с результатами модельных расчетов одновременно для высот 151, 221 и 262 км. Результаты сопоставления представлены на рис. 1: эксперимент – кружки, а расчеты – кресты. Для высоты 151 км разница по длительности составляет примерно 30%, для двойного размаха амплитуды – 11%; для высоты 221 км – 38% и 34% соответственно, для высоты 262 км – 36% и 5% соответственно. Такая разница может быть обусловлена в том числе и тем, что в модели для расчетов использовали характеристики стандартной атмосферы (1976 U. S. Standard Atmosphere), в то время как эксперимент Mill Race проводился в период высокой солнечной активности. В частности, 16 сентября индекс солнечной активности F10.7 достигал величины 204.8, ввиду чего профиль температуры выше 100 км существенно отличался от стандартного (рис. 2). Кроме того, в [8] в качестве начального использовался импульс Рида, который, как показано в [10] для эксперимента Mill Race, должен быть модифицирован для фазы волны разряжения. Проверить расчеты [8] с учетом указанных замечаний представляется нетривиальной задачей. Конечный результат в [5] представлен в виде дифференциального уравнения в частных производных. Для его решения (также как и для решения обобщенного уравнения Бюргерса [6]) необходимы дальнейшие упрощения или использование аппроксимационных методов вычислительной математики с решением проблем устойчивости решений. В этой связи для интерпретации эксперимента Mill Race представляет интерес проверить возможность использования известных точных решений для однородной атмосферы [11] с введением поправок на неоднородность и при адекватности их эксперименту определить закономерности пространственной структуры акустического поля.

В качестве начального выберем эмпирически найденный в [10] акустический импульс, описываемый выражением на основе модифицированной формулы Рида:

$$\begin{cases} p(t) = \Delta p(1 - t/t_+)(1 - t/\tau_g)(1 - (t/\tau_g)^2) \longrightarrow \\ \longrightarrow 0 \le t \le 0.4\tau_g \\ p(t) = kt + d \longrightarrow 0.4\tau_g \le t \le \tau_s \\ p(t) = 0 \longrightarrow t > \tau_s, \end{cases}$$

где p – возмущение давления, Δp – значение пика ударной волны, τ_g – общая длительность импульса Рида, t_+ – длительность фазы сжатия, t – время, τ_s – время, для которого площадь волны разрежения становится равной площади волны сжатия; $d = p(0.4\tau_g) - 0.4k\tau_g$; $k = \partial p/\partial t$, когда $t = 0.4\tau_g$.

Для описания распространения акустических волн в атмосфере были использованы следующие приближения. Расчеты акустического поля проводились вдоль направления лучей (траектории лучей рассчитывались с учетом неоднородности атмосферы и искривления лучей). При этом на достаточно больших расстояниях от источника волна в каждом небольшом участке пространства вдоль луча рассматривалась как плоская. Атмосфера считалась неоднородной по вертикали. Расчеты проводились с использованием двух моделей. Первая модель подробно представлена в работе [10]. Она разработана с учетом нелинейных эффектов, сферической расходимости луча и введением поправки на неоднородность. С ее помощью рассчитывались начальные формы импульсов и их распространение до высот порядка 10 км (высоты парашютных измерений акустического поля во время эксперимента Mill Race). Высотные профили параметров атмосферы заменялись ступенчатыми функциями, в результате в пределах каждой "ступеньки" атмосфера считалась однородной. Сопоставление с парашютным экспериментом показало [10], что высоту "атмосферной ступеньки" достаточно выбрать равной 0.1 км, при этом экспериментальные и теоретические результаты совпадают как по длительности, так и по амплитуде акустических импульсов с точностью до нескольких процентов.

Вторая модель использовалась для интерпретации измерений доплеровского сдвига частоты, полученных на ионосферных высотах во время эксперимента Mill Race. В отличие от первой модели, она учитывает эффекты поглощения и разработана на основе уравнения Бюргерса [11] $\frac{\partial V}{\partial s} - \frac{\varepsilon}{c^2} V\frac{\partial V}{\partial \tau} - \frac{b}{2\rho c^3}\frac{\partial^2 V}{\partial \tau^2} = 0$, где V – скорость гидродинамических частиц, ρ – плотность атмосферы, c – скорость звука, $\varepsilon = (\gamma + 1)/2$, γ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении (c_p) и объеме (c_v), $b = \left(\zeta + \frac{4}{3}\eta\right) + \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p}\right)\chi$; ζ и η – объемная и сдвиговая вязкости, χ – коэффициент теплопроводности; ось s направлена вдоль учета луча, $\tau = t - s/c$.

