

УДК 534.26

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В КЛИНЕ, ЛЕЖАЩЕМ НА ЖИДКОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

Аксенов С. П., Каменев С. И., Касаткин Б. А.

Проведен численный анализ кинематических характеристик волнового процесса в жидком клине, лежащем на жидком полупространстве.

В настоящей работе на основе метода адиабатических инвариантов устанавливаются закономерности, характерные для звукового поля точечного источника в клиновидном волноводе.

Применение метода адиабатических инвариантов к трехмерной задаче о распространении звука в жидком клине, лежащем на жидком полупространстве, ограничено тем, что вблизи критического сечения любой нормальной волны не выполняется условие медленности изменения ее амплитуды [1]. В работе [2] предложен простой приближенный способ корректировки адиабатического решения путем замены границы «клин — полупространство» асимптотически эквивалентной (при больших произведениях волнового числа на толщину клина) абсолютно мягкой границей, проходящей ниже истинной. Рассмотрим построение решения на основе этой корректировки с учетом затухания нормальных волн в зонах неоднородности.

Пусть в однородном жидком клине с малым углом раскрытия E ($\text{tg } E = \varepsilon \ll 1$), лежащем на жидком полупространстве (отношение плотностей полупространства и клина равно a , отношение соответствующих скоростей звука равно b , $b = c_1/c_0 > 1$), имеется источник гармонических колебаний частоты $\omega = 2\pi f$, расположенный в точке $(X_s = 0, Y_s, z_s)$. Ось X декартовой системы координат совпадает с ребром клина, ось Y проходит по поверхности клина над источником, ось z направлена вниз. Поверхность будем считать акустически мягкой, на границе клина с полупространством должны быть непрерывны звуковое давление и нормальная составляющая колебательной скорости.

Решение для потенциала колебательной скорости в клине, удовлетворяющее уравнению Гельмгольца, граничным условиям, условиям излучения и предельного поглощения будем искать вне окрестности источника

в виде суммы нормальных волн:
$$U(X, Y, z) = \sum_{m=1}^M U_m(x, y, z).$$
 Временной

множитель $\exp(-i\omega t)$ опускаем. Здесь $M = \text{Ent}[(k\mu\varepsilon Y_s/\pi) + 0,5]$ — количество однородных нормальных волн, возбуждаемых в сечении источника, Ent означает выделение целой части, U_m — вклад m -й нормальной волны, $x = \varepsilon X$, $y = \varepsilon Y + \Delta y$ — медленные переменные, $\mu = (1 - b^{-2})^{1/2}$, $\Delta y = a/(\mu k)$, $k = \omega/c_0$ — волновое число в клине. Заметим, что если записать относительно поперечного волнового числа q_m дисперсионное уравнение волновода сравнения (волновода Пекериса), $q_m = m\pi/\{h[1 + (a/\mu kh)]\} + O[(ma/\mu kh)^2]$ или $q_m \approx m\pi/(h + \Delta y) = m\pi/y$, $ma/(\mu kh) \ll 1$ (здесь $h = \varepsilon Y$), то параметр Δy приобретает смысл некой добавки к текущей толщине клина. Фиктивное расширение клина на величину Δy соответствует замене нижней грани клина на асимптотически эквивалентную абсолютно мягкую границу. Воспользовавшись такой заменой при $ma/(\mu kh) \ll 1$, мало потеряем в точности и одновременно достигнем выполнения условия медленности вариаций амплитуд нормальных волн [2]. В дальнейшем учтем, что каждая из M распространяющихся нормальных волн в

