

УДК 537.268

© 1992 г. Е.Л. Бородина, А.И. Хилько, В.Н. Широков

**СТРУКТУРА АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ВОДНОМ СЛОЕ
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЕГО ИСТОЧНИКОМ, РАСПОЛОЖЕННЫМ
В ВОЗДУХЕ**

Рассмотрена задача о возбуждении акустического поля в жидком слое, лежащем на высокоскоростном жидком полупространстве, из низкоскоростного полупространства, ограничивающего волновод сверху. В диапазоне частот 25–150 Гц численно исследованы поля нормальных и боковых волн в зависимости от геометрии задачи и от акустических параметров сред. В первом приближении получены добавки к волновым числам нормальных волн, обусловленные введением воздушного полупространства в модель волновода Перекиса. Определено соотношение параметров сред, при которых в задаче о возбуждении звуковых полей из волновода необходимо использование трехслойной модели.

Исследования структуры акустического поля в мелком море часто основываются на модели, представляющей собой жидкий слой со свободной верхней границей, лежащий на жидком полупространстве (модель Пекериса – МП) [1, 2]. Обычно принято считать, что влияние воздушного полупространства на поле в слое исчезающе мало. Однако данная модель недостаточна для описания закономерностей, связанных с возбуждением волновода источником акустических волн, расположенным в воздухе. В настоящей работе рассматривается возбуждение волновода из воздуха с использованием модели жидкого пространства, представляющего собой слой со скоростью звука c_1 и плотностью ρ_1 , лежащий между двумя полупространствами с параметрами c_0, ρ_0 и c_2, ρ_2 для верхней и нижней сред соответственно. Предполагается, что $c_0 < c_1 < c_2$.

Пусть точечный источник с круговой частотой ω и приемник разнесены на расстояние r и расположены соответственно на высоте d ($d < 0$) и глубине z ($z > 0$) относительно верхней границы слоя. Представим сферическую волну, излучаемую источником, в виде суммы плоских волн. Тогда выражение для звукового давления в слое при выполнении граничных условий и условий отсутствия излучения на бесконечности имеет вид

$$p(r, z) = 2p_0 \int_0^\infty \frac{q(k, z)}{d(k)} J_0(kr) k dk, \tag{1}$$

$$q(k, z) = \frac{\rho_0}{\rho_1} e^{-\beta_0 d} (-\beta_1 \cos \beta_1 (h - z) + i \frac{\rho_1}{\rho_2} \beta_2 \sin \beta_1 (h - z)),$$

$$d(k) = \left(\frac{\rho_0}{\rho_1} \beta_1^2 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \beta_0 \beta_2 \right) \sin \beta_1 h + i \left(\beta_0 + \frac{\rho_0}{\rho_2} \beta_2 \right) \beta_1 \cos \beta_1 h.$$

Здесь $\beta_0 = \sqrt{(\omega/c_0)^2 - k^2}$, $\beta_1 = \sqrt{(\omega/c_1)^2 - k^2}$, $\beta_2 = \sqrt{(\omega/c_2)^2 - k^2}$, h – глубина волновода, k – горизонтальная проекция волнового вектора, p_0 – амплитудный множитель, определяемый мощностью источника. Временной множитель $\exp(i\omega t)$ здесь опущен.

Решение (1) было исследовано методами анализа функций комплексной перемен-

ной. Для этого преобразуем выражение (1) в интеграл по замкнутому контуру, ограничивающему первый квадрант плоскости комплексных волновых чисел k , после чего представим его в виде суммы вычетов в особых точках подынтегрального выражения $-k_n$, полученных в результате решения уравнения

$$d(k) = 0, \quad (2)$$

и интегралов по разрезам, проведенным к точкам

$$k_0 = \omega/c_0, \quad k_1 = \omega/c_1, \quad k_2 = \omega/c_2.$$

Дисперсионное уравнение (2) отличается от уравнения для МП [1] малым членом, пропорциональным ρ_0/ρ_1 , исчезающим при переходе к абсолютно мягкой верхней границе. При рассматриваемом соотношении скоростей звука в средах в отличие, например, от волновода Пекериса или трехслойного волновода с профилем скорости звука $c_1 < c_0 < c_2$, моделирующего слой жидких осадков на высокоскоростном дне [3, 4], полюсов, лежащих на вещественной оси, нет, т.е. все нормальные волны являются вытекающими и затухают с расстоянием по закону $\exp(-\text{Im} k_n r)/\sqrt{r}$. Представим выражение для поля в виде суммы нормальных волн, соответствующей сумме вычетов интеграла (1):

$$p_H(r, z) = 2\pi i \rho_0 \sum_n \frac{q(k_n, r)}{\frac{d}{dk}(d(k))|_{k_n}} H_0^{(1)}(k_n r) k_n. \quad (3)$$