Подстановкой

$$V = \frac{b}{\varepsilon c \rho}\frac{\partial}{\partial \tau}(\ln U) \qquad (1)$$

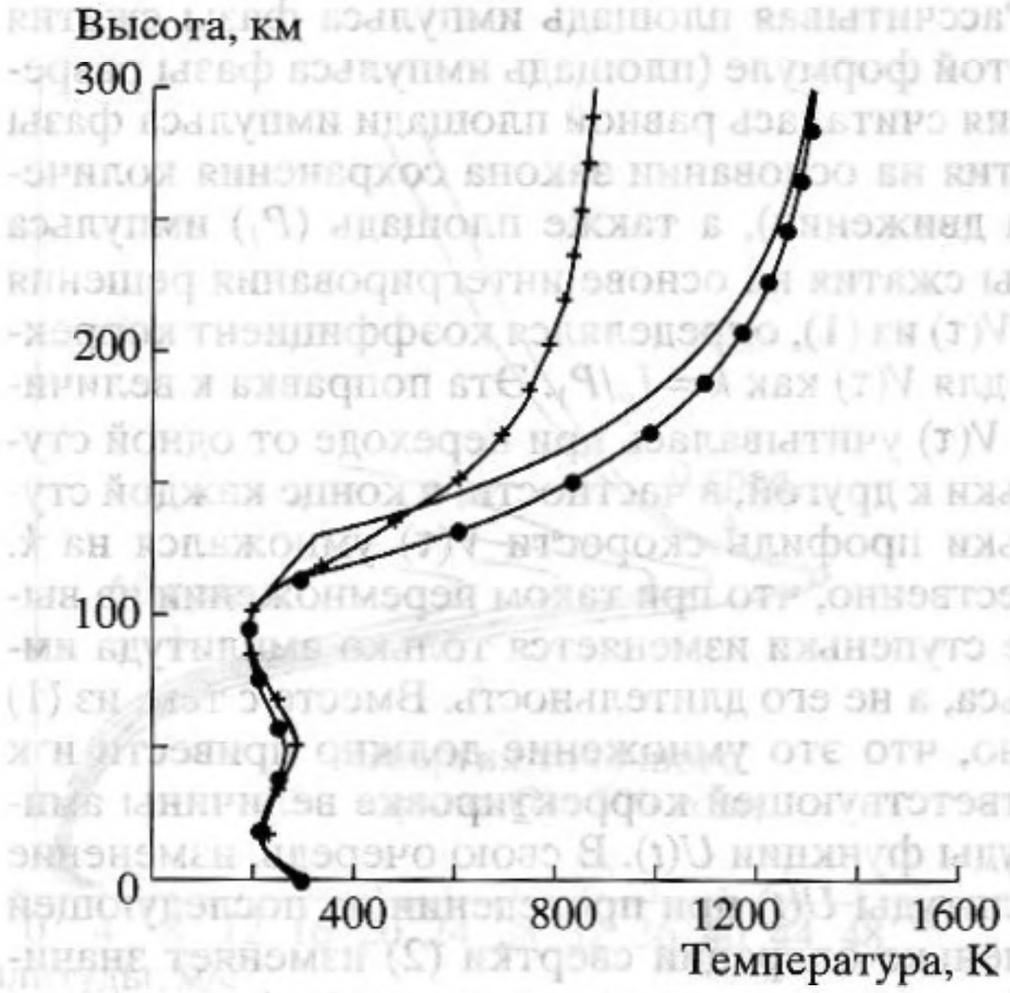

Рис. 2. Профили температуры: рассчитанный по модели MSIS – кружки, скорректированный – сплошная линия, рассчитанный из профиля скорости звука для стандартной атмосферы, приведенного в [8] – кресты.

уравнение Бюргерса приводится к виду $\frac{\partial U}{\partial s} = \frac{b}{2c^3\rho}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}$, решением которого является [11]:

$$U = \frac{1}{\sqrt{4\pi a s}}\int_{-\infty}^{+\infty} U(\tau')\exp\left[-\frac{(\tau' - \tau)^2}{4as}\right]d\tau', \qquad (2)$$

где $a = b/2c^3\rho$.

Выражение (2) использовалось при численном моделировании для нахождения вначале функции U, а затем с помощью подстановки (1) вычислялась функция $V(\tau)$. По ходу луча при переходе от одной "ступеньки" атмосферы к другой в величину $V(\tau)$ вводилась поправка, учитывающая сферическую расходимость волнового фронта и неоднородность атмосферы по вертикали. Для этого воспользовались результатами работы [10], где получено следующее выражение, учитывающее зависимость площади единичного положительного или отрицательного акустического импульса $I_v = \int_0^T V d\tau$ от параметров неоднородности атмосферы для сферически расходящейся волны:

$$I_v = I_{v*}\left(\frac{\rho_*}{\rho}\right)^{1/2}\frac{c_* L_*}{cL}, \qquad (3)$$

где T – длительность акустического импульса; величины со звездочкой выбраны на начальном фронте акустической волны, а без звездочек – в произвольной точке на луче; L – расстояние от точки взрыва до точки наблюдения вдоль луча.

