

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ДИССИПАТИВНОЙ СРЕДЕ

В. Н. Гольдберг, И. Г. Зарницына, Т. Н. Федосеева,
В. Е. Фридман

При использовании взрывных, искровых или оптических источников звука важно определить режим их работы для получения определенных характеристик акустического сигнала, например определить скважность импульсов для получения наибольшей интенсивности результирующего сигнала. Подобные расчеты можно выполнить в приближении нелинейной геометрической акустики, учитывая при этом только нелинейное взаимодействие импульсов (см., например, [1, 2]). Для расчета формы сигнала в реальной среде (атмосфере, океане и т. п.) может оказаться необходимым совместный учет нелинейности и диссипации, что, в частности, позволит рассчитать изменение длительности фронтов взаимодействующих импульсов. Для учета совместного действия указанных факторов воспользуемся уравнением Бюргера, которое описывает трансформацию слабой ударной сферической волны в диссипативной среде [3]:

$$(1) \quad \frac{\partial v}{\partial z} - v \frac{\partial v}{\partial \tau} = \beta e^z \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2},$$

$$(2) \quad v = \frac{ur}{u_m r_0}, \quad z = \frac{r_0}{r_*} \ln \frac{r}{r_0}, \quad r_* = \frac{c^2 T_m}{\epsilon u_m},$$

$$\tau = (t - r/c) T_m^{-1}, \quad \beta = \eta / 2\epsilon T_m u_m.$$

Здесь u — скорость частиц в волне, u_m и T_m — пиковое значение скорости и длительность начального возмущения, определенного в $r=r_0$, η — коэффициент вязкости, c — скорость звука, ϵ — параметр нелинейности. Будем рассматривать взаимодействие одинаковых импульсов, состоящих из головной ударной волны и волны разгрузки. Форму импульса выберем близкой к форме взрывных волн в атмосфере или океане [4, 5]. Обозначая временной интервал между импульсом Δ , запишем граничное условие при $z=0$ для неперекрывающихся импульсов ($\Delta \geq 0$):

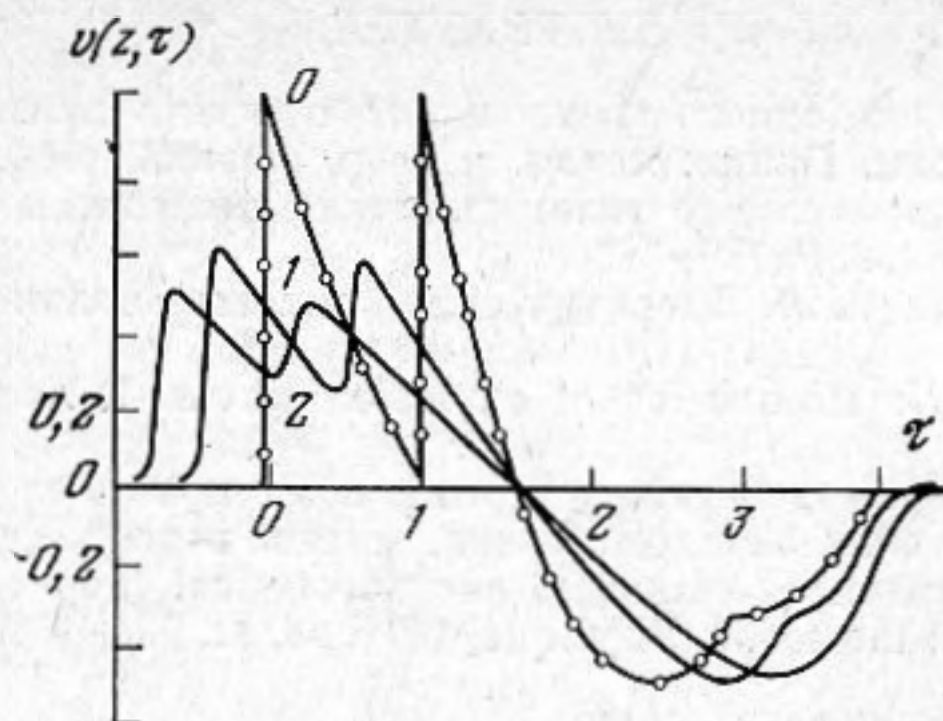
$$(3) \quad v(0, \tau) = \begin{cases} (1-\tau)(1-\tau/3), & 0 \leq \tau \leq 3, \\ 0, & 3 \leq \tau \leq 3+\Delta, \\ (4+\Delta-\tau) \left(2 + \frac{\Delta-\tau}{3} \right), & 3+\Delta \leq \tau \leq 6+\Delta. \end{cases}$$

