

## ВЛИЯНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ НА ПАРАМЕТРЫ РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В НЕМ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

© 2019 г. С. И. Косяков<sup>а, \*</sup>, С. Н. Куличков<sup>а</sup>, И. П. Чунчужов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова  
Российской академии наук, Пыжевский пер. 3, Москва, 119017 Россия

\*e-mail: snik1953@gmail.com

Поступила в редакцию 04.07.2018 г.

После доработки 14.02.2019 г.

Принята к публикации 20.03.2019 г.

Анализируются экспериментальные данные по амплитудно-временным параметрам  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$ ,  $t_{R+}$ ,  $t_{R-}$  первых положительной и отрицательной фаз акустических волн в атмосфере от импульсных источников различной природы. Экспериментальные данные сравниваются с результатами численного моделирования сферически и цилиндрически симметричного распространения взрывной волны в однородном воздухе. По результатам сравнения выявлены особенности влияния устойчивости пограничного слоя атмосферы на параметры и форму распространяющихся в нем акустических сигналов. Приводятся аппроксимации экспериментальных значений  $p_-$ ,  $t_-$  и  $t_{R-}$  регистрируемых акустических сигналов для широкого диапазона изменения значений энергии источников  $10^{-8} < Q < 10^{10}$  кг ТНТ и приведенных расстояний  $1 < R/Q^{1/3} < 4 \times 10^4$  м/кг<sup>1/3</sup> до них.

**Ключевые слова:** пограничный слой атмосферы, импульсные источники, распространение, взрывные волны, сферическая и цилиндрическая расходимость, моделирование, форма волны

**DOI:** 10.1134/S0320791919040075

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования влияния пограничного слоя атмосферы на параметры и форму акустических волн от импульсных источников уделяется большое внимание. Интерес к таким исследованиям обусловлен решением как фундаментальных, так и прикладных задач, например, изучением закономерностей распространения нелинейных волн в неоднородных движущихся средах [1, 2], защитой людей и остекления зданий от интенсивных акустических волн при массовых взрывах на карьерах [3] или выходе высокоскоростного поезда из тоннеля [4].

Многочисленными экспериментальными и теоретическими исследованиями установлено, что на приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3} > 1$  м/кг<sup>1/3</sup> от источника (где  $R$  – расстояние в метрах;  $Q$  – энергия взрыва в кг тринитротолуола (ТНТ); 1 кг ТНТ =  $4.2 \times 10^6$  Дж) параметры волнового возмущения практически не зависят от природы источника (взрыв, извержение вулкана, звуковой удар, грозовой или иной электрический разряд, оптический пробой), а определяются его энергией и характеристиками трассы распространения.

Например, распространение акустического импульса в устойчиво-стратифицированном пограничном слое атмосферы приводит к увеличению амплитуд  $p_+$  и  $p_-$  его первых положительной и отрицательной фаз по сравнению с нейтральными условиями. Так, на рис. 1 приведены волновые профили взрывных волн, полученные в условиях приземной инверсии (рис. 1а) и нейтральной стратификации (рис. 1б). Регистрация осуществлялась на расстоянии  $R = 10^3$  м от места взрыва заряда взрывчатого вещества (ВВ) энергией  $Q = 1$  кг ТНТ. Видно, что приземная инверсия заметно влияет на амплитудно-временные параметры акустической волны.

Ниже, исследование влияния погранслоя атмосферы на параметры акустических волн от импульсных источников проведем в два этапа. На первом этапе будут обобщены экспериментальные данные об амплитудно-временных характеристиках волн (значения  $p_+$  и  $p_-$ , длительности  $t_+$  и  $t_-$  первых положительной и отрицательной фаз, времена  $t_{R+}$  и  $t_{R-}$  достижения давлением экстремальных значений  $p_+$  и  $p_-$  в этих фазах, рис. 1) при их распространении в приземном слое атмосферы в зависимости от приведенного расстояния

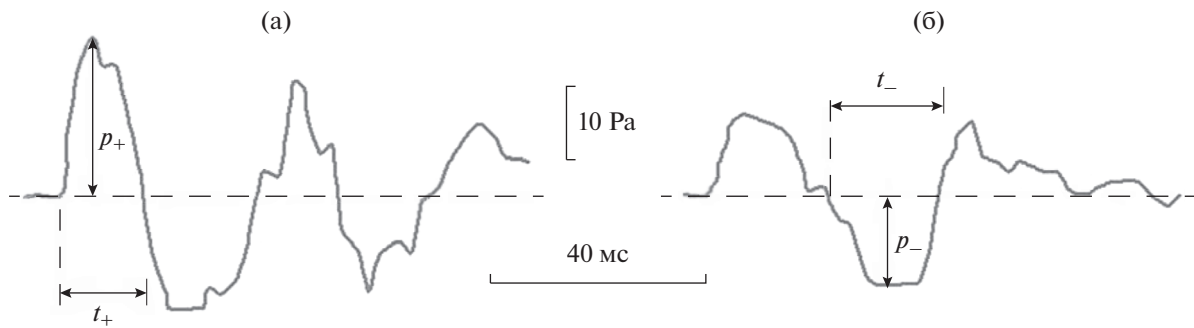


Рис. 1. Влияние стратификации пограничного слоя атмосферы на изменение формы взрывной волны, [3]: (а) устойчивая стратификация (приземная инверсия); (б) нейтральная стратификация.

$R/Q^{1/3}$  от источника. На втором этапе посредством сравнения указанных экспериментальных данных с результатами численных расчетов будут выявлены особенности влияния устойчивости атмосферного погранслоя на параметры и форму распространяющихся в нем акустических импульсов.

#### ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В [5, 6] (см. рис. 2а, 2в, 2д) представлены результаты исследований параметров  $p_+$ ,  $t_+$  и  $t_{R+}$  акустических волн от импульсных источников различных типов в достаточно широком диапазоне приведенных расстояний ( $0.5 < R/Q^{1/3} < 4 \times 10^4$  м/кг<sup>1/3</sup>). Здесь диапазон энергии взрывов конденсированных химических ВВ изменялся в пределах  $10^{-5} < Q < 5 \times 10^7$  кг ТНТ, сверхмощных взрывов —  $1.38 \times 10^5 < Q < 5.8 \times 10^{10}$  кг ТНТ, газовых взрывов —  $1.2 \times 10^1 < Q < 1.35 \times 10^4$  кг ТНТ, импульсных сверхзвуковых струй —  $7.51 \times 10^{-5} < Q < 2.55 \times 10^1$  кг ТНТ. Энерговыведение при оптическом и электрическом пробое составляло около  $10^{-8}$  кг ТНТ. Тем самым, на рис. 2 обобщено свыше 6300 экспериментальных значений характеристик акустических сигналов от импульсных источников в очень широком диапазоне  $10^{-8} < Q < 5.8 \times 10^{10}$  кг ТНТ их энергии.

В случае взрывных источников величина  $Q$  известна непосредственно. Например, в [7] методом фазовой голографической интерферометрии исследованы слабые волновые возмущения от взрывов зарядов из азида свинца ( $\text{AgN}_3$ ) массами от 0.5 до 10 мг. Эти экспериментальные данные были использованы как в [5, 6], так и в настоящей работе на рис. 2.