Рассчитывая площадь импульса фазы сжатия по этой формуле (площадь импульса фазы разрежения считалась равной площади импульса фазы сжатия на основании закона сохранения количества движения), а также площадь (P_1) импульса фазы сжатия на основе интегрирования решения для $V(\tau)$ из (1), определялся коэффициент коррекции для $V(\tau)$ как $k = I_v/P_1$. Эта поправка к величинам $V(\tau)$ учитывалась при переходе от одной ступеньки к другой, в частности, в конце каждой ступеньки профиль скорости $V(\tau)$ умножался на k. Естественно, что при таком перемножении на выходе ступеньки изменяется только амплитуда импульса, а не его длительность. Вместе с тем, из (1) видно, что это умножение должно привести и к соответствующей корректировке величины амплитуды функции $U(t)$. В свою очередь, изменение амплитуды $U(t)$ при проведении на последующей ступеньке операции свертки (2) изменяет значимый для интегрирования временной интервал, что приводит к изменению длительности импульса по сравнению с соответствующей $k = 1$. Таким образом, неоднородность атмосферы учитывалась: при переходе от одной ступеньки к другой с помощью поправочного коэффициента k и для каждой ступеньки изменялись значения входных параметров атмосферы в соответствие с их высотным ходом. Сопоставление с экспериментом показало, что в данном случае высоту "атмосферной ступеньки" достаточно выбрать равной 1 км. Высотные профили $\rho(z)$, $c(z)$, $b(z)$, $\gamma(z)$, $c_p(z)$ и $c_v(z)$ – рассчитывались на основе модели нейтральной атмосферы MSIS-90 [12] для следующих входных параметров: дата взрыва – 16 сентября 1981 г.; время взрыва – 12 ч 45 мин 40 с LT; координаты – 33.62°N, 253.53°E; средний за три месяца индекс солнечной активности $F10.7 = 190.2$; за предыдущий взрыву день $F10.7 = 207.4$; индекс геомагнитной активности $A_p = 7$. Коэффициенты теплопроводности и сдвиговой вязкости задавались по формулам [13]: $\chi = k_0 T^{3/2}/M$, $\eta = \dfrac{4k_0}{(9\gamma - 5)c_v}$, где $k_0 = 0.015$ Дж K^{-1} $м^{-1}$ $с^{-1}$, T – температура, M – молекулярный вес. Объемная вязкость задавалась как [14]: $\zeta = 2/3\eta$.

Для определения воздействия акустической волны на ионосферу и, соответственно, на доплеровскую частоту радиозондирующего сигнала использовано выражение [15]

$$f_d(t) = -\frac{f}{c_r}\int_T^R \frac{dl}{nN_f} \times$$

$$\times \left[N\left(\frac{V}{L}\sin^2\theta + \frac{\partial V}{\partial s}\cos^2\theta\right) + V\frac{dN}{dz}\cos\theta\cos\psi \right],$$

где f_d – величина доплеровской частоты, c_r – скорость света, интегрирование проводится по пути радиолуча от передатчика T к приемнику R, n – коэффициент преломления радиоволны, N_f – величина электронной концентрации ионосферы, необходимая для отражения радиоволны с частотой f при вертикальном падении на ионосферу, N – величина электронной концентрации вдоль радиолуча, θ – угол между направлением геомагнитного поля и направлением акустического луча, ψ – угол между направлением геомагнитного поля и осью z.

Данное выражение получено в приближении геометрической оптики и поэтому не справедливо в области точки отражения радиоволн. Для области вблизи точки отражения была использована линейная аппроксимация электронной концентрации по высоте, при которой возможно получение строгих выражений. В результате получена следующая формула для доплеровского сдвига частоты в области точки отражения радиоволны:

$$f_d(t) = -\frac{4f}{3c_r}(z_r - z_b)\cos\varphi \times$$

$$\times \left(\frac{V}{L}\sin^2\theta + \frac{\partial V}{\partial s}\cos^2\theta + \frac{V}{N_d}\frac{dN_d}{dz}\cos\theta\cos\psi\right),$$

где z_r – высота отражения радиоволны, z_b – высота, до которой расчеты по формулам геометрической оптики приемлемы, φ – угол падения радиоволны на ионосферный слой в точке z_b, $N_d = N(z_r) - N(z_b)$. При расчетах значения V и $\partial V/\partial s$ осреднялись по диапазону высот от z_b до z_r.

Профиль электронной концентрации ионосферы рассчитывался из ионограммы, снятой в районе взрыва Mill Race. Траектории радиоволн при вертикальном зондировании ионосферы на частотах 5.37, 7.98 и 10.3 МГц рассчитывались с учетом геомагнитного поля. Высоты отражения радиоволн, соответственно, оказались равными 151, 222 и 263 км.

Результаты расчетов $f_d(t)$ представлены на рис. 1 треугольниками. Видно, что расчетные кривые для высот 222 и 263 км по сравнению с кривыми из [8] ближе к экспериментальным; в то же время, как и в [8], наблюдаются существенные расхождения по длительности для высоты 151 км. Можно показать, что эти расхождения по длительности преодолимы, если уменьшить скорости распространения акустической волны (соответственно, уменьшить температуру) на высотах выше 100 км. На рис. 2 показан профиль температуры, построенный по модели MSIS-90 и скорректированный профиль (кривая приподнята относительно исходной). Результаты расчетов $f_d(t)$ с учетом корректировки профиля представлены на рис. 1 сплошной линией. Совпадение расчетных

