

© 1992 г. Ю.В. Петухов

**О ВЛИЯНИИ НЕЛИНЕЙНОЙ РЕФРАКЦИИ НА ОТРАЖЕНИЕ
ВЗРЫВНЫХ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ ОТ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ**

Исследовано влияние эффектов нелинейной рефракции на отражение возбуждаемых приземными источниками взрывных волн давления от верхней стратосферы, где скорость звука меньше соответствующего значения вблизи поверхности Земли и поэтому в линейном геометроакустическом приближении точки поворота лучей отсутствуют. Показано, что нелинейная рефракция препятствует возникновению полного отражения взрывных волн от верхней стратосферы, а следовательно, не может объяснить появление наблюдаемых на практике дополнительных областей аномальной слышимости.

Как известно (см. [1-3]), при распространении звука от мощных (взрывных) наземных источников наблюдается явление аномальной слышимости, характеризующееся тем, что на значительных расстояниях между корреспондирующими точками регистрируются взрывные волны давления, отраженные, как утверждается в [3], в основном от различных областей увеличения скорости звука $c(z)$ с высотой z . Поскольку в атмосфере постоянно присутствуют две области увеличения скорости звука, а именно, в стратосфере ($z \approx 20 \div 55$ км) и в термосфере ($z > 90$ км) [4], то полное отражение может наблюдаться для волн, распространяющихся вдоль лучей, углы скольжения которых χ_0 при выходе из источника удовлетворяют неравенству (см. [3,5])

$$\chi_0 \leq \chi_m = \sqrt{2} \left\{ \frac{c(z_m) - c(z_s)}{c(z_m)} \right\}^{1/2}, \tag{1}$$

следующему при $\chi_0 \ll 1$ из определения точки поворота луча [5,6]; здесь z_s — высота источника, z_m — высота характерной границы для стратосферы $z_m \approx 55$ км [3,4] и термосферы $z_m \approx 140$ км [4,7]. Поскольку в термосфере всегда $c(z_m) > c(z_s)$, то для приземных взрывов ($z_s \rightarrow 0$) всегда существуют сигналы, испытавшие полное отражение [7], а следовательно — и соответствующие области аномальной слышимости. В стратосфере ситуация несколько разнообразнее, поскольку возможны оба случая $c(z_m) > c(z_s)$ и $c(z_m) < c(z_s)$ (см. [4]); однако независимо от этого, при $z_s \rightarrow 0$ всегда присутствуют дополнительные области аномальной слышимости (см. [3]), расположенные ближе к источнику по сравнению с соответствующими областями, обусловленными отражением волн от термосферы [1-3,8,9]. Следует отметить также еще одно важное обстоятельство, заключающееся в том, что при $c(z_m) < c(z_s)$ дополнительные области аномальной слышимости существуют и в направлениях, не совпадающих с преобладающим направлением ветра [1, 2, 8, 9], поэтому учет последнего не является принципиальным для объяснения обсуждаемого явления.

В настоящее время предложено два принципиально различных объяснения возникновения наблюдающихся при $c(z_m) < c(z_s)$ дополнительных областей аномальной слышимости: во-первых, из-за частичного отражения волн от верхней стратосферы, при котором звуковое поле формируется вытекающими модами (квази модами [6]) соответствующего стратосферного волновода [3, 10]; во-вторых, из-за нелинейной рефракции взрывных волн, распространяющихся вдоль соответствующих лучей, которая всегда проявляется при распространении мощных акустических сигналов [11, 12].

Цель данной работы состоит в проведении корректных и последовательных, в отличие от [11,12], исследований влияния эффектов нелинейной рефракции, с использова-

нием приближения нелинейной геометрической акустики для стратифицированной неподвижной среды, на отражение возбуждаемых приземными источниками взрывных волн давления от верхней стратосферы, где значение скорости звука $c(z_m)$ меньше соответствующего значения $c(z_s)$ вблизи поверхности Земли; т.е. в попытке объяснения их проявлением механизма формирования дополнительных областей аномальной слышимости.

Рассмотрение начнем с напомним простых соотношений линейной геометрической акустики, необходимых для дальнейшего сравнительного анализа. Как известно [6], уравнение для траектории луча $r(z, \chi_0)$ на плоскости высота z горизонтальное расстояние r находится из закона Снеллиуса для стратифицированной среды $\cos \chi / c(z) = \cos \chi_0 / c(z_s)$, где χ — угол скольжения в точке с координатами z, r , используя который в очевидном соотношении $dr/dz = 1/\operatorname{tg} \chi$, следующего из простых геометрических построений, находим (см. [6])

$$r(z, \chi_0) = \int_{z_s}^z \frac{\cos \chi_0 / n(z)}{\sqrt{1 - \cos^2 \chi_0 / n^2(z)}} dz, \quad (2)$$