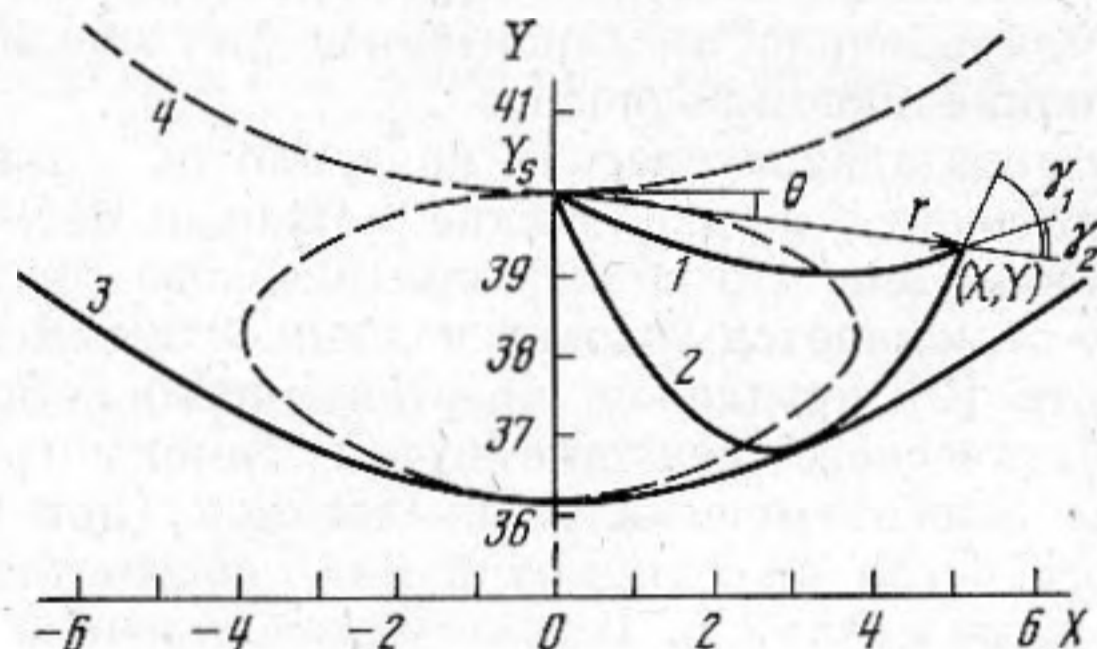
строгой постановке задачи имеет критическое сечение $h_{m \text{ кр}} = \varepsilon Y_{m \text{ кр}} = (m-0,5)\pi/(\mu k)$ и зону неоднородности $Y < Y_{m \text{ кр}}$, где амплитуда нормальной волны быстро убывает.

Для нахождения вклада $U_m(x, y, z)$ нормальной волны в суммарное поле воспользуемся методом вертикальных мод и горизонтальных лучей [3]. Так как фазовая скорость m -й однородной нормальной волны в клине с абсолютно мягкими гранями монотонно убывает от бесконечности (при $y=y^*=m\pi/k$) до c_0 (при $y \rightarrow \infty$), горизонтальные лучи моды рефрагируют в сторону возрастания толщины клина по гиперболическому закону

$$\pm x = \frac{\lambda_l^0}{k^2 - \lambda_l^{02}} [(\lambda_s^2 - \lambda_l^{02})^{1/2} y_s + Q_l (\lambda^2 - \lambda_l^{02})^{1/2} y], \quad l=1, 2; \quad Q_l = \pm 1, \quad (1)$$

касаясь гиперболической каустики [4] $(y/y^*)^2 - x^2/(y_s^2 - y^{*2}) = 1$.

В каждую точку зоны освещенности попадают два горизонтальных луча моды (фиг. 1) с лучевыми инвариантами λ_1^0 и λ_2^0 , определяемыми



Фиг. 1. Горизонтальные лучи нормальной волны в клине: 1 — прямой, 2 — отраженный луч, 3 — каустика, 4 — граница перемены знака параметра Q_1

законом Снеллиуса $\lambda_l^0 = \lambda_s \cos \xi_{s,l} = \lambda \cos \xi_l = \text{const}$. Здесь $\lambda = \lambda(y) = [k^2 - q^2 \times \times (y)]^{1/2}$ — продольное волновое число, ξ_l — угол скольжения, отсчитываемый от оси X , индексом s помечены параметры в сечении источника.

Пусть индекс 1 соответствует прямому лучу, не коснувшемуся каустики, а индекс 2 — отраженному. Тогда второй луч всегда имеет точку заворота, где касательная к лучу параллельна оси X , и в правой части уравнения луча (1) при $l=2$ должна быть сумма, а не разность, поэтому $Q_2=1$. Первый луч тоже имеет точку заворота, если прием звука осуществляется в зоне $x^2 > x_{\text{гр}}^2(y) = |y_s^2 - y^2| [\min(y_s^2, y^2) - y^{*2}]/y^{*2}$, выделенной на фиг. 1 штриховыми кривыми, поэтому $Q_1 = \text{sign}[x^2 - x_{\text{гр}}^2(y)]$.

В соответствии с траекториями двух горизонтальных лучей моды определяются их расходимость $\sigma_l = |(\lambda^2 - \lambda_l^{02})^{1/2} S_4(y_s) + Q_l (\lambda_s^2 - \lambda_l^{02})^{1/2} S_4(y)| / (k^2 - \lambda_l^{02})^2$, $l=1, 2$ и эйконал $\theta_l = |T_4(y_s) + Q_l T_4(y)| / \varepsilon$, где $S_4(y) = y [\lambda^2 (k^2 - \lambda_l^{02}) - 2k^2 \lambda_l^{02}]$, $T_4(y) = m\pi [k^2 T(y) / (k^2 - \lambda_l^{02}) - \text{arctg } T(y)]$, $T(y) = y (\lambda^2 - \lambda_l^{02})^{1/2} / (m\pi)$.