Если интервал между импульсами мал ($\Delta < 0$), то вторая ударная волна около источника перекрывается с волной разгрузки первого импульса. При этом граничное условие имеет следующий вид:

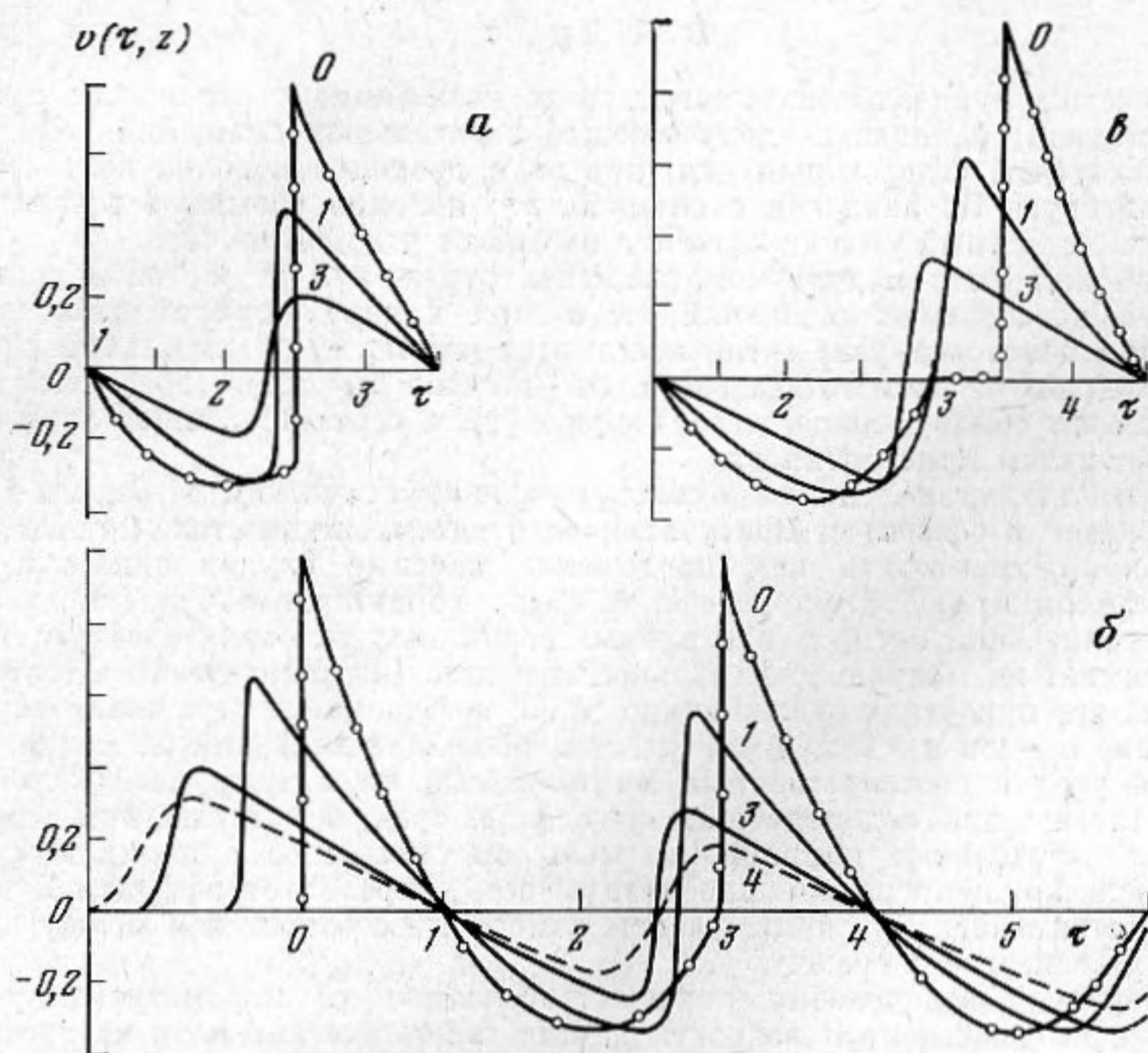
$$(4) \quad v(0, \tau) = \begin{cases} (1-\tau)(1-\tau/3), & 0 \leq \tau \leq 3+\Delta, \\ (1-\tau)(1-\tau/3) + (4+\Delta-\tau) \left(2 + \frac{\Delta-\tau}{3} \right), & 3+\Delta \leq \tau \leq 3, \\ (4+\Delta-\tau) \left(2 + \frac{\Delta-\tau}{3} \right), & 3 \leq \tau \leq 6+\Delta. \end{cases}$$