где $n(z) = c(z_s) / c(z)$ — показатель преломления среды для акустических волн. Высота точки поворота луча $z = z_n$ находится из равенства $\sin \chi = \sqrt{1 - \cos^2 \chi_0 / n^2(z)} = 0$, из которого следует простое соотношение (см. [6])

$$\cos \chi_0 = n(z_n). \quad (3)$$

Из (3) видно, что при $c(z_m) < c(z_s)$ величина $n(z) > 1$ и полное отражение волн от верхней стратосферы отсутствует. Учтем теперь влияние нелинейных эффектов на распространение взрывной волны в атмосфере, которое сказывается не только на нелинейном искажении формы ее профиля (см. [13, 14]), но и на изменении траектории соответствующего луча [15]. В этом случае закон Снеллиуса запишется в следующем виде [15]

$$\frac{\cos \chi}{u(z)} = \frac{\cos \chi_0}{u(z_s)}, \quad (4)$$

где $u(z)$ скорость распространения ударной волны, которая для слабых взрывных волн с точностью до второго порядка малости находится из простого соотношения [13 — 15]

$$u(z) = c(z) + j_0 \alpha(z) v(z). \quad (5)$$

В (5) $\alpha(z) = \frac{\gamma + 1}{2}$ — параметр нелинейности среды, выражающийся через показатель

адиабаты воздуха γ ; $j_0 = \frac{1}{2}$ для ударного фронта [13 — 15] и $j_0 = 1$ для области волны

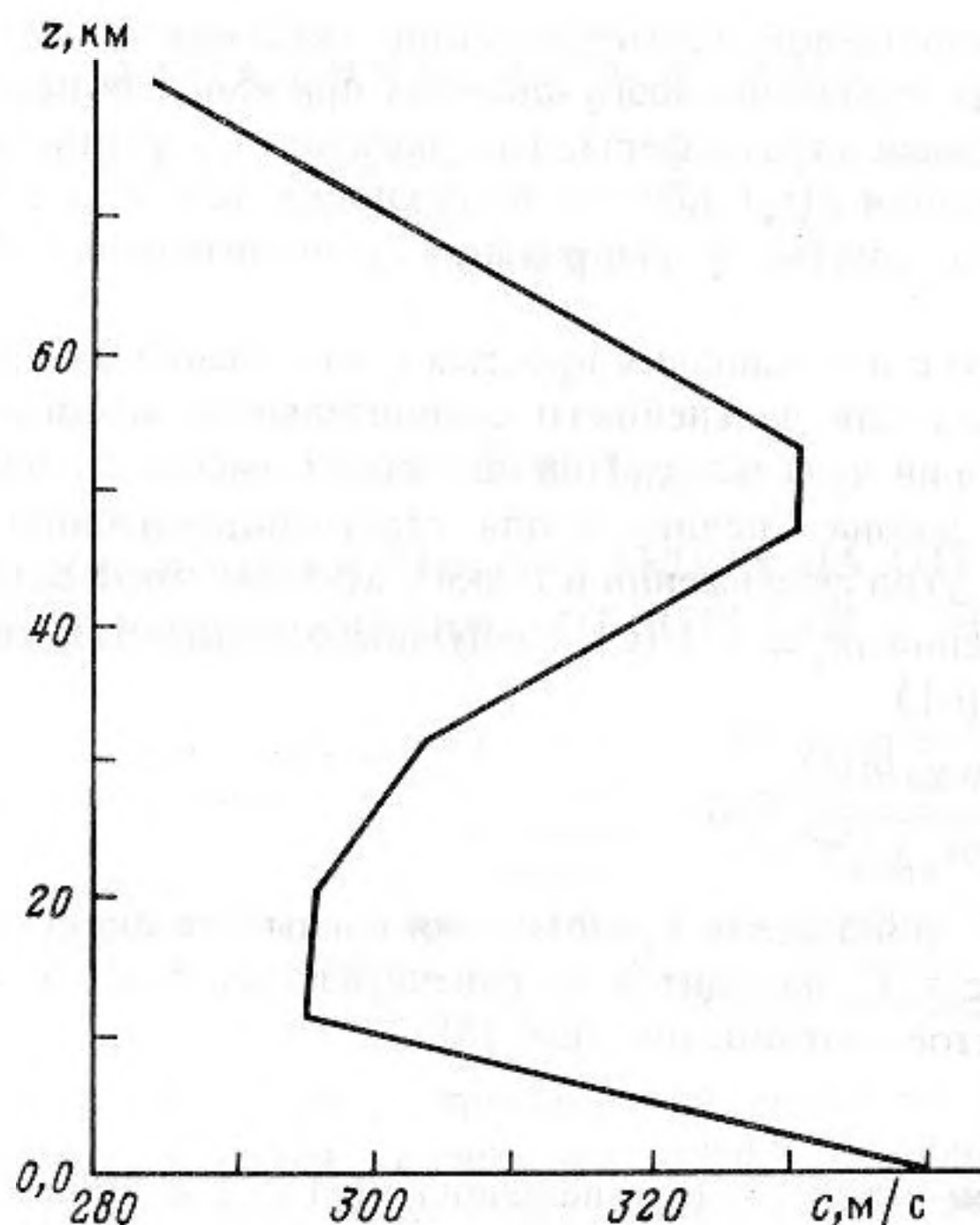
непосредственно за ее фронтом, $v(z)$ — соответствующая скорость частиц среды в волне. Из (4), (5) нетрудно получить аналогичное (2) уравнение для траектории лучей с учетом влияния нелинейных эффектов