С учетом асимптотики функции Ганкеля первого рода нулевого порядка для большого аргумента и дополнительного фазового набег $-\pi/2$ после касания лучом каустики [5] экспоненциальные множители, соответствующие двум горизонтальным лучам моды, нужно записать в виде $\exp\{i(\theta_1 - \pi/4)\}$ и $\exp\{i(\theta_2 + \pi/4)\}$.

Как отмечено выше, следует учесть также затухание нормальной волны в зоне неоднородности $y < y_{m \text{ кр}} = m\pi/(\mu k)$, если первый или второй лучи проходят через эту зону. В таком случае дополнительные амплитудные множители меньше единицы и могут быть определены по формуле

$$R_l = \prod_{n=1}^N R_{ln}, \quad l=1, 2. \quad \text{Здесь } N = \text{Ent}\{[\pi(Q_l+1)/2 - Q_l\alpha - \alpha_{\text{кр}}]/(2E)\} + 1 -$$

количество отражений бриллюэновского луча моды от дна в зоне неоднородности, $\alpha = \arctg[(v^2 - 1)^{-1/2}]$, $\alpha_{кр} = \arctg[(v_{кр}^2 - 1)^{-1/2}]$, $v = \min(y_{мкр}, y)/y_i^{(*)}$, $v_{кр} = y_{мкр}/y_i^{(*)}$ — параметры, связанные с углами скольжения бриллюэновского луча моды в точке приема звука и в критическом сечении клина, $y_i^{(*)} = m\pi/(k^2 - \lambda_i^{02})^{1/2}$ — медленная ордината точки заворота горизонтального луча моды. Частные коэффициенты отражения от дна определим по френелевской формуле $R_{in} = (1 - S_n)/(1 + S_n)$, где $S_n = (g_n^2 - \mu^2)^{1/2}/(ag_n)$, $g_n = y^* \sin[\alpha + 2Q_1 E(N - n)]/y_i^*$. Если же горизонтальный луч моды не попадает в зону неоднородности, что имеет место при выполнении условий $\lambda_i^{02} \geq \lambda_{кр}^2 = (k/b)^2$ (точка заворота луча вне зоны неоднородности) или $Q_1 = -1$, $y \geq y_{мкр}$ (точка приема — вне зоны неоднородности, прямой луч без заворота), то дополнительный амплитудный множитель R_i равен единице.

Таким образом, в зоне освещенности вклад нормальной волны в суммарное поле может быть представлен в виде

$$U_m(x, y, z) = (2\pi\varepsilon)^{1/2} \left\{ R_1 \sigma_1^{-1/2} \exp\left[i\left(\theta_1 - \frac{\pi}{4}\right) \right] + R_2 \sigma_2^{-1/2} \exp\left[i\left(\theta_2 + \frac{\pi}{4}\right) \right] \right\} \Psi_m(y, z) \Psi_m(y_s, z_s), \quad (2)$$

где $\Psi_m(y, z) = \sin(m\pi z/y)/y^{1/2}$.

Как известно, вблизи каустики лучевое решение нуждается в корректировке. В ряде работ [3, 5] показано, что в окрестности гладкой каустики корректировку нужно проводить с помощью функции Эйри $v(t)$. Наиболее просто делать это приближенно, беря за основу, во-первых, интервал $\Delta t = -2,34$ между нулевым значением аргумента и первым нулем функции Эйри и, во-вторых, значение функции Эйри $v(-1,17)$ в средней точке этого интервала. На прямолинейном горизонтальном разрезе поля, проходящем под произвольным углом к ребру клина, аналогом интервала Δt является промежуток между каустикой и первым интерференционным минимумом двух горизонтальных лучей нормальной волны, а аналогом $v(-1,17)$ — значение вклада нормальной волны \check{U}_{mc} в средней точке этого промежутка. Так как ближайшая к каустике линия противофазности двух горизонтальных лучей моды — это гипербола

$$y = y_0 = (y^* + \Delta_0) \left\{ 1 + (x^2)/[y_s^2 - (y^* + \Delta_0)^2] \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где $\Delta_0 = y^*[(1 + t_0^2)^{1/2} - 1]$, $t_0 = t_1 - (1 + t_1^{-2})[t_1 - \arctg t_1 - (3\varepsilon)/(4m)]$, $t_1 = [(9\varepsilon)/(4m)]^{1/2}$, то вклад нормальной волны в поле вблизи каустики можно вычислять по формуле

$$\check{U}_m(x, y, z) = \check{U}_{mc} v(t)/v(-1,17), \quad y < y_0(x). \quad (4)$$

Здесь $t = t(x, y) = -2,34(y - y_{кр})/(y_0 - y_{кр})$ — аргумент функции Эйри, y_0 определяется по формуле (3), $y_{кр} = y^* \left\{ 1 + [x^2/(y_s^2 - y^{*2})] \right\}^{1/2}$ — медленная ордината точки на каустике.

