

$Z_{s, \text{огр}}$  ограниченной оболочки [3]. Величина коэффициента затухания в этом случае для оболочки длиной  $L/R = 6,06$  оказывается равной  $\eta = 2 \cdot 10^{-2}$ , приближаясь с увеличением длины оболочки к значению в вакууме. Так, для  $L/R = 14,7$   $\eta = 1,85 \cdot 10^{-2}$ .

Значение коэффициента затухания для квазисдвиговой волны, имеющей продольное волновое число, меньшее, чем волновое число в воде ( $\mu_1 < k_0 R$ ), много больше ( $\eta = 11 \cdot 10^{-2}$ ), чем для квазиизгибной волны за счет излучения в воду.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугаев В. В., Музыченко В. В., Паникленко А. П. К вопросу об амплитуде резонансного рассеяния звука ограниченными цилиндрическими оболочками // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 523—525.
2. Музыченко В. В., Рыбак С. А. Низкочастотное резонансное рассеяние звука ограниченными цилиндрическими оболочками. Обзор // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 561—577.
3. Белогорцев А. С., Музыченко В. В. Влияние ограниченности цилиндрической оболочки на амплитуду обратного рассеяния // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 228—234.

Акустический институт  
им. Н. Н. Андреева  
Российской академии наук

Поступило в редакцию  
11.11.92

УДК 534.231.1

© 1993 г. О. Э. Гулин, В. В. Темченко

#### О ВЛИЯНИИ ГРАНИЦ В ОДНОМЕРНОЙ ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ ИМПУЛЬСОВ НА СЛОЕ ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

В работе [1] на основе численного моделирования рассматривалась задача рассеяния временных импульсов различной формы на периодически неоднородном полупространстве. Настоящее сообщение продолжает исследования [1], [2] и посвящено анализу особенностей, возникающих в процессах обратного рассеяния при учете конечных размеров среды.

Пусть на слой среды  $L_0 \leq z \leq L$  с профилем скорости звука  $C(z) = C_0(1 + M \times \cos Kz)$  из области  $z > L$  с  $C(z) = C_2$  ( $C(z < L_0) = C_1$ ) в момент времени  $t = +0$  падает импульс  $\varphi(T)$ . Тогда внутри слоя звуковое поле  $U(z, t)$  удовлетворяет волновому уравнению с соответствующими граничными условиями (см. [1]). На границе слоя  $z = L$  имеем  $U(L, t) = \varphi(t) + R(t)$ , где  $R(t)$  — обратно рассеянный сигнал. В

безразмерных координатах  $\tau = t \times T^{-1}$ ,  $x(z) = T^{-1} \int_{L_0}^z dz' / C(z')$  ( $0 \leq x \leq l$ ) поле  $U(L, t)$  можно

представить в виде [1]

$$\tilde{U}(l, \tau) = \tilde{\varphi}(+0) \Psi_l(\tau) + \int_{+0}^{\tau} d\xi \Psi_l(\tau - \xi) \frac{\partial \tilde{\varphi}(\xi)}{\partial \xi}.$$

Здесь функция  $\Psi_l(\tau)$  описывает обратно рассеянное поле при падении на слой скачка  $\tilde{\varphi} = \theta(\tau)$  ( $\theta(\tau)$  — единичная функция Хевисайда), а  $T = 2lK^{-1}C_0^{-1}(1 - M^2)^{-1/2}$  — время прохождения фронтом импульса одного периода профиля  $\tilde{C}(x) \equiv C(z)$ .

Укажем основные особенности поведения функций  $\Psi_l(\tau)$  и  $\tilde{R}(\tau)$  для рассматриваемой задачи.

Ограниченный характер среды вносит изменения в поведение функции  $\Psi_l(\tau)$  при  $\tau \geq 2l$  по сравнению со случаем полупространства, когда  $\Psi_l(\tau)$  при  $\tau \rightarrow \infty$  стремится к стационарному уровню, зависящему от характеристик профиля  $\tilde{C}(x)$  [1]. Так, если  $C_1 \neq \tilde{C}(0)$  и  $C_2 = \tilde{C}(x)|_{x=l=0}$ , то в момент  $\tau = 2l$  наблюдается скачок функции  $\Psi_l(\tau)$  величиной  $R_1 = (C_1 - \tilde{C}(0))/(C_1 + \tilde{C}(0))$  с последующим переходом к стационарному состоянию, связанному с многократным влиянием границ [2]

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \Psi_l(\tau) = 2C_1 / (C_1 + C_2) = 1 + (C_1 - C_2) / (C_1 + C_2). \quad (1)$$

При согласованной границе  $x = 0$  (т. е.  $C_1 = \tilde{C}(0)$ ), когда на ней имеется разрыв производной  $d\tilde{C}(x)/dx$ , функция  $\Psi_l(\tau)$  стремится к уровню (1), испытывая при  $\tau = 2l$  лишь разрыв производной  $\partial \Psi_l(\tau) / \partial \tau$ . Увеличение амплитуды  $M$  в обоих случаях затягивает процесс установления режима (1).