$$r(z, \chi_0) = \int_{z_s}^z \frac{\cos \chi_0 / N(z)}{\sqrt{1 - \cos^2 \chi_0 / N^2(z)}} dz, \quad (6)$$

где $N(z) = n(z) [1 + j_0 \alpha(z_s) M(z_s)] / [1 + j_0 \alpha(z) M(z)]$, $M(z) = v(z) / c(z)$. Поскольку здесь рассматриваются слабые взрывные волны, то $N(z) \approx n(z) \{1 + j_0 [\alpha_s M_s - \alpha(z) M(z)]\}$, где $\alpha_s = \alpha(z_s)$, $M_s = M(z_s)$. По аналогии с (3) горизонт точки поворота луча находится из уравнения

$$\cos \chi_0 = N(z_n). \quad (7)$$

Из (7) следует, что для рассматриваемой ситуации в стратосфере $n(z_m) > 1$ возможно появление на горизонтальных расстояниях $r_l = 2lr(z_m)$ ($l = 1, 2, \dots$) акустических сигналов, испытавших полное отражение от верхней стратосферы, лишь при выполнении



Зависимость скорости звука $c(z)$ от высоты z в модели стандартной атмосферы [12]

следующего условия

$$M(z_m) > \frac{\alpha_s}{\alpha(z_m)} M_s + \frac{n(z_m) - \cos \chi_0}{j_0 n(z_m) \alpha(z_m)}, \quad (8)$$

т.е. необходимо, чтобы давление во взрывной волне на высоте $z = z_m = z_n$ превышало аналогичную величину в источнике $z = z_s$. Полученный результат представляется вполне очевидным, поскольку "отражает" всего лишь тот факт, что существование точек поворота в стратифицированной среде для нелинейной волны определяется отношением скоростей ее распространения на высотах $z = z_m = z_n$ и $z = z_s$, т.е. $\cos \chi_0 = u(z_s)/u(z_n)$. Именно это обстоятельство не было учтено в [11,12], где при получении аналогичного (6) выражения для $r(z, \chi_0)$ (см. (1) в [12]) не последовательно использовался некорректно записанный закон Снеллиуса $\cos \chi/u(z) = \cos \chi_0/c(z_s)$, что в итоге привело в [12] к ошибочным физическим выводам. Действительно, из (8) следует, что высота точек поворота соответствующих лучей уменьшается не с ростом мощности взрыва, как утверждается в [12], а с возрастанием давления во взрывной волне на высоте $z = z_m = z_n$ относительно аналогичной величины вблизи источника $z = z_s$. Этот вывод является принципиальным для объяснения возможности возникновения дополнительных областей аномальной слышимости проявлением эффекта нелинейной рефракции взрывных волн, к оценкам которого теперь перейдем.

Посмотрим возможна ли вообще ситуация, при которой $M(z_m) > M_s$ на высоте $z_m \approx 55$ км. Для оценки величины $M(z)$ воспользуемся результатами работ [13,14], согласно которым, в приближении N -волны для формы профиля слабой взрывной волны на сферической поверхности определенного радиуса R_0 (см. [7, 10, 12]), имеем

$$M(z) = \frac{p_m}{p_0(R_0)} \left\{ \frac{p_0(R_0) c(z) \Sigma(R_0)}{p_0(z) c(R_0) \Sigma(z)} \right\}^{1/2} \{1 + \sigma(z)\}^{-1/2}, \quad (9)$$

$$\sigma(z) = \frac{1}{R_*} \int_{z_s + R_0 \sin \chi_0}^z \{ \alpha^2(z) c^3(R_0) p_0(R_0) \Sigma(R_0) / \alpha^2(R_0) c^3(z) p_0(z) \Sigma(z) \}^{1/2} \frac{dz}{\sin \chi},$$

$$\Sigma(z) / \Sigma(R_0) = r \left| \sin \chi \frac{\partial r}{\partial \chi_0} \right| / R_0^2 \cos \chi_0, \quad R_* = \frac{\rho_0(R_0) c^3(R_0) T_m}{\alpha(R_0) p_m}.$$