Численный расчет уравнения (1) с граничными условиями (3) и (4) был проведен при нескольких значениях интервала Δ и при величине безразмерного коэффициента затухания $\beta = 10^{-3}$. В качестве примера отметим, что уравнение (1) с этим значением β описывает распространение акустического сигнала в океане от подводного взрывного источника ТНТ весом несколько граммов. (Связь параметров (2) с весом заряда приведена в [6]).

Приведем полученные результаты. Когда ударные волны следуют одна за другой ($\Delta < -1$), происходит медленное, неэффективное взаимодействие (ср. [1]) разрывов, в котором волны разгрузки практически участия не принимают (фиг. 1). Интересно сравнить результаты взаимодействия при разных начальных интервалах Δ на некотором расстоянии. Выберем расстояние $z=3$, где волна является еще ударной; ширина ее фронта мала. (Для подводных взрывных источников весом несколько граммов $z=3$ соответствует расстоянию в несколько метров [6]). Видно, что при $\Delta < -1$ на этом расстоянии взаимодействие не приведет к формированию одной ударной волны. Быстрее идет взаимодействие, когда ударная волна второго импульса совмещена с волной разгрузки первого ($-1 < \Delta < 0$). При этом образуется почти



Фиг. 1. При малых временных интервалах ($\Delta < -1$) фронт второго импульса взаимодействует с ударной волной первого импульса. (Цифры около кривых указывают безразмерное расстояние z от источника)



Фиг. 2. Форма взаимодействующих импульсов. При $\Delta < 0$ взаимодействие начинается от источника (а, б). С ростом Δ эффективность взаимодействия увеличивается. Максимальная амплитуда ударной волны достигается при $0 < \Delta < 1$ (в)

симметричная ударная волна с конечной шириной фронта (фиг. 2, а). Также прямо от источника начинается взаимодействие при $\Delta = 0$, когда импульсы следуют один за другим (фиг. 2, б); на этой фигуре приводится полная осциллограмма взаимодействующих импульсов). Когда импульсы в источнике не перекрываются ($\Delta < 0$), взаимодействие начинается с некоторого расстояния. При этом формирование новой ударной волны наиболее эффективно для $0 < \Delta < 1$ (фиг. 2, в). С увеличением интервала ($\Delta > 1$) амплитуда ударной волны вновь уменьшается, поскольку до $z = 3$ происходит нелинейная диссипация на фронте второго импульса, который к моменту взаимодействия приходит уже ослабленным. Очевидно, что при еще большем увеличении интервала между импульсами нелинейного взаимодействия фактически не происходит, как как диссипация приведет к полному сглаживанию фронтов. Таким образом, для получения наибольшей амплитуды ударной волны с малой шириной фронта необходимо генерировать импульсы с небольшим временным интервалом между ними.