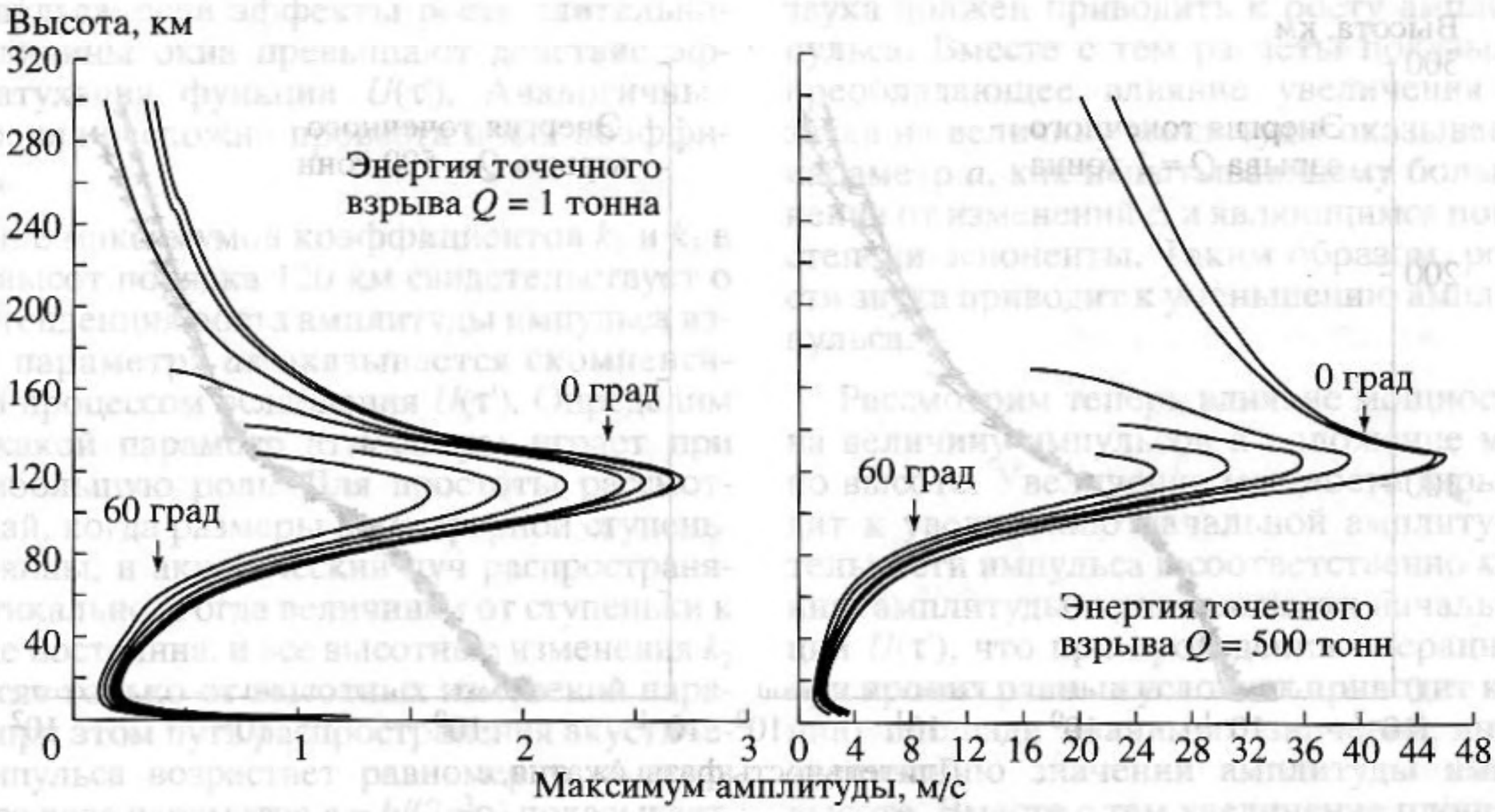

Рис. 3. Модельные расчеты зависимости максимума амплитуды колебательной скорости акустического импульса (V_{max}) от высоты для взрывов мощностью 1 и 500 тонн и углов выхода луча: 0, 10, 20, 30, 40, 50, 60 градусов (верхний предел кривых в области 120–170 км определяется высотой отражения луча).

кривых с экспериментальными для всех трех высот улучшилось. Интересно отметить, что значительное увеличение длительности возмущения на высоте 151 км не повлекло за собой существенного изменения длительности на высотах 222 и 263 км. Это можно объяснить следующим образом. Длительность возмущения $f_d(t)$ определяется пространственными размерами акустического импульса и скоростью его прохождения через точку отражения радиоволны. Высота 151 км находится в области резкого градиента температуры (рис. 2), поэтому небольшой подъем кривой приводит к значительным уменьшениям температуры и, соответственно, скорости звука. На высотах 222 и 263 км градиент температуры мало выражен, поэтому подъем кривой привел к малым изменениям величин скорости звука.

Таким образом, использование моделей, разработанных на основе известных точных решений для однородной атмосферы с введением поправок на неоднородность [10, 11], модели атмосферы MSIS-90 и модифицированного импульса Рида, в качестве начального, позволило получить лучшее согласие теоретических и экспериментальных результатов по сравнению с расчетами работы [5]. Поэтому использование описанных в настоящей работе моделей является предпочтительным для выявления закономерности реальной пространственной структуры акустического поля в атмосфере. Результаты расчетов акустического поля представлены на рис. 3, 4. В частности, проведены расчеты зависимости максимума амплитуды колебательной скорости акустического импульса от высоты для взрывов мощностью 1, 4, 20, 100, 500 тонн ТНТ и различных углов выхода луча; для примера на рис. 3 представлены расчеты для взрывов мощностью 1 и 500 тонн. Из рис. 3 видно, что акустический импульс наземного взрыва с начальными величинами амплитуды колебательной скорости больше долей метра может пронизывать всю толщу атмосферы и ионосферы, сохраняя при этом значимые величины скорости. Модельные расчеты показывают, что это происходит прежде всего благодаря уменьшению плотности атмосферы с высотой и действию закона сохранения импульса (3). Увеличение амплитуды колебательной скорости акустического импульса с высотой создает благоприятные условия для дистанционного контроля источников акустической энергии с помощью доплеровского радиозондирования ионосферы.