Для бесконечных ( $\tau_1 \rightarrow \infty$ ) импульсов  $\tilde{\varphi}(\tau) = (\theta(\tau) - \theta(\tau - \tau_1)) \times B \times \sin(\Omega T \tau + \varphi_0)$  согласованность границы  $x = 0$  приводит к тому, что после момента  $\tau = 2l$  для  $\tilde{R}(\tau)$  начинается процесс

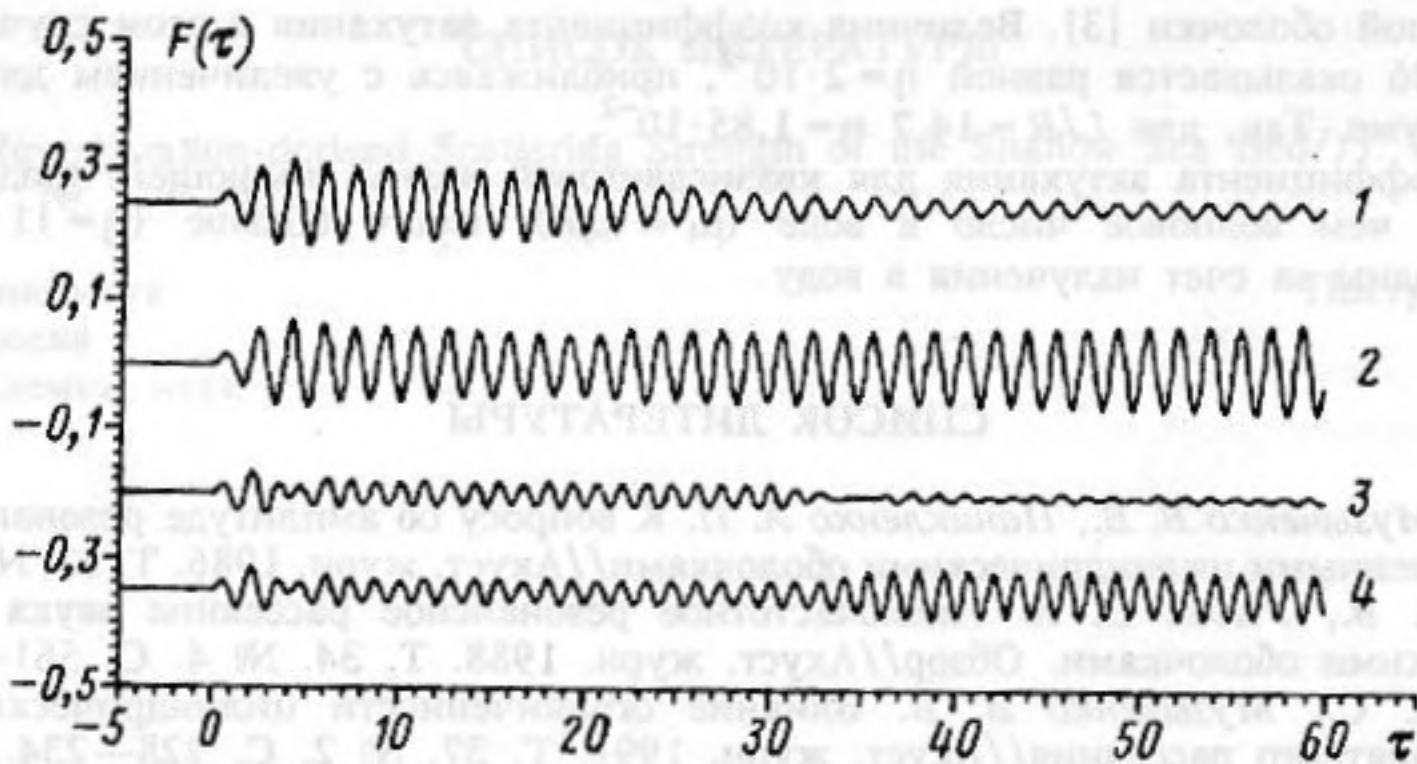


Рис. 1. Зависимость  $F(\tau) = \tilde{R}(\tau) + D$  при падении на слой  $0 \leq x \leq l$  среды с  $\tilde{C}(x(z)) = C_0(1 + M \cos Kz)$  импульса  $\varphi(\tau) = \theta(\tau)B \sin(\Omega T\tau + \varphi_0)$ . Кривые: 1 —  $D = 0,25$ ,  $l = 8$ ,  $\Omega T = 3,78$  ( $\Delta = -0,13$ ); 2 —  $D = 0$ ,  $l = 10$ ,  $\Omega T = 3,78$ ; 3 —  $D = -0,2$ ,  $l = 15$ ,  $\Omega T = 4,7$  ( $\Delta = -0,3$ ); 4 —  $D = -0,35$ ,  $l = 16$ ,  $\Omega T = 4,7$ . Везде:  $M = 0,3$ ,  $B = 0,1$ ,  $\varphi_0 = \pi$