Для импульсных сверхзвуковых струй, оптического и электрического пробоев величина  $Q$  подбиралась методом наименьших квадратов по критерию наилучшего соответствия опытных данных

по  $p_+$  от этих источников и зависимости для средних значений величины  $p_+$  от взрывов химических ВВ

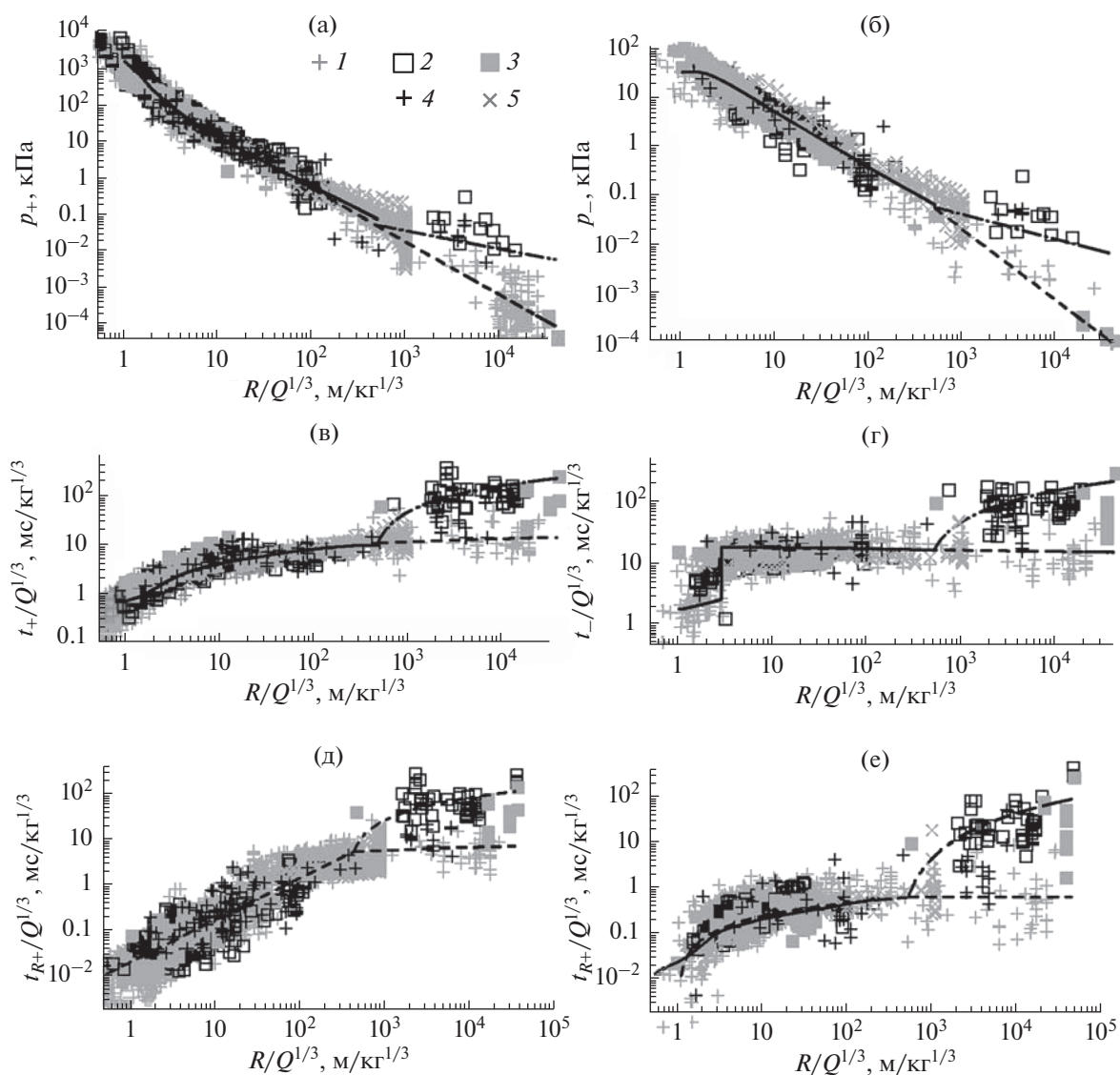
$$p_+ = 420(R/Q^{1/3})^{-1.45}, \text{ кПа.} \quad (1)$$

Эта зависимость, обозначенная на рис. 2а черной пунктирной линией, получена в работе [8] для взрывов химических ВВ с областью применимости  $20 < R/Q^{1/3} < 500$  м/кг<sup>1/3</sup>. В работе [5] область применимости формулы (1) предложено расширить до  $10 < R/Q^{1/3} < 4 \times 10^4$  м/кг<sup>1/3</sup>.

Таким образом, используя соотношение (1) для импульсных сверхзвуковых струй, экспериментально исследовавшихся в [9], подобраны энергии эквивалентных взрывных источников в диапазоне  $7.51 \times 10^{-5} < Q < 1.34 \times 10^{-1}$  кг ТНТ. Для оптических и электрических пробоев (см., например, [1]) энергия эквивалентного взрывного источника составила  $Q \sim 10^{-8}$  кг ТНТ.

При анализе экспериментальных данных на рис. 2 обращает на себя внимание тот факт, что разброс их значений (около 1 порядка для  $p_+$  и  $t_{R+}/Q^{1/3}$ , а также 0.5–1 порядка для  $t_+/Q^{1/3}$ ) на приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3} < 500$  м/кг<sup>1/3</sup> практически не изменяется с удалением от источника. Этот разброс обусловлен влиянием большого количества факторов, таких как энергия импульсного источника, устойчивость приземного слоя атмосферы, запыленность этого слоя, шероховатость подстилающей поверхности и т.п.

На приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup> разброс экспериментальных точек увеличивается до 2 порядков для параметров  $t_+/Q^{1/3}$ ,  $t_{R+}/Q^{1/3}$  и до 3 порядков для параметра  $p_+$ . При этом в верхних частях областей разброса экспериментальных данных располагаются значения, обозначенные цифрами 2 на рис. 2 для сверхмощных импульсных источников энергией  $Q \sim 10^{10}$  кг ТНТ, а в нижних — значения, обозначенные цифрами 1 и 3 для источников энергией  $Q \sim 10^1$ – $10^7$  кг ТНТ.



**Рис. 2.** Амплитудно–временные параметры акустических волн от различных источников: 1 – взрыв конденсированного химического ВВ; 2 – сверхмощный взрыв; 3 – газовый взрыв; 4 – сверхзвуковая импульсная струя; 5 – оптический и электрический пробой.

Аналогичный эффект разделения экспериментальных данных 2 и 1, 3 на рис. 2 по энергии  $Q$  источника наблюдается и для трех других анализируемых в настоящей работе параметров акустических волн –  $p_-$ ,  $t_-/Q^{1/3}$  и  $t_{R-}/Q^{1/3}$ . На рис. 2б, 2г, 2е представлено обобщение указанных данных. Такое обобщение впервые осуществлено в настоящей работе. Обозначения для экспериментальных точек на всем рис. 2 одинаковы. Литературные источники, откуда выбирались указанные данные, те же, что и в работах [5, 6]. Из рис. 2б, 2г, 2е видно, что на приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3} < 500 \text{ м/кг}^{1/3}$  разброс экспериментальных значений также изменяется от половины порядка до порядка значения соответствующих пара-

метров  $t_-/Q^{1/3}$ ,  $t_{R-}/Q^{1/3}$  и  $p_-$ , а на удалениях  $R/Q^{1/3} > 500 \text{ м/кг}^{1/3}$  от источника разброс увеличивается до 2–3 порядков.

Для объяснения данного эффекта в работах [5, 6] выдвинута гипотеза, согласно которой отмеченное выше разделение экспериментальных данных  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $t_+/Q^{1/3}$ ,  $t_-/Q^{1/3}$ ,  $t_{R+}/Q^{1/3}$  и  $t_{R-}/Q^{1/3}$  по энергии  $Q$  источников можно связать с геометрическим фактором распространения акустических волн от импульсного источника мегатонной энергии (например, удара болида о земную поверхность [10], см. рис. 3) в ограниченной по высоте атмосфере.

На некотором удалении от источника (при значениях  $R/Q^{1/3} \approx 500 \text{ м/кг}^{1/3}$ ) характерный линейный масштаб акустико–гравитационных волн

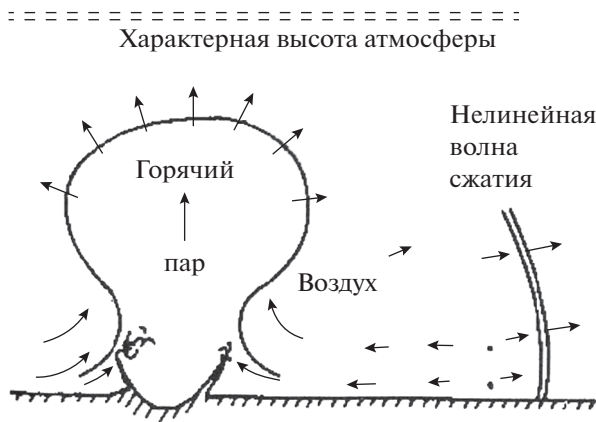


Рис. 3. Схема формирования акустической волны при падении небесного тела на Землю [10].