В общем случае вклад m -й нормальной волны в звуковое поле может быть определен по формуле

$$U_m(x, y, z) = \begin{cases} \check{U}_m(x, y, z), & y \geq y_0(x), \\ \check{U}_m(x, y, z), & y < y_0(x), \end{cases} \quad (5)$$

причем функции в правой части соотношения (5) представлены уравнениями (2) и (4).

Выделим этапы построения приближенного решения задачи. Сначала находим количество однородных нормальных волн, возбуждаемых в волноводе Пекериса, толщина которого равна толщине клина в месте расположения источника. Затем определяем критические сечения клина, где нормальные волны становятся затухающими. Для нахождения вклада каждой из нормальных волн в суммарное поле упрощаем модель, заменяя нижнюю грань клина асимптотически эквивалентной абсолютно мягкой границей, проходящей ниже истинной. Упрощение дает возможность выделить для каждой нормальной волны две области: область освещенности,

где амплитуду и фазу моды находим с помощью горизонтальных лучей, и область вблизи каустики, где решение корректируем с помощью функции Эйри. Вычисляя амплитуду нормальной волны, учитываем затухание в зоне неоднородности, если один или оба горизонтальных луча проходят через нее. Сумма вкладов нормальных волн дает полное звуковое поле.

Введем фазовую c_Φ и групповую c_Γ скорости в качестве кинематических характеристик волнового процесса: $1/c_\Phi = \sum_{m,n} |U_m U_n| (1/c_{\Phi n}^*) \cos(\varphi_m - \varphi_n) / |U|^2$, $1/c_\Gamma = \sum_{m,n} |U_m U_n| (1/c_{\Gamma n}^*) \cos(\varphi_m - \varphi_n) / |U|^2$, $|U|^2 = \sum_{m,n} |U_m U_n| \times \cos(\varphi_m - \varphi_n)$, где $c_{\Phi n}^*$, $c_{\Gamma n}^*$ — кинематические характеристики отдельных нормальных волн, φ_n — фаза, определяемая соотношением $U_n(x, y, z) = |U_n| \exp(i\varphi_n)$.

В волноводе рассматриваемого типа кинематические характеристики $c_{\Phi n}^*$ и $c_{\Gamma n}^*$ связаны с локальными фазовыми $c_{\Phi n}(h)$ и групповыми $c_{\Gamma n}(h)$ скоростями волновода сравнения соотношениями

$$c_{\Phi n}^* = c_{\Phi n}(h) / \cos \gamma_n, \quad 1/c_{\Gamma n}^* = r^{-1} \int_L c_{\Gamma n}^{-1}(h) dL, \quad (6)$$

где $h = \varepsilon Y$ — текущая толщина клина, γ_n — угол скольжения луча моды в точке приема относительно направления на источник, r — горизонтальное расстояние между источником и приемником (фиг. 1). Контур интегрирования L соединяет точки излучения и приема по траектории луча.

С учетом связи $c_{\Phi n}(h) c_{\Gamma n}(h) = c_0^2 (1 + O[(n\pi)^2 / (kh)^3])$ кинематических характеристик волновода сравнения можно получить следующее выражение для групповой скорости нормальной волны в клине на трассе, заданной углом θ относительно ребра клина и направленной на источник:

$$c_{\Gamma n}^* = c_0^2 \cos(\gamma_n + \theta) / [c_{\Phi n}(h) \cos \theta]. \quad (7)$$

Кроме кинематических характеристик c_Φ , c_Γ , важной в условиях волноводного распространения является инвариантная скорость c_β , инвариантность которой понимается в смысле существенно меньшей пространственной изменчивости по сравнению с величинами c_Φ , c_Γ . Существование c_β непосредственно следует из определения инварианта β , данного в работе [6]:

$$\beta = -\partial(1/c_\Phi) / \partial(1/c_\Gamma). \quad (8)$$

Действительно, интегрируя (8), получаем

$$1/c_\Phi + \beta/c_\Gamma = (1 + \beta)/c_\beta. \quad (9)$$

Константа интегрирования в (9) определена так, чтобы для плоского однородного волновода ($\beta \approx 1$) инвариантная скорость c_β совпадала со среднегармонической скоростью.