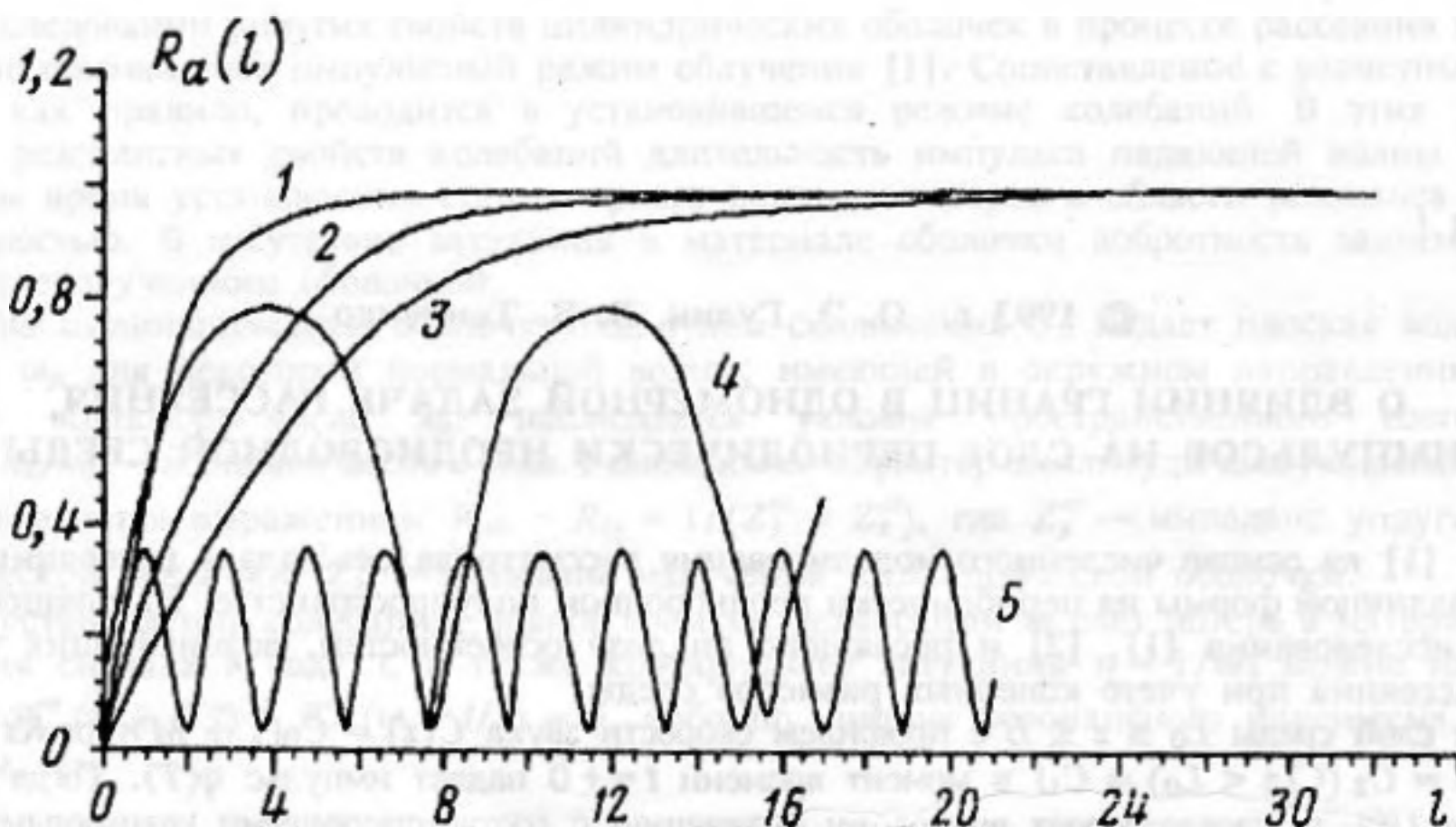


Рис. 2. Зависимость  $R_a(l)$  при падении на слой  $0 \leq x \leq l$  среды с  $\tilde{C}(x(z)) = C_0(1 + M \cos Kz)$  импульса  $\varphi(\tau) = \theta(\tau)B \sin(\Omega T\tau + \varphi_0)$ . Кривые: 1 —  $M = 0,3$ ,  $\Omega T = 3,29$  ( $\Delta = 0$ ); 2 —  $M = 0,1$ ,  $\Omega T = 3,15$  ( $\Delta = 0$ ); 3 —  $M = 0,5$ ,  $\Omega T = 6,42$  ( $\Delta = -0,52$ ); 4 —  $M = 0,3$ ,  $\Omega T = 3,78$  ( $\Delta = -0,13$ ); 5 —  $M = 0,3$ ,  $\Omega T = 4,7$  ( $\Delta = -0,3$ )

установления режима, который в зависимости от параметров  $M$ ,  $\Delta$ ,  $l$  ( $\Delta = (C_2K - 2\Omega)/2\Omega$ ) может быть либо близким к режиму, наблюдаемому при  $\tau < 2l$ , либо отличным от него (см. рис. 1). Отметим, что амплитуда колебаний обратного рассеянного поля в этом режиме становится зависящей от толщины слоя  $l$ . Так, если параметры  $M$ ,  $\Delta$  выбраны лежащими в зонах повышенного отражения (см. [1]), то отношение амплитуды поля  $\tilde{R}(\tau)$  ( $\tau \gg 2l$ ) к амплитуде  $B$  импульса  $\tilde{\varphi}(\tau)$ , обозначаемое через  $R_a(l)$ , является монотонно возрастающей функцией (рис. 2, кривые 1—3). Если же  $M$ ,  $\Delta$  попадают в области прозрачности или находятся вблизи их границ, то зависимость  $R_a(l)$  становится периодической (кривые 4, 5 на рис. 2). По мере удаления  $M$ ,  $\Delta$  от границ зон параметрического резонанса