(АГВ) становится сопоставим с масштабом земной атмосферы (толщина  $h \approx 100$  км). Здесь под АГВ мы понимаем сверхнизкочастотные инфразвуковые волны, которые могут иметь периоды, превышающие период Брента–Вяйсяля для внутренних гравитационных волн (около 5 минут), но распространяться при этом с акустической скоростью. Такие волны соответствуют фундаментальной моде решения волновых уравнений и по аналогии с распространяющимися вдоль поверхности твердых тел волнами Лэмба [11] также называются волнами Лэмба в атмосфере, поскольку распространяются вдоль земной поверхности [12, 13]. Так, для сверхмощных взрывов энергией  $Q \approx 10^9–10^{10}$  кг ТНТ приведенное расстояние  $R/Q^{1/3} \approx 500$  м/кг<sup>1/3</sup> соответствует абсолютным расстояниям  $R \approx 500–1000$  км. На таких расстояниях область, в которой волна увлекает в движение воздух, представляет собой цилиндр с отношением диаметра  $d$  к высоте  $h$ , равным  $d/h \geq 10–20$ . Предполагается, что в результате этого характер распространения АГВ волны меняется со сферического на цилиндрический, когда волна начинает распространяться в атмосфере как в тонком слое воздуха.

Следует отметить, что при обработке экспериментальных данных по параметрам акустических волн и их анализе учитывалось следующее обстоя-

тельство. Вблизи источника акустическая волна распространяется вдоль поверхности Земли как одиночная волна (см. левые графики на рис. 4). На больших расстояниях в точке наблюдения регистрируются уже несколько волн, по форме близких к теоретически предсказываемым  $N$ - и  $U$ -волнам (см. правые графики на рис. 4 и рис. 1). Такие приходы формируются в зоне слышимости волнами, распространяющимися вдоль лучей, поворачивающихся из-за рефракции к земной поверхности. Поэтому при анализе параметров акустических волн на приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup> от источника выбирались только те сигналы, которые по форме близки  $N$ - и  $U$ -волнам.

В частности, на рис. 2 символами 2 на расстояниях  $1.2 \times 10^3 < R/Q^{1/3} < 4.2 \times 10^4$  м/кг<sup>1/3</sup> обозначены экспериментальные данные для сверхмощных взрывов эквивалентной энергией  $7 \times 10^8 < Q < 5.8 \times 10^{10}$  кг ТНТ. Здесь расстояния АГВ составляли  $R = 2 \times 10^3–4.7 \times 10^4$  км. Примеры анализируемых АГВ, в которых присутствуют акустические сигналы, по форме близкие  $N$ - и  $U$ -волнам, представлены на рис. 5.

Необходимо также отметить, что впервые выявленное в настоящей работе разделение экспериментальных данных для  $p_-, t_-/Q^{1/3}$  и  $t_{R-}/Q^{1/3}$  наблюдается не только для акустических волн от сверхмощных взрывов, но и для волн от источников небольших энергий. Аналогичный эффект у акустических волн от источников небольших энергий впервые демонстрируется и для параметров  $p_+, t_+/Q^{1/3}$  и  $t_{R+}/Q^{1/3}$ . В частности, на рис. 2 символами 4 обозначены данные в акустических волнах, создаваемых сверхзвуковой струей детонационного генератора [14, 15]. Эквивалентная энергия такого импульсного источника составляла  $Q \approx 0.03–0.24$  кг ТНТ, что на 11–12 порядков меньше энергии сверхмощных взрывов. Расстояния, на которых осуществлялась регистрация акустических волн, составляли  $R = 20–4500$  м. Примеры волновых форм давления, близких к профилям  $N$ - и  $U$ -волн на приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3} \approx 4.3 \times 10^3$  и  $7.2 \times 10^3$  м/кг<sup>1/3</sup> от детона-

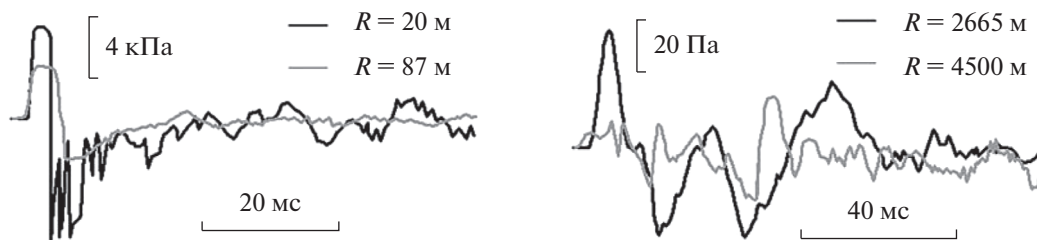


Рис. 4. Записи акустических сигналов  $p(t)$  от детонационного генератора [14].

ционного генератора, приведены на правых графиках рис. 4.

В рассматриваемых экспериментах [14, 15] измерения параметров акустических волн проводились в дневное время в условиях почти нейтральной стратификации пограничного слоя атмосферы (эти экспериментальные данные, обозначенные символами 4 на рис. 2, находятся в области разброса экспериментальных данных, обозначенных как 1 и 3 для взрывов химических ВВ), а также в ночное время в условиях устойчивой приземной инверсии и формирования приземного акустического волновода (эти данные 4 находятся в области разброса экспериментальных данных 2 для сверхмощных взрывов).

В условиях нейтральной или неустойчивой стратификации (рис. 6, [16]) звуковые лучи расходятся в верхнем полупространстве, тем самым реализуется случай сферически симметричного распространения волны в атмосфере. Наоборот, в условиях приземной инверсии (рис. 7, [16]) часть энергии “захватывалась” в акустический волновод толщиной  $h \approx 6-130$  м [15]. Точка расщепления  $R/Q^{1/3} \approx 500$  м/кг<sup>1/3</sup> у всей совокупности экспериментальных данных для параметров  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $t_+/Q^{1/3}$ ,  $t_-/Q^{1/3}$ ,  $t_{R+}/Q^{1/3}$  и  $t_{R-}/Q^{1/3}$  акустической волны от детонационного генератора ( $Q \approx 0.03-0.24$  кг ТНТ) находилась на удалении  $R \approx 800-1600$  м. Следовательно, область, в которой указанная волна увлекала в движение воздух, представляла собой цилиндр с отношением диаметра  $d$  к высоте  $h$ , равным  $d/h \geq 12-24$ , что близко к аналогичному отношению для волн от сверхмощных взрывов. В этом случае также следует предположить, что в результате формирования приземного акустического волновода из-за приземной инверсии характер распространения волны от детонационного генератора меняется со сферически симметричного расхождения на цилиндрическое.

Для случая нелинейной релаксирующей среды достаточно подробное исследование распространения ударных импульсов проведено, например в [1]. Необходимо отметить, что особенности формы акустических импульсов, возникающие при их распространении в различных волноводах, можно использовать также и для их детектирования от различных источников [17].

### СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

В целях подтверждения выдвинутого в настоящей работе предположения о возможной смене характера распространения акустической волны со сферически симметричного расхождения на цилиндрическое в приземном акустическом волноводе, сформированного приземной инверсией

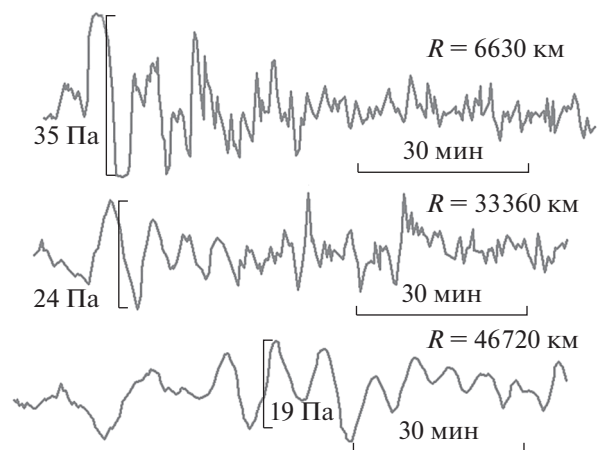


Рис. 5. Волновой профиль АГВ  $p(t)$  от сверхмощного взрыва энергией  $Q \approx 5.8 \times 10^{10}$  кг ТНТ [12].