В рассматриваемом случае клиновидного волновода можно показать, что инвариант β является медленно меняющейся функцией координаты Y и определяется выражением

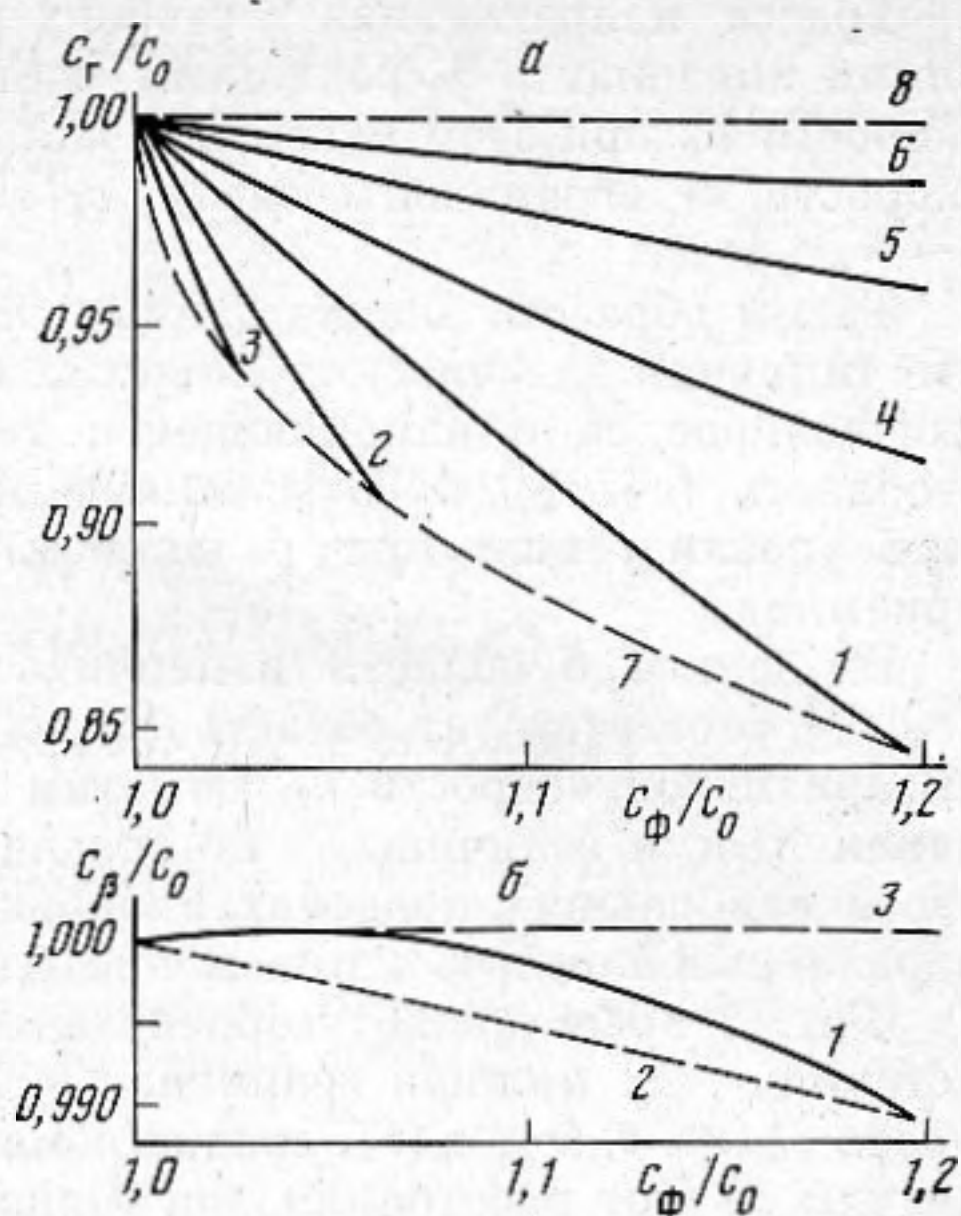
$$\beta = Y_s / (Y_s + r \sin \theta). \quad (10)$$

Обратимся к результатам численных расчетов основных характеристик звукового поля в клиновидном волноводе. На фиг. 2 приведены функциональные зависимости $c_\Gamma = f(c_\Phi)$ и $c_\beta = f(c_\Phi)$, построенные в соответствии с выражениями (6)–(9). Параметром кривых является определенный выше инвариант β . Значения дистанции r , соответствующие значениям параметра β , определяются из выражения (10) при задании положения источника и направления трассы.