Методом возмущений оценим смещение корней дисперсионного уравнения двухслойной модели на комплексной плоскости в результате введения в модель верхнего полупространства с малой плотностью среды ($\rho_0/\rho_1 \ll 1$):

$$k_n^0 = k_n^\Pi + k_n^\Pi \xi_n, \quad (4)$$

где обозначено

$$\xi_n = \xi_n' + i\xi_n'', \quad |\xi_n| \ll 1,$$

$$\xi_n' = \left(\frac{\rho_0}{\rho_1}\right)^2 \frac{M_1 G G_1}{G_2^2}, \quad \xi_n'' = \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{M_1 G}{G_2},$$

$$G = M_1 + \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 M_2,$$

$$G_1 = \left[1 - \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\right] M_1 + G, \quad G_2 = M_0^{1/2} (k_0^\Pi h) \left[\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \frac{M_1 + M_2}{M_2^{1/2} (k_n^\Pi h)} + G\right],$$

$$M_0 = (k_0/k_n^\Pi)^2 - 1, \quad M_1 = (k_1/k_n^\Pi)^2 - 1, \quad M_2 = (k_n^\Pi/k_2)^2 - 1,$$

здесь k_n^Π и k_n^0 — корни дисперсионного уравнения для МП и трехслойного пространства соответственно. Как следует из (4), введение в модель верхнего полупространства приводит к поправкам к коэффициентам затухания нормальных волн $k_n^\Pi \xi_n''$ ($\xi_n'' \sim \rho_0/\rho_1$), в то время как реальные части их волновых чисел практически не меняются ($\xi_n' \sim (\rho_0/\rho_1)^2 \ll 1$). При заданном соотношении скоростей звука в слоях коэффициенты затухания мод, соответствующие полюсам, попадающим на комплексной плоскости в область $\text{Re} k \in [k_1, k_2]$, значительно меньше, чем у остальных нормальных волн. Эти моды по аналогии с МП будем называть распространяющимися. Все остальные моды являются вытекающими.

Другая составляющая выражения (1) — сумма интегралов по берегам разрезов K_0, K_1, K_2 , проведенных к точкам k_0, k_1, k_2 соответственно. Интеграл по берегам разреза K_1 обращается в нуль, так как подынтегральное выражение является четной функцией параметра β_1 ; два других члена суммы находятся с помощью метода скорейшего спуска [2]. Интеграл по разрезу K_0 описывает боковую волну, вызванную

падением сферической волны на верхнюю границу. Эта волна экспоненциально убывает при удалении от границы и при условии $2(\rho_0/\rho_1)^{-2}c_0/[\omega r \cdot (1 - (c_0/c_2)^2)] \gg 1$ имеет вид

$$p_6^0 \approx 2p_0 \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \left[\frac{q_0(k, h-z)q_{0d}(k, h)}{q_0^2(k, h)} \right] \Big|_{k=k_0}, \quad 0 < z < h. \quad (5)$$

Здесь

$$q_0(k, \xi) = \frac{\rho_1}{\rho_2} \bar{\beta}_2 \operatorname{sh} \bar{\beta}_1 \xi + \bar{\beta}_1 \operatorname{sh} \bar{\beta}_1 \xi,$$

$$q_{0d}(k, h) = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \bar{\beta}_2 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \bar{\beta}_1^2 d \right) \operatorname{sh} \bar{\beta}_1 h + \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_2} \bar{\beta}_2 d \right) \bar{\beta}_1 \operatorname{ch} \bar{\beta}_1 h,$$

$$\bar{\beta}_1 = \sqrt{k^2 - (\omega/c_1)^2}, \quad \bar{\beta}_2 = \sqrt{k^2 - (\omega/c_2)^2}.$$

При выполнении указанного условия поле поверхностей боковой волны затухает с расстоянием как $1/r$, а на более дальних дистанциях — как $1/r^2$.