в глубь областей пропускания амплитуд колебаний функции  $R_a(l)$  уменьшаются, а их частота возрастает, что согласуется (при малых  $M$ ) с результатами работ [3, 4]. Увеличение амплитуды  $M$  неоднородностей  $\tilde{C}(x)$  ведет в зонах отражения к более быстрому достижению функцией  $R_a(l)$  предельного значения, равного единице (сравни кривые 1, 2 на рис. 2). Причем, во второй зоне повышенного отражения этот процесс происходит гораздо медленнее, чем в первой (кривая 3 на рис. 2).

Наличие скачка скорости звука на границе  $x = 0$  приводит к тому, что в зонах прозрачности при  $\tau_1 \rightarrow \infty$  и  $\tau \geq 2l$  для  $\tilde{R}(\tau)$  наблюдается процесс установления колебаний, при которых величина  $R_a(l)$  равна

$$R_a(l) = (C_1 - \tilde{C}(0))/(C_1 + \tilde{C}(0)) \quad (2)$$

и уже не зависит от толщины неоднородной среды. Отметим, что чем ближе выбраны  $M$ ,  $\Delta$  к границам зоны отражения, тем процесс достижения режима (2) длительнее. В зонах же повышенного отражения после установления режима  $R_a(l) = 1$ , влияние на  $\tilde{R}(\tau)$  скачка  $\tilde{C}(x)$  на границе  $x = 0$  фактически не про-

является вследствие малости вклада в обратное рассеяние той части волны, которая отражается от границы  $x = 0$ . Лишь во второй зоне, где время установления параметрического резонанса велико [1], влияние задней границы может наблюдаться при небольших толщинах слоя.