Приведенные расчеты позволяют также сделать важный вывод: в реальной земной атмосфере имеет место проявление независимости высоты расположения максимума амплитуды колебательной скорости акустического импульса от угла выхода луча и мощности взрыва; максимум расположен на высоте порядка 120 км. Рассмотрим факторы, обуславливающие формирование максимума именно на этих высотах. Проводя дифференцирование в (1) и определяя значение V в момент положительного максимума импульса τ_m, можно получить $V_m = k_1 k_2 k_3$, где $k_1 = \frac{c^2}{\varepsilon s}$,

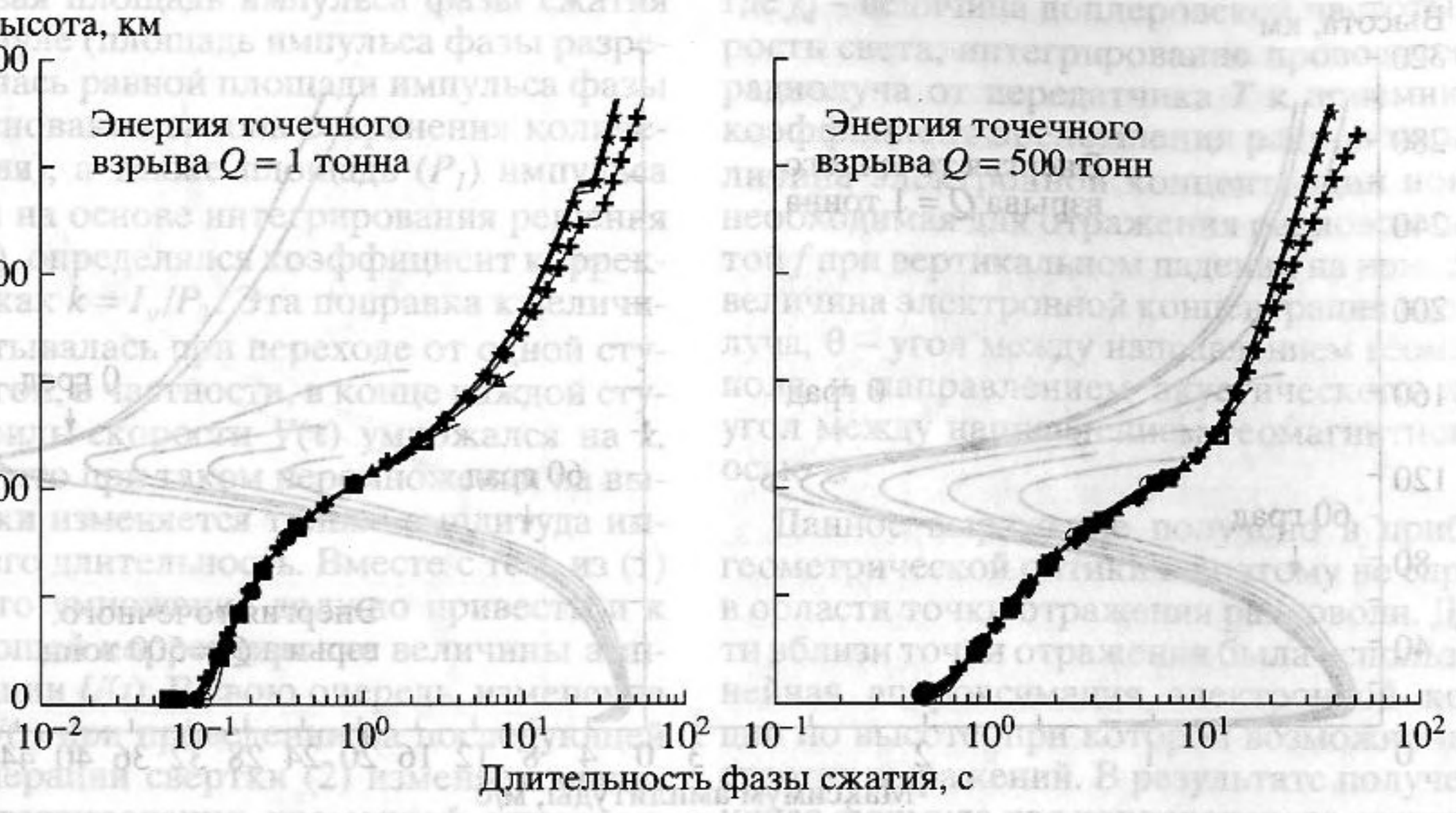

Рис. 4. Зависимость длительности фазы сжатия акустического импульса от высоты для мощностей точечного взрыва 1 и 500 тонн и углов выхода луча: 0° – сплошная линия, 10° – звездочки, 20° – кресты, 30° – треугольники, 40° – квадраты, 50° – темные треугольники, 60° – темные кружки. Длительность определена для уровня 0.1 V_{max}.

$$k_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} U(\tau')\exp\left[-\frac{(\tau' - \tau_m)^2}{4as}\right](\tau' - \tau_m)d\tau',$$

$$k_3 = 1/\int_{-\infty}^{+\infty} U(\tau')\exp\left[-\frac{(\tau' - \tau_m)^2}{4as}\right]d\tau'.$$