Другая боковая волна (часть интеграла (1) — интеграл по берегам разреза K_2), обусловленная наличием границы с дном, аналогична боковой волне в МП. Она зависит от свойств всех трех сред и при выполнении условия

$$2 \operatorname{tg}^2(k_2 h v_1)/(k_2 r v_1) \ll 1, \quad (6)$$

$$v_1 = \sqrt{(c_2/c_1)^2 - 1}$$

имеет вид

$$p_6^2 \approx -2p_0 \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{e^{ik_2 r}}{r^2} k_2 \left[e^{i\beta_0 d} \frac{q_2(k, z)}{\beta_1 f^2(k, h)} \right] \Big|_{k=k_2}, \quad 0 < z < h, \quad (7a)$$

$$q_2(k, \xi) = \beta_0 \sin \beta_1 \xi + i \frac{\rho_0}{\rho_1} \beta_1 \cos \beta_1 \xi,$$

$$f(k, \xi) = \frac{\rho_0}{\rho_1} \beta_1 \sin \beta_1 \xi + i \beta_0 \cos \beta_1 \xi.$$

В области, где выполняется неравенство, противоположное (6), выражение для данной боковой волны имеет вид

$$p_6^2 \approx i p_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho_1} \right) \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{-1} \frac{e^{ik_2 r}}{r} \left[e^{i\beta_0 d} \frac{q_2(k, z)}{q_2^2(k, h)} \right] \Big|_{k=k_2}, \quad 0 < z < h. \quad (7b)$$

В выражения (3), (5), (7a), (7b) для всех компонент поля входит сомножитель ρ_0/ρ_1 (или ρ_0/ρ_2), характеризующий прохождение поля из воздуха в водный слой. Т.е. в мелком море, глубина которого не превышает нескольких длин волн, вблизи границы с воздухом все составляющие поля по величине одного порядка и необходимо учитывать вклад поверхностной боковой волны в суммарное поле.

При другом способе возбуждения волновода (из слоя) амплитуда нормальных волн и донной боковой волны (не зависящие от ρ_0/ρ_1) в $(\rho_0/\rho_1)^{-1}$ раз превышают величину поверхностной волны.

В этом случае составляющая поля в виде суммы нормальных волн на глубинах z в интервале $d < z < h$ определяется выражением (3), где

$$q_1(k, r) = \frac{1}{\beta_1} \left(\beta_0 \sin \beta_1 d + i \frac{\rho_0}{\rho_1} \beta_1 \cos \beta_1 d \right) \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \beta_2 \sin \beta_1 (h-z) + i \beta_1 \cos \beta_1 (h-z) \right). \quad (8)$$

Выражение для $q_1(k, r)$ в интервале глубин $0 < z < d$ получается из (8) путем перестановки d и z .

Выражения для поля донной боковой волны, соответствующие (7a) и (7b), име-

ют вид

$$p_6^2 \approx 2ip_0 \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{e^{ik_2 r}}{r^2} k_2 \left[\frac{q_2(k, d)q_2(k, z)}{(\beta_1 f(k, h))^2} \right] \Big|_{k=k_2}, \quad 0 < z < h, \quad (9a)$$

$$p_6^2 \approx p_0 \frac{e^{ik_2 r}}{r} \frac{\rho_2}{\rho_1} \left[\frac{q_2(k, d)q_2(k, z)}{q_2^2(k, h)} \right] \Big|_{k=k_2}, \quad 0 < z < h. \quad (9b)$$

Амплитуду поверхностной волны определяет коэффициент прохождения из воздуха в слой:

$$p_6^0 \approx 2p_0 \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \left[\frac{q_0(k, h-d)q_0(k, h-z)}{q_0^2(k, h)} \right] \Big|_{k=k_0}, \quad 0 < z < h. \quad (10)$$

Если источник и приемник достаточно удалены от границы слоя (т.е. $k(h-d) > \delta$, $k(h-z) > \delta$, $kh > \delta$, $\delta \gg 3$), то (10) может быть представлено в более простом виде:

$$p_6^0 \approx 2p_0 \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{e^{ik_0 r}}{r} e^{-\beta_1(d+z)}.$$

Очевидно, поверхностная боковая волна как в силу ее малой амплитуды, так и из-за значительного экспоненциального затухания с глубиной практически не оказывает влияния на поле в волноводе. Однако вследствие ее более слабого затухания с расстоянием (по сравнению с донной волной (9a)) в определенном диапазоне частот поверхностная волна может внести существенный вклад в суммарное поле. В частности, для МП эта проблема численно исследована в [5].