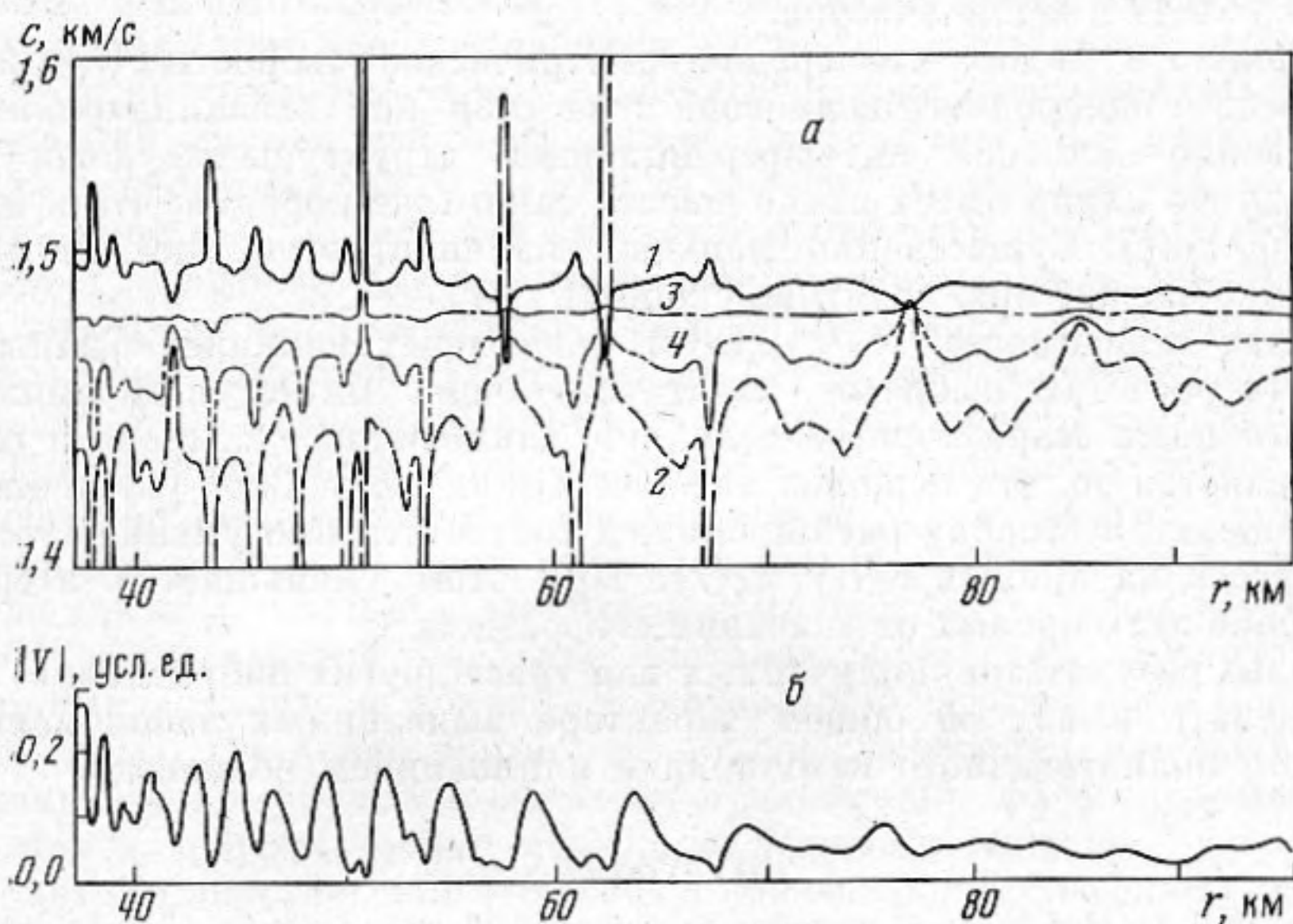
Особенностью рассматриваемого типа волновода является наличие семейства кривых $c_\Gamma = f(c_\Phi)$, вид которых не зависит от частоты излу-

Фиг. 2. Изменчивость кинематических характеристик при фиксированных значениях параметра β : *a* — $c_r = f(c_\phi)$, $1 - \beta = 1$; $2 - \beta = 0,6$; $3 - \beta = 0,4$; $4 - \beta = 2$; $5 - \beta = 4$; $6 - \beta = 10$; 7 — нижняя; 8 — верхняя границы изменчивости c_r ; *b* — $c_\beta = f(c_\phi)$, $1 - \beta = 1$; 2 — нижняя, 3 — верхняя границы изменчивости c_β

Фиг. 3. Зависимость кинематических характеристик (*a*) и амплитуды поля (*b*) от расстояния при $\epsilon = 0,01$, $a = 1,5$, $b = 1,2$, $c_0 = 1,5$ км/с: $1 - c_\phi$, $2 - c_r$, $3 - c_\beta$, $4 - \bar{c}$



Фиг. 2



Фиг. 3

ния, угла раскрыва клина, глубины излучения и приема, а определяется только геометрией взаимного положения источника и приемника. Параметры a , b , учитывающие влияние нижней границы, также не меняют характера поведения кривых семейства, за исключением ограничений, накладываемых на диапазон изменения величин c_ϕ , c_r отношением скоростей полупространства и слоя $b = c_1/c_0$.