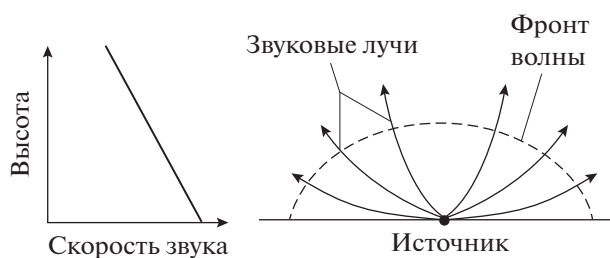


Рис. 6. Лучевая картина распространения акустического импульса при неустойчивой стратификации погранслоя [16].

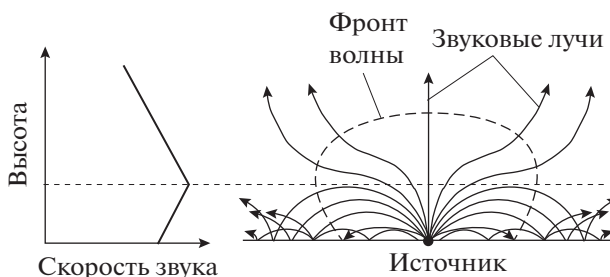


Рис. 7. Лучевая картина распространения акустического импульса при приземной инверсии [16].

температуры, обратимся к математическому моделированию распространения расходящихся взрывных волн. Данный методический прием анализа экспериментальных данных хоть и является достаточно очевидным, но вполне эффективным.

Формирование и распространение взрывной волны с достаточной точностью описывается системой нестационарных дифференциальных уравнений Эйлера, рассчитываемых с использованием конечно-разностного метода “крупных частиц” [18–20]. Это достаточно общий алго-

ритм, с помощью которого исследован широкий класс задач исследования, как дозвуковых, так и сверхзвуковых течений [20].

Численное моделирование сферически симметричного распространения взрывной волны в однородном воздухе осуществлялось в приближении мгновенной детонации заряда тротила массой  $Q = 1$  кг ТНТ [18]. Расчеты выполнялись на равномерной конечно-разностной сетке с размерами ячеек  $\Delta r = 10^{-3}$  м. Прогнозируемые параметры волны, обозначенные черными непрерывными линиями, демонстрируются на рис. 2 на фоне всей совокупности экспериментальных данных.

С одной стороны, соответствие указанных данных свидетельствует об удовлетворительном воспроизведении уравнениями Эйлера изменения параметров  $\Delta p_+$ ,  $\Delta p_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$  и  $t_{R-}$  акустических волн как минимум до приведенного расстояния  $R/Q^{1/3} \approx 500$  м/кг<sup>1/3</sup> от любого импульсного источника любой энергии  $Q$ . С другой стороны, эти же данные демонстрируют сферически симметричный характер распространения в приземном слое атмосферы нелинейных волн сжатия от источников с энергией  $Q \sim 10^1 - 10^6$  кг ТНТ (экспериментальные данные, обозначенные символами 1 и 3 на рис. 2) независимо от условий устойчивости этого слоя атмосферы и независимо от удаления от источника. В частности, сферическая расходимость акустической волны на дальностях  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup> (где в зоне слышимости регистрируются уже несколько акустических волн, распространяющихся вверх, а затем поворачивающихся из-за рефракции к земной поверхности) проявляется в том, что параметры волн  $\Delta p_+$ ,  $\Delta p_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$  и  $t_{R-}$  продолжают следовать общему тренду для сферически расходящейся акустической волны, обозначенному расчетными зависимостями (сплошная линия) и их экстраполяцией (пунктирная линия).

Наконец, данные рис. 2 свидетельствуют, что на удалениях  $R/Q^{1/3} < 500$  м/кг<sup>1/3</sup> акустические волны от источников мегатонной мощности ( $Q \sim 10^{10}$  кг ТНТ, когда  $R < 10^6$  м) и от слабых импульсных источников ( $Q \sim 0.1$  кг ТНТ, когда  $R < 232$  м) в условиях устойчивой приземной инверсии также имеют сферически симметричный характер распространения. Этот вывод подтверждается тем фактом, что экспериментальные данные типа 2 и 4 на рис. 2 группируются вокруг результатов численных расчетов (сплошная линия). На удалениях  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup> общий тренд изменения экспериментальных данных 2 и части данных 4 меняется, подчиняясь уже иным закономерностям, обозначенным штрихпунктирными линиями на рис. 2.

Теперь оценим выдвинутую ранее в работах [5, 6] гипотезу о том, что экспериментальные данные типа 2 и 4, группирующиеся на рис. 2 при  $R/Q^{1/3} >$

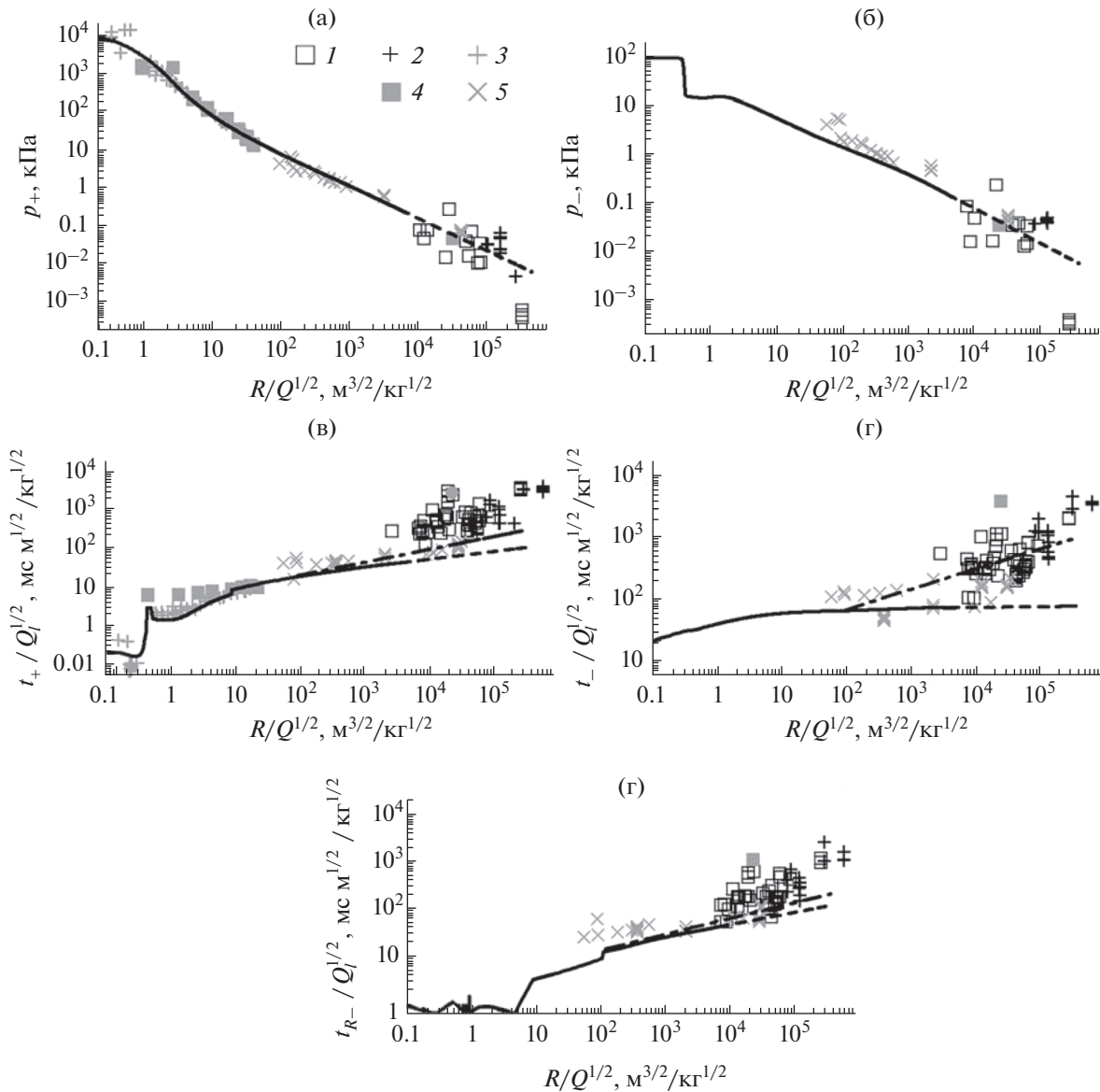
$> 500$  м/кг<sup>1/3</sup> вокруг штрихпунктирных линий, соответствуют цилиндрическому характеру распространения волн сжатия в ограниченном по высоте слое атмосферы.