Прежде чем приступить к обсуждению результатов расчетов, отметим, что здесь была рассмотрена базовая модель трехслойного жидкого пространства без учета неровности границы вода – воздух. Более близкая к реальности и более сложная модель, безусловно, требует учета поверхностного волнения, что можно сделать впоследствии на основании данной модели. Проведем расчеты для трехслойной модели приповерхностного волновода глубиной $h = 0,05$ км со скоростями звука $c_0 = 0,3$ км/с, $c_1 = 1,5$ км/с, $c_2 = 1,7$ км/с и относительными плотностями сред $\rho_0/\rho_1 = 0,13 \cdot 10^{-2}$, $\rho_1/\rho_2 = 0,667$. На рис. 1 приведена частотная зависимость суммы нормальных волн, суммы нормальных волн и донной боковой волны и полного поля (от параметра $t = \omega h/c_1$). В каждой группе кривых в качестве нулевого уровня интенсивности (0 дБ) была выбрана интенсивность полного поля при начальном значении параметра $t = 4,75$. Каждая последующая группа смещена на 80 дБ относительно предыдущей. Точечный гармонический излучатель находился на границе с воздухом, глубина приемника $z = 0,1h$. Звуковое поле вблизи источника на расстоянии $r = 4h$ (рис. 1, а) определяется главным образом донной и нормальными волнами; поверхностная волна, экспоненциально зависящая от частоты, дает ощутимый вклад только в низкочастотной части диапазона $t \lesssim 10$. Так, при $t < 8$ распространяется одна, а при $t < 10$ – две нормальные вытекающие моды с значительными коэффициентами затухания; в этой области полное поле представляет собой преимущественно сумму боковых волн, причем при выбранных значениях параметров основной вклад дает поверхностная волна.

На больших расстояниях – $r = 12h$; $20h$ (рис. 1, б, в) – интенсивность боковых волн падает и суммарное поле полностью определяется суммой распространяющихся волн. Однако и здесь существуют узкие полосы частот, где донная боковая волна имеет один порядок с нормальными волнами (в данном случае это окрестность точек $t \approx 10, 17, 23$).

Погружение источника в слой на глубину $d = 0,02h$ приводит к падению интенсивности поверхностной волны по сравнению с остальными модами поля на 50–60 дБ. (Данное утверждение относится к величинам полей, нормированным на интенсивность суммы нормальных волн в точке $t_0 = 4,75$ в случае возбуждения из волновода; на самом деле абсолютные величины нормальных и донной волн при погружении источника в слой возрастут в $(\rho_0/\rho_1)^{-1}$ раз, а амплитуда поверхностной волны не изменится.)

Разрезы поля по глубине для двух характерных значений приведены на рис. 2. В первом случае (рис. 2, а) от источника с частотой $t = 17,5$ ($f = 83,56$ Гц), находящегося