Авторы выражают признательность Л. А. Островскому за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цикулин М. А. О догоне одного треугольного профиля давления другим в асимптотике ударных волн. Прикл. механ. и теор. физика, 1960, 2, 132-138.
2. Фридман В. Е. Об одном случае взаимодействия импульсов с разрывными фронтами. Акуст. ж., 1976, 22, 5, 780-782.
3. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., «Наука», 1975.
4. Reed J. W. Atmospheric attenuation of explosion waves. J. Acoust. Soc. Amer., 1977, 61, 1, 39-47.
5. Стебновский С. В. Взаимодействие ударных волн при последовательном подводном взрыве сферических зарядов. Прикл. механ. и теор. физика, 1978, 4, 87-93.
6. Fridman V. E. Comparison of empirical and theoretical laws of parameter variation of explosion waves in the sea. J. Physique, 1979, 40, 11, 924-932.

Горьковский научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила
28 декабря 1979 г.

УДК 534

ЭФФЕКТ БРЮСТЕРА В АКУСТИКЕ И ЭФФЕКТ КОНСТАНТИНОВА

В. А. Дулов

Как известно, в идеальной упругой среде коэффициент отражения продольной волны от жесткой границы, не допускающей касательных смещений, обращается в нуль при некотором угле скольжения; при этом продольная волна полностью переходит в сдвиговую. По аналогии с оптикой, это явление называют эффектом Брюстера, а соответственный угол скольжения называют углом Брюстера.

В вязкой жидкости модуль коэффициента отражения от жесткой границы, не допускающей касательных смещений (т. е. при наличии прилипания), достигает минимума при некотором угле скольжения; этот минимум (равный 0,414) не зависит ни от частоты, ни от свойств жидкости. Это явление называют эффектом Константинова по имени обнаружившего его ученого [1], а соответственный угол скольжения называют углом Константинова.

На первый взгляд нет никакой связи между акустическим эффектом Брюстера в упругих средах и эффектом Константинова в вязких жидкостях. Однако оба этих эффекта можно трактовать как предельные частные случаи одного и того же явления: наличия в любой упруговязкой среде характерного угла скольжения θ_0 продольной волны, при котором при данных граничных условиях коэффициент отражения принимает по модулю минимальное значение (наличие такого минимума следует из того, что при углах скольжения 0 и 90° коэффициент отражения обращается соответственно в -1 и в +1, т. е. достигает наибольших значений по модулю). Ниже характерный угол и соответственный минимальный по модулю коэффициент отражения рассчитаны для водоподобных сред (т. е. сред, в которых при одинаковых деформациях касательные напряжения малы по сравнению с нормальными): для таких сред легко непрерывно проследить весь переход от эффекта Брюстера к эффекту Константинова при непрерывном изменении соотношения между сдвиговой упругостью и вязкостью в среде.

Охарактеризуем водоподобную среду плотностью ρ , параметрами упругости Ламе λ и μ и коэффициентом вязкости η . Для гармонических волн вязкость удобно учитывать, вводя мнимую часть во второй коэффициент Ламе (статический модуль сдвига) и полагая динамический модуль сдвига равным $\mu^* = \mu(1 - i \operatorname{tg} \varphi)$, где φ — угол потерь, связанный с вязкостью соотношением

$$(1) \quad \mu \operatorname{tg} \varphi = \omega \eta,$$

где ω — круговая частота. Для водоподобных сред $|\mu^*| \ll \lambda$. Поэтому волновое число продольных волн в задачах об отражении можно считать вещественным и полагать

его равным $k_l = \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{\lambda}}$; волновое число сдвиговых волн комплексно:

$$(2) \quad k_t = \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{\mu^*}} = \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{\mu}} \sqrt{\cos \varphi} e^{i \frac{\varphi}{2}}.$$

В водоподобных средах выполняется условие

$$(3) \quad k_l^2 \ll |k_t|^2.$$

Частный случай идеальной водоподобной упругой среды соответствует $\varphi = 0$; случай вязкой жидкости соответствует одновременному предельному переходу $\mu \rightarrow 0$, $\varphi \rightarrow 90^\circ$ при выполнении условия (1).