С этой целью проанализируем данные на рис. 8 с использованием приведенных цилиндрических координат  $\psi/Q_i^{1/2}$  ( $\psi$  – соответствующий параметр волны либо расстояние  $R$  от источника до точки наблюдения,  $Q_i = Q/h$  – погонная энергия взрыва эквивалентного заряда тротила, (кг ТНТ)/м,  $h$  – длина заряда, принимаемая равной высоте атмосферы целиком или ее пограничного слоя, в котором распространяется акустическая волна, м). На рис. 8 анализируемые экспериментальные данные обозначены соответственно символами 1 и 2.

На этом же рисунке символами 3 и 4 обозначены данные для взрывов цилиндрических зарядов конденсированного и газообразного ВВ. Символами 5 представлены данные регистрации параметров головных волн, формирующихся в воздухе при полете тел со сверхзвуковой скоростью. Головные волны при этом имеют цилиндрический характер распространения в атмосфере [19].

Экспериментальные данные на рис. 8 сравниваются с результатами численного моделирования распространения цилиндрической взрывной волны в однородном воздухе [19]. Результаты расчетов обозначены на рис. 8 черными сплошными линиями. Здесь, как и в предыдущем случае, задача решалась посредством интегрирования системы уравнений Эйлера с использованием конечно-разностного метода “крупных частиц”. Использовалось приближение мгновенной детонации заряда тротила погонной массой  $Q_i = 1$  кг/м. Расчеты выполнялись на равномерной конечно-разностной сетке с размерами расчетных ячеек  $\Delta r = 10^{-3}$  м. На рис. 8 (как и на рис. 2) отсутствуют расчетные данные для параметра  $t_{R+}$ , поскольку уравнения Эйлера не могут описывать расширение фронтальной области акустической волны – они воспроизводят эффект опрокидывания волны любой конечной амплитуды по Риману.

Результаты, представленные на рис. 8, демонстрируют цилиндрически симметричный характер распространения в ограниченном по высоте слое атмосферы акустических волн, параметры которых обозначены на рис. 8 символами 1 и 2. В частности, цилиндрическая расходимость АГВ от источников мегатонной мощности ( $Q \sim 10^{10}$  кг ТНТ), а также волн сжатия от слабых импульсных источников ( $Q \sim 0.1$  кг ТНТ) в условиях устойчивой приземной инверсии проявляется в том, что их амплитудные параметры  $\Delta p_+$  и  $\Delta p_-$  группируются на рис. 8а, 8б вокруг вычисленных зависимостей, обозначенных как сплошной линией, так и их экстраполяций в виде пунктирной линии на рис. 8.



**Рис. 8.** Амплитудно–временные параметры цилиндрически расходящейся взрывной волны: 1 – сверхмощный взрыв, 2 – сверхзвуковая импульсная струя; 3 – взрыв конденсированного химического ВВ [18]; 4 – газовый взрыв [18]; 5 – головной скачок уплотнения [18].

Группы экспериментальных значений 1 и 2, обозначающих на рис. 8в, 8г, 8д временные параметры  $t_+$ ,  $t_-$  и  $t_{R-}$  рассматриваемых акустических волн, располагаются выше расчетных зависимостей, но своими нижними границами касаются указанных зависимостей. Это также подтверждает цилиндрическую расходимость акустических волн, распространяющихся в ограниченном по высоте слое атмосферы.

Вместе с тем, данные, обозначенные на рис. 8 как 1 и 2, свидетельствуют, что такие акустические волны могут иметь временные параметры  $t_+$ ,  $t_-$  и  $t_{R-}$  в 10–100 раз большие, чем это следует из

прогнозов по уравнениям Эйлера в приближении цилиндрической расходимости волн. Таким образом, рисунки 8в, 8г, 8д демонстрируют аномальное растягивание акустических волн при их распространении в ограниченном по высоте слое атмосферы. Эта закономерность проявляется не только для АГВ от сверхмощных взрывов ( $Q \sim 10^{10}$  кг ТНТ), но также и для акустических волн от слабых источников ( $Q \sim 0.1$  кг ТНТ) при распространении волн в пограничном слое атмосферы в условиях устойчивой приземной инверсии.

С целью объяснения указанного явления обратимся к результатам работ [13, 21]. В этих работах

рассматриваются математические модели, описывающие нелинейную эволюцию акустических возмущений от сверхмощных источников ( $Q \sim 10^{10}$  кг ТНТ) [13] и от источников небольшой энергии ( $Q \sim 0.1$  кг ТНТ) [21] при их сверхдальнем распространении как в атмосфере в целом, так и в ее инверсионном пограничном слое. Указанные модели учитывают также влияние дисперсионных свойств атмосферы на сверхдальнее распространение возмущений. При этом в работе [21] рассматривается именно цилиндрически-симметричное движение волн в приземном акустическом волноводе. Авторы [13, 21] пришли к выводу, что длительность акустических возмущений на больших удалениях от источника увеличивается пропорционально  $R^{1/3}$ . Отметим эти качественные зависимости на рис. 8в, 8г, 8д штрихпунктирными линиями, которые вполне удовлетворительно соответствуют экспериментальным данным 1 и 2.

Данный факт позволяет предположить, что определенный вклад в аномальное растягивание акустических волн при их распространении в ограниченном по высоте слое атмосферы обусловлен дисперсионным распылением волнового пакета в результате монотонного отставания низкочастотных гармоник, содержащихся в спектре волны, от высокочастотных гармоник. Некоторое отличие качественной зависимости вида  $t_+ \sim R^{1/3}$  от экспериментальных данных на рис. 8в, 8д можно объяснить несовершенством математических моделей [13, 21], не учитывающих, в частности, диссипативное затухание волн. Впрочем, это вопрос отдельных дальнейших исследований.

В целом, результаты численных расчетов на рис. 8 подтверждают результаты исследований [13, 21] о том, что акустические волны от сверхмощных источников ( $Q \sim 10^{10}$  кг ТНТ) и от источников небольшой энергии ( $Q \sim 0.1$  кг ТНТ) имеют цилиндрически симметричный характер своего сверхдального распространения как в атмосфере в целом, так и в ее инверсионном пограничном слое. Кроме того, совокупный анализ экспериментальных и расчетных данных на рис. 2 и 8 позволил объяснить впервые выявленное в настоящей работе разделение экспериментальных данных для  $p_-$ ,  $t_-/Q^{1/3}$  и  $t_{R-}/Q^{1/3}$  (наряду с  $p_+$ ,  $t_+/Q^{1/3}$  и  $t_{R+}/Q^{1/3}$ ) на удалениях  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup> именно сменой характера распространения акустических волн со сферически симметричного расхождения на цилиндрическое. При этом впервые показано, что на удалениях  $R/Q^{1/3} < 500$  м/кг<sup>1/3</sup> акустические волны распространяются сферически симметрично независимо от величины энергии  $Q$  импульсного источника и условий устойчивости пограничного слоя атмосферы.

### СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Для оценки амплитудно-временных характеристик  $p_+$ ,  $t_+$  и  $t_{R+}$  в первой положительной фазе акустических волн, распространяющихся в условиях неустойчивого или нейтрального пограничного слоя атмосферы следует воспользоваться уточненными и полученными в работах [5, 6, 8] соотношениями (1) и

$$t_+/Q^{1/3} = \begin{cases} 4.4 \lg(R/Q^{1/3} + 0.4) \\ \text{при } R/Q^{1/3} < 500, \\ 7.25 \sqrt{\lg(R/Q^{1/3})} \\ \text{при } R/Q^{1/3} \geq 500, \end{cases} \text{ мс/кг}^{1/3}, \quad (2)$$

$$t_{R+}/Q^{1/3} = \begin{cases} 0.021(R/Q^{1/3})^{0.92} \\ \text{при } R/Q^{1/3} < 500, \\ 3.89 \sqrt{\lg(R/Q^{1/3})} \\ \text{при } R/Q^{1/3} \geq 500, \end{cases} \text{ мс/кг}^{1/3}. \quad (3)$$

Область применимости формул (2) и (3) для длительностей  $t_+$  и  $t_{R+}$  составляет  $1 < R/Q^{1/3} < 4 \times 10^4$  м/кг<sup>1/3</sup>. Эти соотношения удовлетворительно описывают количественные зависимости, отмеченные на рис. 2а, 2в, 2д сплошными и пунктирными линиями.

Далее из анализа данных на рис. 2 можно получить аналогичные соотношения для оценки изменения с удалением от импульсного источника средних значений амплитудно-временных характеристик  $p_-$ ,  $t_-$  и  $t_{R-}$  второй отрицательной фазы акустических волн. Для этого проведем статистическую обработку на рис. 2б, 2г, 2е методом наименьших квадратов экспериментальных данных типа 1, 3 и 5, а также расчетных зависимостей, обозначенных сплошной и пунктирной линиями на рис. 2. В результате получаем новые формулы для оценки параметров  $p_-$ ,  $t_-$  и  $t_{R-}$  акустических волн в процессе их распространения в приземном неустойчивом или нейтральном слое атмосферы:

$$p_- = \begin{cases} 54(R/Q^{1/3})^{-1.12} & \text{при } R/Q^{1/3} < 500, \\ 420(R/Q^{1/3})^{-1.45} & \text{при } R/Q^{1/3} \geq 500, \end{cases} \text{ кПа}; \quad (4)$$

$$t_-/Q^{1/3} = 18(R/Q^{1/3})^{-0.02} \\ \text{при } R/Q^{1/3} \geq 5.1, \text{ мс/кг}^{1/3}; \quad (5)$$

$$t_{R-}/Q^{1/3} = \begin{cases} 3.7 \sqrt{\lg(R/Q^{1/3})} \\ \text{при } R/Q^{1/3} < 500, \\ 6.1 & \text{при } R/Q^{1/3} \geq 500, \end{cases} \text{ мс/кг}^{1/3}. \quad (6)$$



Их область применения также составляет  $1 < R/Q^{1/3} < 4 \times 10^4$  м/кг<sup>1/3</sup>.

Обращает на себя внимание тот факт, что на фоне последовательного увеличения длительности  $t_+/Q^{1/3}$  первой положительной фазы акустического сигнала (см. рис. 2в) длительность  $t_-/Q^{1/3}$  второй отрицательной фазы этого сигнала (см. рис. 2г) пусть незначительно, но снижается. Это происходит из-за того, что за отрицательной фазой волны движется следующая положительная фаза (см. рис. 1, 4 или 5), которая при распространении волны нагоняет эту отрицательную фазу. В результате длительность  $t_-$  уменьшается. Именно по этой причине авторы работ [5, 6, 22] предлагают оценку характеристик наземного импульсного источника дистанционным акустическим методом проводить по параметрам  $p_+$  и  $t_+$  в первой положительной фазе акустического сигнала.

Наконец, посредством статистического анализа экспериментальных данных 2 и 4 на рис. 2 как для сверхмощных источников ( $Q \sim 10^{10}$  кг ТНТ), так и для слабых импульсных источников ( $Q \sim 0.1$  кг ТНТ) в условиях устойчивой приземной инверсии также получены новые зависимости для средних значений параметров  $p_-$ ,  $t_-$  и  $t_{R-}$  акустических волн на приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup>:

$$p_- = p_+ = 1.2(R/Q^{1/3})^{-0.5}, \text{ кПа}; \quad (7)$$

$$t_-/Q^{1/3} = 100 \lg(R/Q^{1/3}/350), \text{ мс/кг}^{1/3}; \quad (8)$$

$$t_{R-}/Q^{1/3} = 40 \lg(R/Q^{1/3}/350), \text{ мс/кг}^{1/3}. \quad (9)$$

Эти зависимости, наряду с отношениями

$$t_+/Q^{1/3} = 123 \lg(R/Q^{1/3}/400), \text{ мс/кг}^{1/3}, \quad (10)$$

$$t_+/Q^{1/3} = 66 \lg(R/Q^{1/3}/400), \text{ мс/кг}^{1/3}, \quad (11)$$

полученными в [5, 6] для аналогичных условий, отмечены на рис. 2 штрихпунктирными линиями. Они носят скорее качественный характер и требуют дальнейшего уточнения.

В целом, по результатам исследований, представленных в настоящей работе и работе [21], можно сделать следующие качественные выводы о влиянии устойчивости пограничного слоя атмосферы на параметры распространяющихся в нем акустических волн. Так, в условиях устойчивой приземной инверсии (рис. 7) для источников малой энергии  $Q$  с высокой частотой  $\omega_m$  максимума спектра генерируемого импульса эффективная ширина волновода оказывается большой ( $M \gg 1$ ). Величина  $M = 2(\Delta C_{\text{eff}}/C_{\text{eff}})^{1/2} k_m h$  ( $h$  — толщина слоя инверсии в приземном слое,  $\Delta C_{\text{eff}}/C_{\text{eff}}$  — относительный перепад эффективной скорости звука в слое инверсии,  $k_m = \omega_m/c_0$  — волновое число на центральной частоте спектра импульса) характеризует число нормальных мод, распростра-

ющихся в волноводе. Так как  $M \gg 1$ , то волновод захватывает большое число мод, интенсивность которых убывает по цилиндрическому закону (7). Поле нормальных мод суммируется с вкладом в акустическое поле со стороны дифракционного поля так называемой боковой волны, убывающей примерно по сферическому закону (1) и обратно пропорционально  $M$  [21]. Поэтому при  $M \gg 1$  боковая волна быстро убывает от источника и остается вклад только нормальных мод, убывающих как  $1/R^{1/2}$ . Соответственно, при  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup> амплитудно-временные параметры  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$ ,  $t_{R+}$ ,  $t_{R-}$  первых положительной и отрицательной фаз акустических волн подчиняются зависимостям (7)–(11). В результате перехода от сферического к цилиндрическому распространению средние значения параметров  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$ ,  $t_{R+}$  и  $t_{R-}$  акустической волны увеличиваются на 1–2 порядка относительно случая распространения волны в неустойчивом или нейтральном пограничном слое атмосферы (рис. 2).

Наоборот, при увеличении энергии  $Q$  источника и уменьшении частоты  $\omega_m$  так, что ширина волновода  $M \ll 1$ , в волноводе распространяется только одна фундаментальная мода низшего порядка. Вертикальный угол скольжения единственной моды мал и не превышает величину  $\sim (\Delta C_{\text{eff}}/C_{\text{eff}})^{1/2}$ . Большая часть поля, распространяющаяся от источника под углами, превышающими величину  $\sim (\Delta C_{\text{eff}}/C_{\text{eff}})^{1/2}$ , не захватывается волноводом и распространяется в верхние слои атмосферы за пределы волновода сферически симметрично. Соответственно, амплитудно-временные параметры  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$ ,  $t_{R+}$ ,  $t_{R-}$  акустических волн на всех приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3}$  от источника подчиняются зависимостям (1)–(6).