Значение $\beta = 1$ соответствует трассе, проходящей через источник параллельно ребру клина. При этом, как следует из фиг. 2, *a*, фазовая c_ϕ и групповая c_r скорости изменяются в максимальных пределах, задаваемых неравенствами $1 < c_\phi/c_0 < b$, $b^{-1} < c_r/c_0 < 1$ (в расчетах было принято $b = 1,2$).

При удалении точки приема от источника в сторону расширения клина значения инварианта β меньше единицы. В этом случае существует граница изменчивости величин c_ϕ , c_r , определяемая выражениями $c_\phi/c_0 = (1 - \beta^2 + \beta^2/b^2)^{-1/2}$, $c_r/c_0 = (1 - \beta)/(c_0/c_\phi - \beta/b)$, в пределе при $\beta \rightarrow 0$, $c_\phi \rightarrow c_0$, $c_r \rightarrow c_0$.

Трасса, направленная в сторону ребра клина, характеризуется значениями инварианта β , большими единицы. Диапазон изменения фазовой скорости c_Φ при этом такой же, как и в случае $\beta=1$, значения групповой скорости c_Γ ограничены снизу, $c_\Gamma/c_0 > (1-\beta)/[b^{-1}-(\beta^2+b^{-2}-1)^{1/2}]$, и если $\beta \rightarrow \infty$, $c_\Gamma \rightarrow c_0$.

Таким образом, анализ данных, приведенных на фиг. 2, а, показывает, что типичная для плоских слоистых волноводов зависимость $c_\Gamma=f(c_\Phi)$ [6] для волноводов с изменяющейся геометрией границ трансформируется в область $\{c_\Phi, c_\Gamma\}$, охватывающую значения фазовой и групповой скоростей, реализуемые при различном взаимном положении источника и приемника.

На фиг. 2, б области изменчивости фазовой и групповой скоростей $\{c_\Phi, c_\Gamma\}$ соответствует область $\{c_\Phi, c_\beta\}$ для определенной выражением (9) инвариантной скорости c_β . Отметим существенное сокращение диапазона изменчивости величины c_β по сравнению с величинами c_Φ, c_Γ и тот факт, что в наибольших пределах инвариантная скорость меняется на трассе, параллельной ребру клина и проходящей через источник ($\beta=1$).

Фиг. 3 представляет горизонтальный разрез поля в клине. Точечный источник — на нижней границе, $Y_s=20$ км, $f=120$ Гц. Приведены зависимости $c_\Phi(r)$, $c_\Gamma(r)$, $c_\beta(r)$, среднегеометрической скорости $\bar{c}=(c_\Phi c_\Gamma)^{1/2}$ и амплитуды $|U|$ от расстояния для горизонтальной трассы, проходящей через источник по нормали к ребру клина, на глубине $z=0,007$ км. Значение инварианта для показанного участка трассы изменяется от $\beta \approx 0,35$ в начале до $\beta \approx 0,17$ в конце участка.

Из фиг. 3, а видно, что среднегеометрическая скорость $\bar{c}(r)$, которая для плоского однородного волновода вела себя как квазиинвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля [7], в случае клина имеет изменчивость такого же порядка, что и величины $c_\Phi(r)$, $c_\Gamma(r)$. Существенно меньшей изменчивостью, как следует из расчетов, обладает инвариантная скорость $c_\beta(r)$.

Анализ зависимостей $c_\Phi(r)$, $c_\Gamma(r)$ показывает наличие обычных при подобных расчетах выбросов, соответствующих минимумам амплитуды звукового поля. Характерным отличием клиновидного волновода от плоского является то, что периоды интерференции (фиг. 3, б) увеличиваются при движении в сторону расширения, и соответственно уменьшается число выбросов на кривых $c_\Phi(r)$, $c_\Gamma(r)$. При этом уменьшается в среднем отклонение этих кривых от значения скорости c_0 .