В (9) p_m — амплитуда, а T_m — длительность, например, фазы сжатия во взрывной волне на сферической поверхности с радиусом R_0 , значение которого выбирается таким образом, чтобы взрывная волна на ней была слабой $M(R_0) = p_m/p_0(R_0) \ll 1$, а ее распространение во внутренней области $z \leq z_s + R_0 \sin \chi_0$, $r \leq R_0 \cos \chi_0$ можно было описывать в приближении однородной среды с соответствующими параметрами $c(R_0)$, $p_0(R_0)$, $\rho_0(R_0)$; $p_0(z) = p_0(0) e^{-z/H}$ — атмосферное давление, $\rho_0(z) = p_0(z)/c^2(z)$ — плотность атмосферного воздуха, H — высота однородной атмосферы. С целью получения наиболее оптимистической оценки для $M(z_m)$ пренебрежем нелинейной диссипацией энергии на ударном фронте, т.е. множителем $\{1 + \sigma(z)\}^{-1/2}$ в (9), и нелинейной рефракцией (с целью упрощения вычислений); тогда при используемых обычно значениях $H \approx 8$ км, $R_0 \approx 2$ км (см. [3, 7, 10–12]) и зависимости $c(z)$ (см рисунок), из (9) с учетом уравнения (2) для траектории лучей ($\chi_0 \rightarrow |\chi_m|$) находим, что на высоте $z = z_m \approx 55$ км, $\max \{M(z_m)\} \approx 0,4 M(R_0)$. Учитывая нелинейную диссипацию энергии на ударном фронте и его нелинейную рефракцию, из (9) с использованием уравнения (6) для траектории лучей ($\chi_0 \rightarrow |\chi_m|$) находим, что на высоте $z = z_m = 55$ км, $\max \{M(z_m)\} \approx 0,13 M(R_0)$. Таким образом, условие (8) не может быть выполнено в стратосфере ни для области волны за фронтом $j_0 = 1 (M(z_m) \leq 0,4 M(R_0))$, ни, тем более, для ударного фронта $j_0 = \frac{1}{2} (M(z_m) \leq 0,13 M(R_0))$, поскольку, как следует из (7), (8) и проведенных оценок значения $M(z_m)$, нелинейная рефракция наоборот препятствует возникновению точек поворота, т.е. полному отражению взрывных волн от верхней стратосферы, и потому не в состоянии обеспечить возникновения дополнительных областей аномальной слышимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Balachandran N.K., Donn W.L., Rind D.H. Concorde sonic booms as an atmospheric probe // Science 1977. V. 197, № 4298. P. 47–49.
2. Дуккерг П. Распространение волн взрывов в атмосфере. М.: Гостехтеориздат, 1934. 32с.
3. Буш Г.А., Куличков С.Н. О частичном отражении акустического импульса от верхней стратосферы // Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т. 22. № 7. С. 728–735.
4. Глаголев Ю.А. Справочник по физическим параметрам атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 211 с.
5. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 206 с.
6. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
7. Куличков С.Н. Об отражении акустического импульса от нижней термосферы // Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т. 21. № 9. С. 1000–1004.
8. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 647 с.
9. Митра С.К. Верхняя атмосфера. М.: Изд-во иностр. лит. 1955. 638 с.
10. Куличков С.Н. О коэффициенте отражения акустических волн от верхней стратосферы // Изв. АН СССР. ФАО. 1989. Т. 25. № 7. С. 688–694.
11. Фридман В.Е. Нелинейная рефракция акустических импульсов в изотермической атмосфере // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 571–572.
12. Лернер А.М., Осташев В.Е., Фридман В.Е. К объяснению аномального распространения звука в атмосфере // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 313–318.
13. Пелиновский Е.Н., Петухов Ю.В., Фридман В.Е. Приближенные уравнения распространения мощных акустических сигналов в океане // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 4. С. 436–444.
14. Петухов Ю.В., Фридман В.Е. Распространение взрывных волн в стратифицированном океане // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 12. С. 1307–1315.
15. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.

ON THE INFLUENCE OF A NONLINEAR REFRACTION
ON A REFLECTION OF PRESSURE EXPLOSION WAVES
FROM THE UPPER ATMOSPHERE

An influence of effects of a nonlinear refraction and linear diffraction on a reflection of the excited by ground sources explosion pressure waves from the upper stratosphere, where sound velocity is less than the corresponding values near the Earth surface, is investigated. It is shown that the observed partial reflection of the explosion waves from the upper stratosphere resulting in anomalous audibility regions formation at definite distances from corresponding points can be explained only by a display of the diffraction effects.