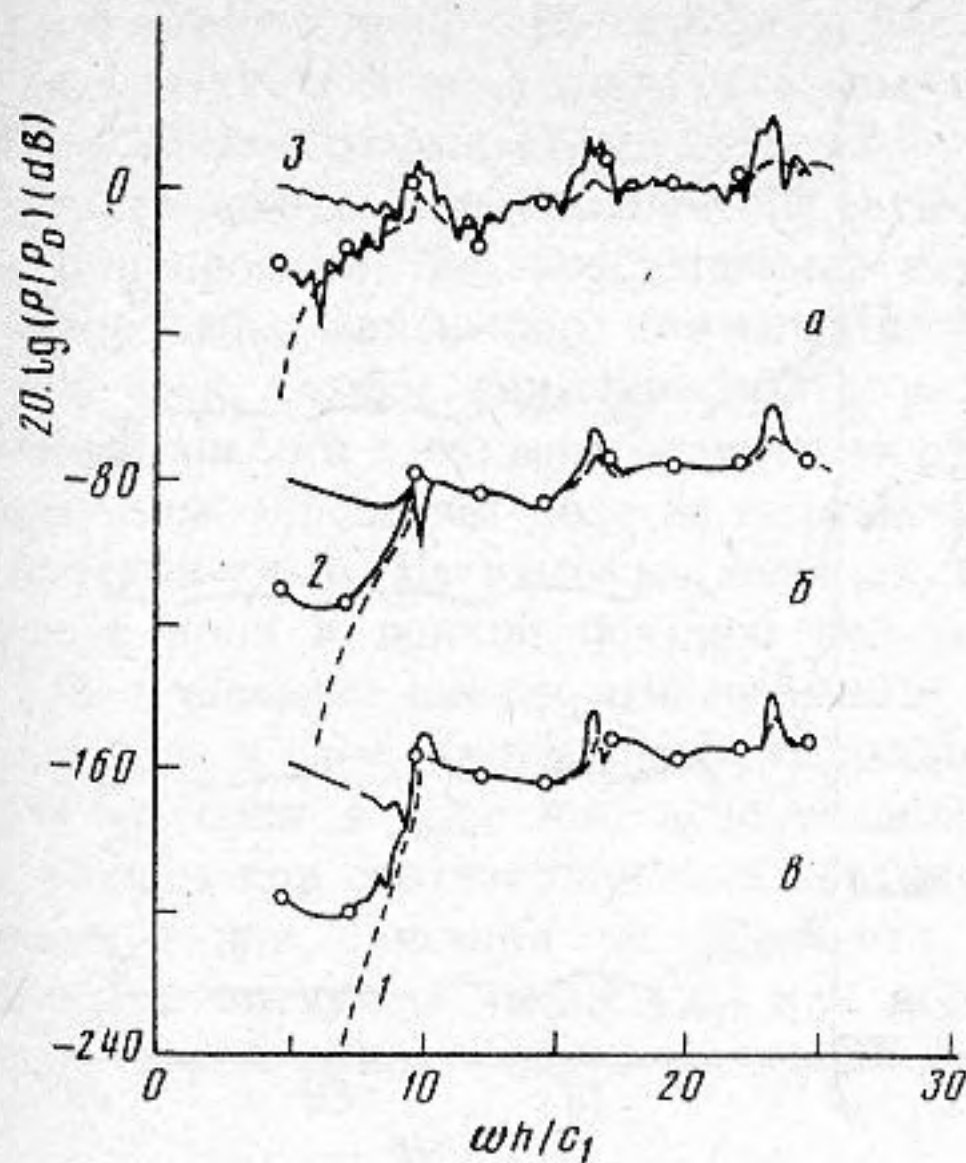


Рис. 1

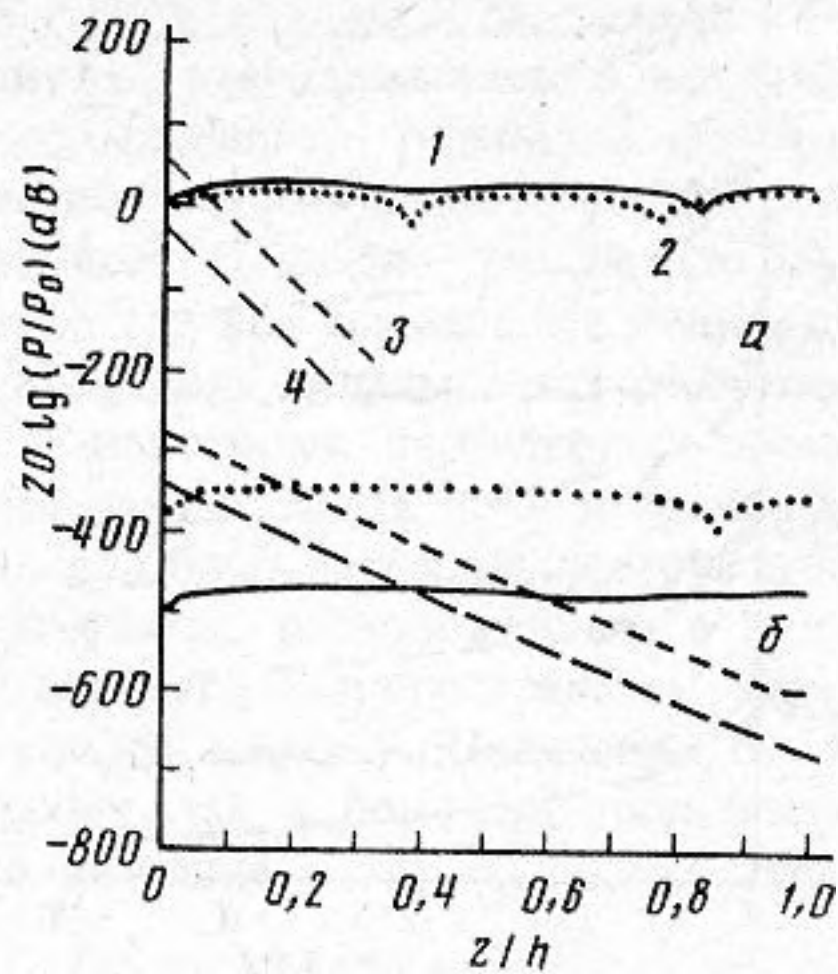


Рис. 2

Рис. 1. Потери при распространении в зависимости от нормированной частоты $t = \omega h/c_1$: а — $r = 4h$, б — $r = 12h$, в — $r = 20h$. 1 — суммы нормальных волн, 2 — суммы нормальных волн и донной волны, 3 — суммарного поля

Рис. 2. Зависимость интенсивности разных компонент поля от глубины z : 1 — суммы нормальных волн, 2 — донной волны и 3 — поверхностной волны в случае возбуждения с поверхности ($d = 0$) и 4 — из волновода ($d = 0,02h$) для: а — $r = 8h$, $\omega h/c_1 = 17,5$; б — $r = 60h$, $\omega h/c_1 = 7,75$

на поверхности, в волноводе распространяются пять мод (три из которых — вытекающие); они незначительно затухают на расстоянии $r = 8h$ ($r = 0,4$ км) и в случае возбуждения из слоя на 25 дБ и более превосходят поле поверхностной волны по всей глубине волновода. В случае источника на поверхности последняя дает существенный вклад в полное поле до глубины $z = 0,05h$ ($z = 2,5$ м). На частотах до первой критической t_1^* в волноводе распространяются только вытекающие волны, в частности при $t = 7,75$ ($f = 37,05$ Гц) — одна мода с большим декрементом затухания $\text{Im} K_1$. На значительных расстояниях до излучателя ее амплитуда спадает быстрее, чем амплитуды донной