Анализ результатов, полученных для трасс других направлений, позволяет сделать вывод об общем характере выявленных закономерностей звукового поля точечного источника в клиновидном волноводе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pierce A. D. Guided mode disappearance during upslope propagation in variable depth shallow water overlying a fluid bottom.— J. Acoust. Soc. Amer., 1982, v. 72, № 2, p. 523—531.
2. Аксенов С. П. Асимптотическое краевое условие Дирихле для нижней границы жидкого слоя переменной толщины, лежащего на жидком полупространстве.— Акуст. журн., 1985, т. 31, № 4, с. 512—514.
3. Барридж Р., Вейнберг Г. Горизонтальные лучи и вертикальные моды.— В кн.: Распространение волн и подводная акустика/Под ред. Келлера Дж. Б. и Пападакиса Дж. С. М.: Мир, 1980, с. 76—125.
4. Кузнецов В. К. О новом методе решения задачи о звуковом поле в клине.— Акуст. журн., 1959, т. 5, № 2, с. 171—175.
5. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980, с. 45.
6. Чупров С. Д., Мальцев Н. Е. Инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане.— Докл. АН СССР, 1981, т. 257, № 2, с. 475—479.
7. Касаткин Б. А., Купцов Е. А. Численный анализ фазовой структуры звуковых полей в двуслойном жидком волноводе.— Акуст. журн., 1985, т. 31, № 1, с. 130—132.

Научно-производственное объединение
Дальстандарт

Поступила в редакцию
9.IX.1985

УДК 551.436

**ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И КОРРЕЛЯЦИОННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИКАХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
В ПОДВОДНЫХ ЗВУКОВЫХ КАНАЛАХ**

Артельный В. В., Кужушкин В. Д., Раевский М. А.

Получены простые уравнения, позволяющие исследовать трансформацию пространственного и модового спектров низкочастотных акустических волн в случайно-неоднородных океанических волноводах с произвольными профилями показателя преломления. Приведены расчетные формулы для случая рассеяния звука на тонкой структуре и внутренних волнах со спектром Гаррета – Манка.

В связи с различными прикладными задачами особое значение приобретают вопросы влияния различных типов случайных неоднородностей на распространение низкочастотных акустических волн в подводных звуковых каналах. При распространении звуковых сигналов на расстояния порядка 10^3 км соответствующие эффекты должны рассматриваться с помощью теории многократного рассеяния. Следует при этом отметить, что для волн с частотами $f \sim 10 \dots 10^2$ Гц методы геометрической акустики зачастую неприменимы и более адекватным является рассмотрение, основанное на разложении акустического поля по нормальным модам волновода. Существенным недостатком модового подхода является, однако, сложность соответствующих уравнений [1–4] для моментов амплитуд нормальных мод. В данной работе выводятся сравнительно простые уравнения для функции корреляции и спектра нормальных мод, позволяющие исследовать энергетические и корреляционные характеристики акустических волн при рассеянии их на неоднородностях скорости звука. Рассматриваются также затухание когерентной компоненты, трансформация углового и модового спектров тональных сигналов, обусловленные случайными внутренними волнами и тонкой термохалинной структурой. В отличие от работ [1, 3], где аналогичные эффекты исследовались для волноводов со степенными профилями показателя преломления, расчетные формулы приводятся для произвольных подводных звуковых каналов.

Рассмотрим акустический волновод с произвольным профилем скорости звука $C_0(z)$, имеющим минимум на оси $z=z_0$. В качестве модели дна выберем изоскоростное жидкое полупространство $z \geq H$ с параметрами ρ_1, C_1 , предполагая, что на дне имеется произвольный скачок скорости звука. Горизонтальный масштаб корреляции L_r и временной масштаб T флуктуаций скорости звука ΔC в океанических волноводах, как правило, велики по сравнению с длиной и периодом акустических волн, поэтому угловой и частотный спектры последних являются узкими. Таким образом, для потенциала квазимонохроматической, распространяющейся вдоль оси x волны можно использовать представление

$$\varphi = \sum_p b_p k_p^{-1/2} \varphi_p(z) \exp[i(\omega t - k_p x)] + \int d\eta b_\eta k_\eta^{-1/2} \varphi_\eta(z) \exp[i(\omega t - k_\eta x)], \quad (1)$$

где ω – центральная частота, $\varphi_p, \varphi_\eta, k_p, k_\eta$ – ортонормированные собственные функции и волновые числа мод дискретного и сплошного спектров, $b_p(x, y, t), b_\eta(x, y, t)$ – медленно меняющиеся амплитуды. Для корреляционной функции амплитуд $N_p(\rho, \tau, x) = \langle b_p(x, y, t) b_p^*(x, y + \rho, t + \tau) \rangle$ было получено уравнение [1–4], которое учитывало лишь взаимодействие