При переходе к нейтральной и неустойчивой стратификации атмосферного пограничного слоя (рис. 6) волновод исчезает ( $M = 0$ ), а боковая волна вырождается в сферическую, чьи амплитудно-временные параметры  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$ ,  $t_{R+}$ ,  $t_{R-}$  также подчиняются зависимостям (1)–(6).

Изменение характера расходимости акустических волн, распространяющихся в ограниченном по высоте слое атмосферы, со сферического на цилиндрический должно проявляться не только в изменении количественных закономерностей для амплитудно-временных параметров  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$ ,  $t_{R+}$ ,  $t_{R-}$  волн. Оно может проявляться и в особенностях изменения формы волн по мере их удаления от источника. Для выявления указанных особенностей получим, опираясь на зависимости (1)–(11), отношения соответствующих амплитудных  $p_+/p_-$  и временных  $t_+/t_-$ ,  $t_{R+}/t_+$ ,  $t_{R-}/t_-$  параметров акустических волн в зависимости от приведенного расстояния  $R/Q^{1/3}$  до импульсного источника.

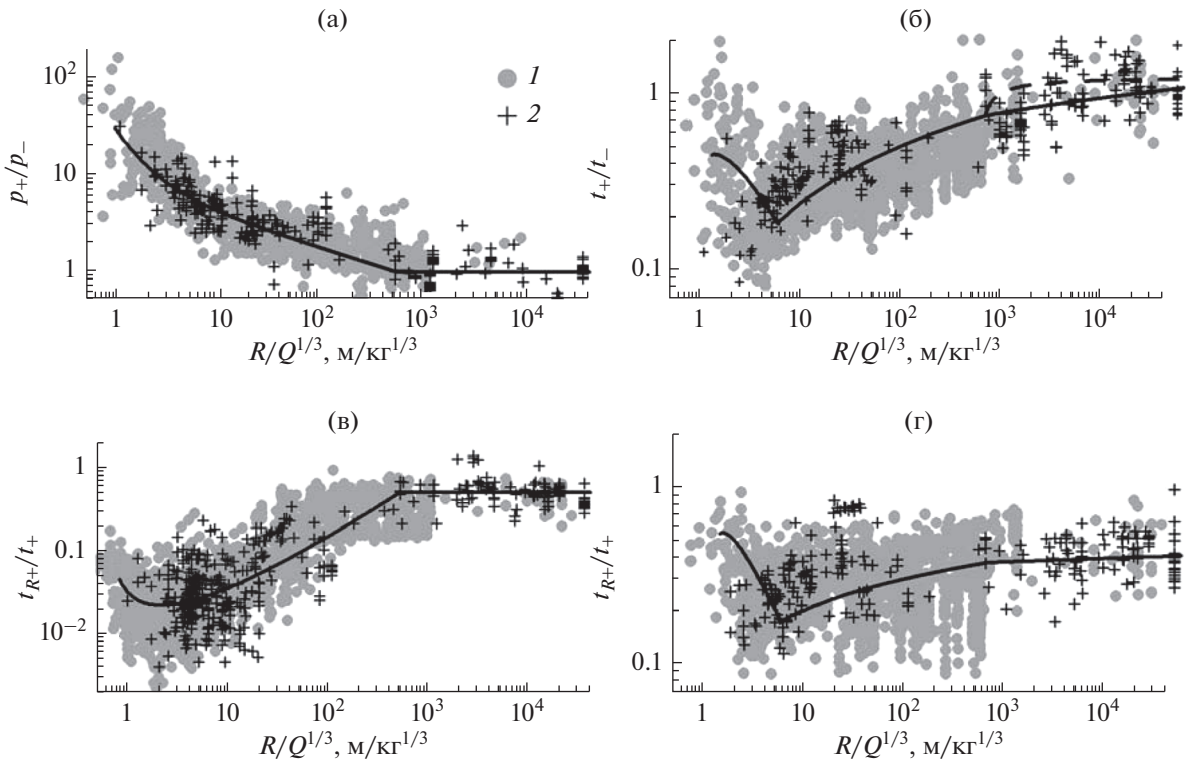


Рис. 9. Изменение отношений параметров акустических волн по мере их удаления от источника.

Аналогичным образом обрабатываем и экспериментальные данные на рис. 2. Фактически эти отношения, представленные на рис. 9, характеризуют собой степень симметричности формы акустической волны.

На рис. 9 символами 1 обозначены отношения соответствующих параметров, экспериментальные данные по которым 1–5 на рис. 2 группируются вокруг аппроксимационных зависимостей (1)–(6), обусловленных сферической расходимостью акустических волн. Символами 2 представлены отношения параметров, экспериментальные данные по которым 2–4 на приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup> группируются вокруг зависимостей (7)–(11), обусловленных цилиндрической расходимостью волн. Наконец, черными сплошными и пунктирными линиями на рис. 9 отмечены отношения соответствующих параметров акустических волн, прогнозируемые по формулам (1)–(11).

Сравнительный анализ экспериментальных данных на рис. 9 позволяет впервые выделить 3 этапа развития акустической волны. На первом этапе преобладают нелинейные эффекты. Проявляется это в том, что форма эпюры давления  $p(t)$  в ее фазе сжатия становится более треугольной, когда доля времени нарастания  $t_{R+}$  давления до максимума  $p_+$  относительно длительности самой фазы сжатия  $t_+$  снижается. Снижается также доля времени убывания  $t_{R-}$  давления до минимума  $p_-$

относительно длительности фазы разрежения  $t_-$ . Аналогичным образом ведет себя величина  $t_+$  относительно величины  $t_-$ . На приведенном расстоянии  $R/Q^{1/3} \approx 2$  м/кг<sup>1/3</sup> от источника длительность  $t_{R+}$  не превышает 20% от длительности  $t_+$ , на приведенном расстоянии  $R/Q^{1/3} \approx 5$  м/кг<sup>1/3</sup> такого же минимального значения в 20% достигают величины  $t_{R-}$  и  $t_+$  относительно длительности  $t_-$  (т.е.  $t_{R+}/t_+ \approx t_{R-}/t_- \approx t_+/t_- \approx 0.2$ ).

Напротив, на втором этапе развития акустической волны роль нелинейных эффектов уменьшается, а форма волны становится все более симметричной. Это проявляется в том, что по мере распространения волны в атмосфере относительные величины  $t_{R+}/t_+$ ,  $t_{R-}/t_-$  и  $t_+/t_-$  возрастают. При достижении  $R/Q^{1/3} \approx 500$  м/кг<sup>1/3</sup> длительности  $t_{R+}$  и  $t_{R-}$  достигают практически половины (54 и 40%, соответственно) от длительностей фаз сжатия  $t_+$  и разрежения  $t_-$  волны ( $t_{R+}/t_+ \approx 0.54$  и  $t_{R-}/t_- \approx 0.4$ ). Сами длительности фаз сжатия и разрежения почти выравниваются, поскольку величина  $t_+$  составляет в среднем 75% от величины  $t_-$  ( $t_+/t_- \approx 0.75$ ). Наконец, на этом же удалении от источника амплитуды  $p_+$  и  $p_-$  фаз выравниваются совершенно – в среднем  $p_+/p_- = 1$ . Другими словами, на приведенном расстоянии  $R/Q^{1/3} \approx 500$  м/кг<sup>1/3</sup> от источника акустическая волна становится слабым

возмущением, а форма ее эпюры давления  $p(t)$  принимает вид квазигармонического колебания.

Третий этап развития акустической волны проявляется в том, что доля времени нарастания  $t_{R+}$  относительно длительности первой моды  $t_+$ , а также доля времени убывания  $t_{R-}$  относительно длительности второй моды  $t_-$  остаются практически неизменными, составляя 54 и 40%, соответственно. Также неизменным остается равенство амплитуд  $p_+$  и  $p_-$ , несмотря на продолжающееся общее снижение интенсивности волны. Под незначительным нелинейным влиянием атмосферы продолжает увеличиваться лишь длительность  $t_+$ , которая на удалениях от источника  $R/Q^{1/3} = 4 \times 10^4$  м/кг<sup>1/3</sup> становится равной величине  $t_-$  или может даже превышать ее на 20% ( $t_+/t_- \approx 1-1.2$ ). Данные факты свидетельствуют о том, что у акустической волны на приведенных расстояниях  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup> по мере удаления от источника ее форма продолжает изменяться, стремясь к гармоническому колебанию.