Ограниченность неоднородной среды прослеживается и при падении на нее импульсов  $\tilde{\varphi}(\tau)$  конечной длительности. Так, если  $M, \Delta$  выбраны в зонах прозрачности или вблизи их границ, и импульс  $\tilde{\varphi}(\tau)$  имеет длительность  $\tau_1 < 2l$ , то в «хвосте» [1] его обратно рассеянного поля после завершения процесса релаксации могут наблюдаться осцилляции, обусловленные влиянием задней границы слоя. Если при тех же  $M, \Delta$  длительность  $\tau_1 > 2l$  и достаточно велика, то возможно сначала при  $\tau_1 < 2l$  установление режима обратного рассеяния, обусловленного неоднородностями  $0 < x \leq l$ , затем при  $2l < \tau < \tau_1$  — режима рассеяния, связанного с влиянием границы  $x = 0$ . Наконец, когда  $\tau \rightarrow \infty$  поле  $\tilde{R}(\tau)$  стремится к окончательному состоянию  $\tilde{R}(\tau) |_{\tau \rightarrow \infty} = 0$ , переход к которому не всегда носит ярко выраженный релаксационный характер. Подчеркнем, что, как и ранее, в зонах параметрического резонанса влияние границы  $x = 0$  незначительно.

В заключение укажем, что представленные численные результаты для  $\tilde{R}(\tau)$  получены с точностью не хуже 0,15—1%, а для функции Грина  $\Psi(\tau)$  — не хуже 0,05—0,1% (относительная ошибка).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулин О. Э., Темченко В. В. Рассеяние импульсов на периодически неоднородных средах. Результаты численного моделирования // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 3. С. 450—455.
2. Гулин О. Э., Темченко В. В. О некоторых аналитических решениях одномерной задачи рассеяния временных импульсов на слое неоднородной среды // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 4. С. 644—648.
3. Кляцкин В. И., Кошель К. В. Численное моделирование распространения волн в периодических средах // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 6. С. 2092—2098.
4. Гулин О. Э., Темченко В. В. К вопросу о распространении волн в одномерной среде с пространственно-временными периодическими неоднородностями // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 1. Деп. в ВИНТИ. № 9039, В88.

Тихоокеанский океанологический  
институт  
ДВО Российской академии наук

Поступило в редакцию  
30.12.92

УДК 534.001.24:536—36

© 1993 г. Д. А. Денисов

#### СКОРОСТЬ ЗВУКА В РАСТВОРАХ, СОДЕРЖАЩИХ НЕСКОЛЬКО РАСТВОРЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ: РАСЧЕТ ПО ДАННЫМ О РАСТВОРАХ, СОДЕРЖАЩИХ ПО ОДНОМУ РАСТВОРЕННОМУ КОМПОНЕНТУ

Задача расчета скорости звука в растворе, содержащем несколько растворенных компонентов, называемом в дальнейшем смешанным раствором (таким раствором, очевидно является и морская вода), по данным о бинарных подсистемах, содержащих растворитель и один из растворенных компонентов, привлекала внимание многих исследователей (см., например, [1, 2]).

Известное соотношение, связывающее значение скорости звука с термодинамическими величинами: плотностью  $\rho$  и адиабатным коэффициентом сжимаемости  $\beta_s$  [1, 2]

$$a = (\beta_s \rho)^{-1/2}, \quad (1)$$

указывает на возможность расчета  $a$  с помощью методов физической химии и химической термодинамики, используемых для нахождения свойств растворов. Так, уже в течение многих лет значение скорости звука в смешанных растворах электролитов рассчитывают по данным о бинарных подсистемах, подобно многим другим свойствам, с помощью правила ионной силы [1—3]. Однако, как отмечалось автором [4], применение указанного правила является обоснованным лишь при описании очень разбавленных растворов, поскольку является следствием первого приближения теории Дебая — Хюккеля [5]. Другие же приближения, применимые для более концентрированных растворов, в частности второе приближение теории Дебая — Хюккеля, при описании смешанных растворов электролитов уже не могут ограничиться лишь одной переменной — ионной силой [6].

Иная возможность расчета свойств смешанных растворов по данным о бинарных подсистемах не связана со статистическим описанием систем заряженных частиц, а основана на модели идеальных растворов или на модели идеальных изопиестических растворов [7—9]. В последней, в отличие от модели идеальных растворов, не пренебрегается взаимодействиями между растворителем и растворенным компонентом. Однако предполагается, что растворенные компоненты смешанного раствора могут рассматриваться как идеальная смесь растворенных компонентов бинарных подсистем, имеющих