Численный анализ высотного хода этих коэффициентов показывает, что k_1 имеет минимум в районе 100 км и затем монотонно возрастает, а k_2 и k_3 – максимумы в районе 110–120 км, т.е. последние в основном и определяют положение максимума акустического импульса по высоте. Из выражений для k_2 и k_3 видно, что оба они вычисляются с помощью свертки функции $U(\tau')$ и временны́х окон соответственно: $O_2 = \exp\left[-\frac{(\tau' - \tau_m)^2}{4as}\right](\tau' - \tau_m)$ и $O_3 = \exp\left[\frac{-(\tau' - \tau_m)^2}{4as}\right]$ в момент τ_m. Функция $U(\tau')$ является положительной и монотонно возрастающей от нуля до максимума в течение периода фазы сжатия импульса $V(t)$, а затем монотонно убывающей до нуля в период фазы разряжения. Окно O_3 по форме представляет из себя колокольный импульс с постоянной величиной в максимуме, равной единице, а O_2 – импульс с начальным отрицательным пиком и последующим положительным. Амплитуда окна O_2 растет с ростом величины as. Длительности обоих окон имеют бесконечные размеры, однако можно выделить наиболее значимые при интегрировании участки, дающие преобладающий вклад в интеграл. Эффективные длительности этих окон пропорциональны величине $\tau_0 = \sqrt{4as}$. Рассмотрим детально на примере k_2 как осуществляется операция свертки. В общем случае окно O_2 "скользит" вдоль функции $U(\tau')$ и по ходу проводится его перемножение на $U(\tau')$ с последующим интегрированием в пределах длительности окна. При этом на восходящей ветви $U(\tau')$ определяется положительная фаза акустического импульса, а на нисходящей – отрицательная, и длительность его растет. Определим момент формирования максимума импульса $V(t)$. Очевидно, что при интегрировании слагаемые по положительной и отрицательной фазам окна O_2 вычитаются. Отсюда можно ожидать, что максимум величины интегрирования, соответствующий значению k_2, будет наблюдаться в тот момент, когда разность между положительными и отрицательными значениями слагаемых интеграла будет максимальна. Оказывается, что это имеет место, когда только положительная часть окна O_2 полностью перекрывается с функцией $U(\tau')$. С ростом высоты возрастает значение параметра as и соответственно растет как величина положительного пика O_2, так и его длительность. В результате наблюдается тенденция роста площади интегрирования, поэтому k_2 растет. Вместе с тем при подъеме на k_2 действует и обратный процесс: из-за того, что амплитуда окна меньше единицы и оно состоит из отрицательной и положительной частей – операция свертки приводит к уменьшению амплитуды кривой $U(\tau')$ – и, в конечном итоге, к поглощению акустического импульса. При этом важно заметить, что при переходе от одной атмосферной ступеньки к другой будет наблюдаться рост площади интегрирования и, соответственно, ампли-

туды импульса, если эффекты роста длительности и величины окна превышают действие эффекта затухания функции $U(\tau')$. Аналогичные рассмотрения несложно провести и для коэффициента k_3.

Наличие максимумов коэффициентов k_2 и k_3 в области высот порядка 120 км свидетельствует о том, что тенденция роста амплитуды импульса из-за роста параметра as оказывается скомпенсированной процессом ослабления $U(\tau')$. Определим теперь, какой параметр атмосферы играет при этом наибольшую роль. Для простоты рассмотрим случай, когда размеры атмосферной ступеньки постоянны, и акустический луч распространяется вертикально. Тогда величина s от ступеньки к ступеньке постоянна, и все высотные изменения k_2 и k_3 зависят только от высотных изменений параметра a, при этом путь распространения акустического импульса возрастает равномерно. Анализ высотного хода параметра $a = b/(2c^3\rho)$ показывает, что все его изменения преобладающим образом связаны с изменениями плотности атмосферы (поскольку она меняется практически экспоненциально, а $c(z)$ и $b(z)$ – медленно меняющиеся функции), и только, начиная с области 100 км, где наблюдается резкий положительный градиент скорости звука (рис. 2), ход $c(z)$ начинает заметно сказываться на $a(z)$. Еще меньшее воздействие на величину градиента $a(z)$ оказывает высотный ход $b(z)$. Известно [12], что высотный ход плотности атмосферы по сравнению с температурой мало подвержен временны́м и пространственным изменениям. При этом как раз в области 120 км начинается заметное уменьшение скорости падения плотности атмосферы. Меньшие изменения плотности с высотой соответственно приводят к меньшему росту параметра "a", а это, как ранее показывалось, ослабляет факторы, определяющие рост коэффициентов k_2 и k_3. В то же время ослабление функции $U(\tau')$ от ступеньки к ступеньке (по ходу акустического луча) продолжает накапливаться и, хоть и в меньшей степени, но продолжает расти. В результате роль этого фактора в формировании импульса возрастает. Нетрудно видеть, что к аналогичным последствиям приводит и рост градиента скорости звука в области 100 км. Действительно, рост скорости звука с высотой ведет к уменьшению a, в то время как падение плотности его увеличивает; т.е. рост скорости звука замедляет рост параметра a, обусловленного падением плотности атмосферы с высотой. Отсюда можно ожидать, что рост скорости звука приведет к уменьшению амплитуды импульса и небольшому (в силу малого влияния хода $c(z)$ по сравнению с $\rho(z)$ на $a(z)$) понижению высоты максимума по сравнению со случаем отсутствия этого градиента на высоте 100 км. Определим теперь роль коэффициента $k_1 = c^2/\varepsilon s$ в этом процессе. В противовес предыдущему рассмотрению рост скорости звука должен приводить к росту амплитуды импульса. Вместе с тем расчеты показывают, что преобладающее влияние увеличения скорости звука на величину амплитуды оказывается через параметр a, как испытывающему большие изменения от изменений c, и являющимся показателем степени эспоненты. Таким образом, рост скорости звука приводит к уменьшению амплитуды импульса.