Выявленные в настоящей работе и впервые описанные тремя этапами особенности изменения формы акустической волны являются универсальными, не зависящими от условий устойчивости пограничного слоя атмосферы. Указанные особенности наблюдаются как у волн, распространяющихся сферически симметрично, так и у волн, меняющих на приведенном расстоянии  $R/Q^{1/3} \approx 500$  м/кг<sup>1/3</sup> от источника характер своего распространения на цилиндрически симметричный. Данный опытный факт проявляется в том, что экспериментальные данные 2 на рис. 9 находятся в полосе разброса данных 1 и статистически от них не отличаются.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное обобщение свыше 6300 экспериментальных значений и результатов численных расчетов амплитудно-временных  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$ ,  $t_{R+}$  и  $t_{R-}$  параметров акустических волн от различных импульсных источников подтвердило гипотезу [5, 6] о влиянии геометрического фактора распространения АГВ от сверхмощного импульсного источника (когда  $Q \sim 10^{10}$  кг ТНТ) в ограниченной по высоте атмосфере.

Это же обобщение позволило впервые объяснить поведение указанных амплитудно-временных параметров акустических волн от источников небольших энергий при распространении волн в условиях приземной инверсии цилиндрическим характером процесса. Также впервые показано, что на удалениях  $R/Q^{1/3} < 500$  м/кг<sup>1/3</sup> акустические волны распространяются сферически симметрично независимо от величины энергии  $Q$

импульсного источника и условий устойчивости пограничного слоя атмосферы.

В работе получены новые соотношения (4)–(9) для параметров  $p_-$ ,  $t_-$  и  $t_{R-}$  акустических волн, распространяющихся в различных условиях устойчивости атмосферного пограничного слоя. Эти формулы могут использоваться в довольно широком диапазоне приведенных расстояний ( $1 < R/Q^{1/3} < 4 \times 10^4$  м/кг<sup>1/3</sup>) для импульсных источников различных типов энергией  $10^{-8} < Q < 10^{10}$  кг ТНТ.

Сравнительный анализ экспериментальных данных и их аппроксимаций (1)–(11) позволил впервые выделить 3 этапа развития акустической волны при распространении в приземном слое воздуха. На первых двух этапах на удалениях  $R/Q^{1/3} < 500$  м/кг<sup>1/3</sup> от источника на развитие волны существенное слияние оказывают нелинейные эффекты, а ее форма имеет выраженный треугольный профиль. На третьем этапе, когда  $R/Q^{1/3} > 500$  м/кг<sup>1/3</sup>, акустическая волна становится слабым возмущением, а ее форма принимает вид квазигармонического колебания. На представленную схему изменения формы акустической волны устойчивость пограничного слоя атмосферы заметного влияния не оказывает.

Обобщенные экспериментальные данные и зависимости (1)–(11) могут представлять интерес при изучении вопроса о влиянии различных диссипативных механизмов на поглощение энергии акустических волн и оценке расстояний, на которые они могут распространяться в атмосфере.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РНФ № 14-47-00049 (разделы 1-2) и РФФИ №№ 18-05-00576 (разделы 3, 5), № 16-05-00438 (раздел 4).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юлдашев П.В., Аверьянов М.В., Хохлова В.А. Оливер С., Блан-Бенон Ф. Сферически расходящиеся ударные импульсы в нелинейной релаксирующей среде // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 1. С. 40–50.
2. Lipkens B., Blackstock D.T. Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence. Part 1: Model experiment and general results // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 103. № 1. P. 148–158.
3. Гончаров А.И., Куликов В.И. Акустические волны при массовых взрывах на карьерах // ФГВ. 2004. Т. 40. № 6. С. 101–106.
4. Fujii K. CFD contributions to high-speed shock-related problems – examples today and new features tomorrow // Proc. of the 26th International Symposium on Shock Waves. July 2007. Göttingen, Germany. P. 4840–4847.
5. Мишенин А.А., Косяков С.И., Куликов С.Н. К вопросу об оценке параметров импульсных источников по результатам регистрации акустических волн в атмосфере // Изв. РАН. Сер. ФАО. 2016. Т. 52. № 6. С. 681–690.

6. *Косяков С.И., Куличков С.Н., Мишенин А.А.* Новые способы оценки энергии импульсных источников по результатам регистрации акустических волн в атмосфере // Изв. РАН. Сер. Физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1034–1040.
7. *Mizukaki T., Kleine H., Takayama K.* Quantitative visualization of weak shock waves by phase-shift holographic interferometry // Proc. of the 23d International Symposium on Shock Waves. July 22–27, 2001, Fort Worth, Texas, USA. P. 410–417.
8. *Цейтлин Я.И., Смолий Н.И.* Сейсмические и ударные воздушные волны промышленных взрывов. М.: Недра, 1981. 192 с.
9. *Coulter G.A., Bulmash G. and Kingery C.N.* Simulation Techniques for the Prediction of Blast from Underground Munitions Storage Facilities. U.S. Army Ballistic Research Lab., BRL-MR-3659, ADA196062, Aberdeen Proving Ground, MD, USA, February 1988. 95 p.
10. Угроза с неба: рок или случайность? Под ред. Боярчука А.А. М.: Космосинформ, 1999. 220 с.
11. *Анисимкин В.И.* Анизотропия основных характеристик волн Лэмба в пьезоэлектрическом кристалле (001)- $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 163–166.
12. *Pierce A.D., Kinney W.A.* Computational Techniques for the Study of Infrasound Propagation in the Atmosphere. Georgia Institute of Technology, AFGL-TR-76-0056, ADA024951, Atlanta, Georgia, USA, March 1975. 186 p.
13. *Куличков С.Н.* О распространении волн Лэмба в атмосфере вдоль земной поверхности // Изв. АН СССР. ФАО. 1987. Т. 23. № 12. С. 1251–1261.
14. *Чунчuzов И.П., Отрезов А.И., Петенко И.В., Товчигречко В.Н., Свертилов А.И., Фогель А.Л., Фридман В.Е.* Флуктуации времени пробега и длительности акустического импульса в пограничном слое атмосферы // Изв. РАН. Сер. ФАО. 1997. Т. 33. № 3. С. 324–338.
15. *Краснощечков Ю.И., Товчигречко В.Н., Фридман В.Е., Чунчuzов И.П.* Экспериментальное исследование распространения в атмосфере акустических импульсов, излучаемых детонационным генератором // Изв. РАН. Сер. ФАО. 1992. Т. 28. № 10–11. С. 1037–1043.
16. *Wright W.P.* Army Blast Claims Evaluation Procedures. U.S. Army Research Laboratory, ARL-MR-131, ADA277909, Aberdeen Proving Ground, MD, USA, March 1994. 43 p.
17. *Костенко К.В., Крюков Ю.С.* Метод детектирования импульса прямого сигнала от подводного взрывного источника в волноводе // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 1. С. 111–116.
18. *Косяков С.И., Самоваров А.Н., Васильев Н.Н.* Метод “крупных частиц” в задаче о распространении ВУВ в безграничной однородной атмосфере // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. 2016. Вып. 11–12(101–102). С. 96–102.
19. *Косяков С.И., Самоваров А.Н., Васильев Н.Н.* Математическое моделирование воздушных ударных волн как инструмент анализа результатов испытаний на взрывостойкость // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. 2017. Вып. 7–8(109–110). С. 40–46.
20. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. 392 с.
21. *Чунчuzов И.П.* Оценка нелинейных эффектов при распространении акустического импульса в приземном слое атмосферы в инверсионных условиях // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1986. Т. 22. № 2. С. 151–159.
22. *Буш Г.А., Иванов Е.А., Куличков С.Н., Педанов М.В.* Оценка параметров наземного импульсного источника дистанционным акустическим методом // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1989. Т. 25. № 11. С. 1164–1172.