Рассмотрим теперь влияние мощности взрыва на величину импульсов и положение максимума по высоте. Увеличение мощности взрыва приводит к увеличению начальной амплитуды и длительности импульса и соответственно к возрастанию амплитуды и длительности начальной функции $U(\tau')$, что при проведении операции свертки при прочих равных условиях приводит к расширению площади значимых значений интеграла и увеличению значений амплитуды импульса по высоте. Вместе с тем увеличение площади интегрирования с высотой и процесс затухания импульса в преобладающей степени зависят от экспоненциального характера изменений параметра a. В этой связи в диапазоне взрывов от 1 до 500 тонн ТНТ расширение площади из-за увеличения мощности взрыва является небольшой добавкой, которая не может существенно изменить положение максимума. Однако выше 120 км, как уже отмечалось, скорость роста a заметно снижается, и роль этой добавки возрастает. В результате затухание импульса происходит медленнее, что и показано на рис. 3 с помощью расчетов.

Влияние угла выхода акустического луча на величину импульса (рис. 3) можно объяснить высотным изменением параметра s, определяющего длину пути луча в ступеньке в зависимости от угла падения волны α: $s = \Delta z/\cos\alpha$, где Δz – высота ступеньки. Учитывая, что при $\alpha \neq 0$, резкий рост градиента скорости звука в области 100 км приводит к более быстрому уменьшению коэффициента преломления и, следовательно, к ускоренному росту α, а также нелинейный характер перехода от α к s, путь луча в ступеньке заметно увеличивается. В результате поглощение импульса по пути распространения от ступеньки к ступеньке усиливается, и в области максимума (рис. 3) наблюдается четкая зависимость амплитуды от начального угла выхода луча.

Таким образом, можно сделать вывод, что для рассмотренных мощностей взрывов от 1 до 500 тонн ТНТ в неоднородной атмосфере преобладающее влияние на высотный ход акустического импульса и формирование максимума в области 120 км оказывает высотный ход плотности атмосферы. Падение плотности атмосферы в соответствии с законом сохранения количества движения приводит к росту амплитуды акустического импульса. С другой стороны, процесс ослабле-

ния импульса компенсирует этот рост в области 120 км. В итоге формируется максимум амплитуды $V(t)$. Роль резкого увеличения скорости звука выше 100 км сводится к уменьшению амплитуды импульсов и к небольшому смещению положения максимума вниз. Данный результат качественно отличается от результата, полученного в [4], где высота расположения максимума амплитуды существенно зависит от угла выхода луча и меняется от 300 до 150 км при изменении углов выхода луча соответственно от 0° до 25°. В [4] также отмечается, что существует независимость высоты расположения максимума от мощности взрыва, однако приведен результат лишь для угла выхода луча, равного 0°, и высота расположения максимума равна 300 км.

Что касается независимости амплитуды поля от угла выхода луча из точечного источника при фиксированной высоте точки наблюдения, найденного в [2], то, как показано в настоящей работе, при учете поглощающих свойств атмосферы данный эффект оказывается справедлив только до высот порядка 80–100 км (рис. 3). Выше этой высотной области наблюдается зависимость величины амплитуды импульса от угла выхода луча до высот порядка 80–100 км может служить одним из идентификационных признаков точечного химического взрыва.

На рис. 4 представлена зависимость длительности фазы сжатия акустического импульса от высоты для взрывов мощностью 1 и 500 тонн и различных углов выхода луча. Видно, что длительность фазы сжатия возрастает с высотой и практически не зависит от начального угла выхода луча до высот порядка 120 км. Как уже показывалось, высотные изменения параметра as, в первую очередь, связаны с изменением плотности атмосферы, приводящим практически к экспоненциальному росту as и соответственно длительности окон O_2 и O_3 и амплитуды O_2. В результате также имеют экспоненциальный характер и рост эффективной области интегрирования при выполнении операции свертки и длительность импульса. Скорость изменения длительности фазы сжатия заметно возрастает в области 80–120 км. Это связано прежде всего с большей скоростью изменения плотности атмосферы в этом интервале. Выше 120 км скорость изменения плотности уменьшается и соответственно уменьшается скорость роста длительности фазы сжатия импульса с высотой. Бóльшая зависимость длительности импульса от угла выхода луча на высотах выше 120 км, как и в случае амплитуды, определяется общей причиной – бóльшим ростом s с высотой.

Рассмотрим, влияние коэффициента поглощения b на длительность импульса. Очевидно, что рост b, также как падение ρ с высотой приводит к возрастанию параметра a. Однако в первом случае изменение a происходит значительно медленнее. В результате длительности окон O_2 и O_3 увеличиваются незначительно, в то время как ослабление функции $U(\tau')$ от ступеньки к ступеньке продолжает накапливаться. Это, в свою очередь, при проведении операции свертки приводит к замедлению скорости роста длительности импульса по высоте. Наибольший положительный градиент $b(z)$ наблюдается в области 120 км с последующим монотонным ростом. В этой связи замедление роста длительности импульса на высотах выше 120 км (рис. 4) обусловлено и ростом коэффициента b.

Рис. 4 для фиксированной высоты показывает бóльшую длительность импульса для взрыва мощностью 500 тонн по сравнению со взрывом мощностью в 1 тонну. Это, прежде всего, связано с большей начальной длительностью импульса в первом случае и последующими скоростями роста длительностей обоих импульсов. Вместе с тем видно, что рост длительности мощного взрыва в целом идет более медленно. Это обстоятельство можно объяснить следующим образом. Из (3) видно, что рост площади импульса с высотой не зависит от ее начальных размеров. Вместе с тем, как ранее было показано для взрыва большей мощности, уменьшение амплитуды импульса с высотой происходит медленнее. Тогда для сохранения значений площади импульса на фиксированной высоте должна медленнее расти и его длительность.

Возрастание длительности импульса с увеличением мощности взрыва для фиксированной высоты качественно подтверждает результаты работы [4]. Этот результат позволяет определять мощность взрыва по измерениям длительности импульсов на высотах ионосферы. Кроме того, выявленная в настоящей работе слабая зависимость длительности фазы сжатия от угла выхода луча позволяет не учитывать в расчетах угол выхода и соответственно упростить методику определения мощности взрыва.

В заключение выражаем благодарность рецензенту за ценные замечания по работе, Г. Гордиенко – за расчеты профилей электронной концентрации по ионограмме, В. Водянникову – за представление программы для расчета траекторий распространения радиоволн и A.E. Hedin за программу модели MSIS-90.

Спонсоры работы: University of California, Lawrence Liver-more National Laboratory, Livermore, California, USA, under contract to the US Department of Energy и Фонд Науки Республики Казахстан по контракту 89-98.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pokhotelov O.A., Parrot M., Fedorov E.N. et al.* Responce of the ionosphere to natural and man-made acoust sources // Ann. Geoph. 1995. № 13. P. 1197–1210.
2. *Разин А.В., Фридман В.Е.* Эффект "одномерности" при распространении нелинейной акустической волны от точечного источника в стандартной атмосфере // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 281–285.
3. *Fitzgerald T.J.* and Carlos R.C. Effects of 450-kg surface explosions on NF radio reflection from the E layer // Radio Science. 1997. V. 32. № 1. P. 169–180.
4. *Орлов В.В., Уралов А.М.* Реакция атмосферы на слабый наземный взрыв // Известия АН СССР. ФАО. 1984. Т. 20. № 6. С. 476–483.
5. *Warshaw S.I.* On a finite amplitude extension of geometric acoustic in a moving, inhomogeneous atmosphere. Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL–53055, USA, 1980. 20 p.
6. *Руденко О.В., Сухорукова А.К.* Нелинейные пилообразные волны в неоднородной среде // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 4. С. 753–759.
7. *Руденко О.В.* Нелинейные пилообразные волны // Успехи физических наук. 1995. Т. 165. № 9. С. 1011–1036.
8. *Warshaw S.I., Dubois P.F.* Preliminary theoretical acoustic and RF sounding calculation for Mill Race. Report 550, USA, 1981. 20 p.
9. *Banister J. R., Hereford W.V.* Observed high altitude pressure waves from an underground and surface explosion // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. № D3. P. 5185–5193.
10. *Дробжева Я.В., Краснов В.М.* Начальная форма и модель вертикально-наклонного распространения акустического импульса в атмосфере (на основе результатов взрыва Mill Race) // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 2. С. 213–219.
11. *Руденко О.В., Солуян С.И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 287 с.
12. *Hedin A.E.* Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. 1991. V. A96. P. 1159–1172.
13. *Forbes J.M., Garrett H.B.* Theoretical studies of atmospheric tides // Rev. Geophys. Space Phys. 1979. V. 17. № 8. P. 1951–1981.
14. *Ивановский А., Репнев А., Швидковский Е.* Кинетическая теория верхней атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1967. 258 с.
15. *Краснов В.М., Пеленицын Г.М., Рясков О.Е., Салихов Н.М.* Модель отклика ионосферы на наземные промышленные взрывы // Вестник АН КазССР. 1991. № 8. С. 44–49.

Signature of the Acoustic Wave Field Generated in the Atmosphere by a Point Explosion

Ya. V. Drobzheva and V. M. Krasnov

The Mill Race experiment is used as an example to demonstrate the possibility of calculating the propagation characteristics of acoustic impulses generated by surface point explosions up to ionospheric heights with the use of the models that are based on the known exact solutions for homogeneous media with corrections for inhomogeneity. It is shown that, in the terrestrial atmosphere, the height where the amplitude of the particle velocity of an acoustic impulse reaches its maximum is independent of both the explosion power and the angle of departure of an acoustic ray. This height is about 120 km and depends mainly on the vertical atmospheric density profile.