волны (зависящей от расстояния как $1/r^2$) и поверхностной волны (с зависимостью $1/r$). В этом случае поле в слое представляет собой суперпозицию боковых волн. Как видно из рис. 2, б, на расстоянии $r = 60h$ ($r = 3$ км) на небольшой глубине нельзя пренебречь поверхностной волной ни в случае возбуждения с поверхности слоя, ни при погружении источника в слой на небольшую глубину, т.е. модель Пеке-риса не дает полного описания поля вблизи верхней границы на глубине меньшей $z = 0,05h$ ($r = 2,5$ м). Учет воздушного пространства позволяет уточнить величины полей вблизи поверхности: амплитуды всех мод поля одного порядка малости и пропорциональны ρ_0/ρ_1 . Если же источник расположен вблизи верхней границы, поле донной боковой волны пропорционально $(\rho_0/\rho_1)^2$. В диапазоне частот ниже критической частоты первой нормальной моды, где вклад поверхностной волны наибольший, МП удовлетворительно описывает поле в слое, за исключением области (ω, r, d, z) , где величины боковых волн одного порядка:

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{-1} k_2 r e^{-k_1 \mu (d+z)} \frac{\nu_0 \nu_1 \cos^2(k_2 \nu_1 h)}{|\varphi_0(k_2, d)| |\varphi_0(k_2, z)|} \gg 1, \quad (11)$$

$$\varphi_0(k_2, \xi) = \nu_0 \sin(k \xi \nu_1) + i \frac{\rho_0}{\rho_1} \nu_1 \cos(k \xi \nu_1),$$

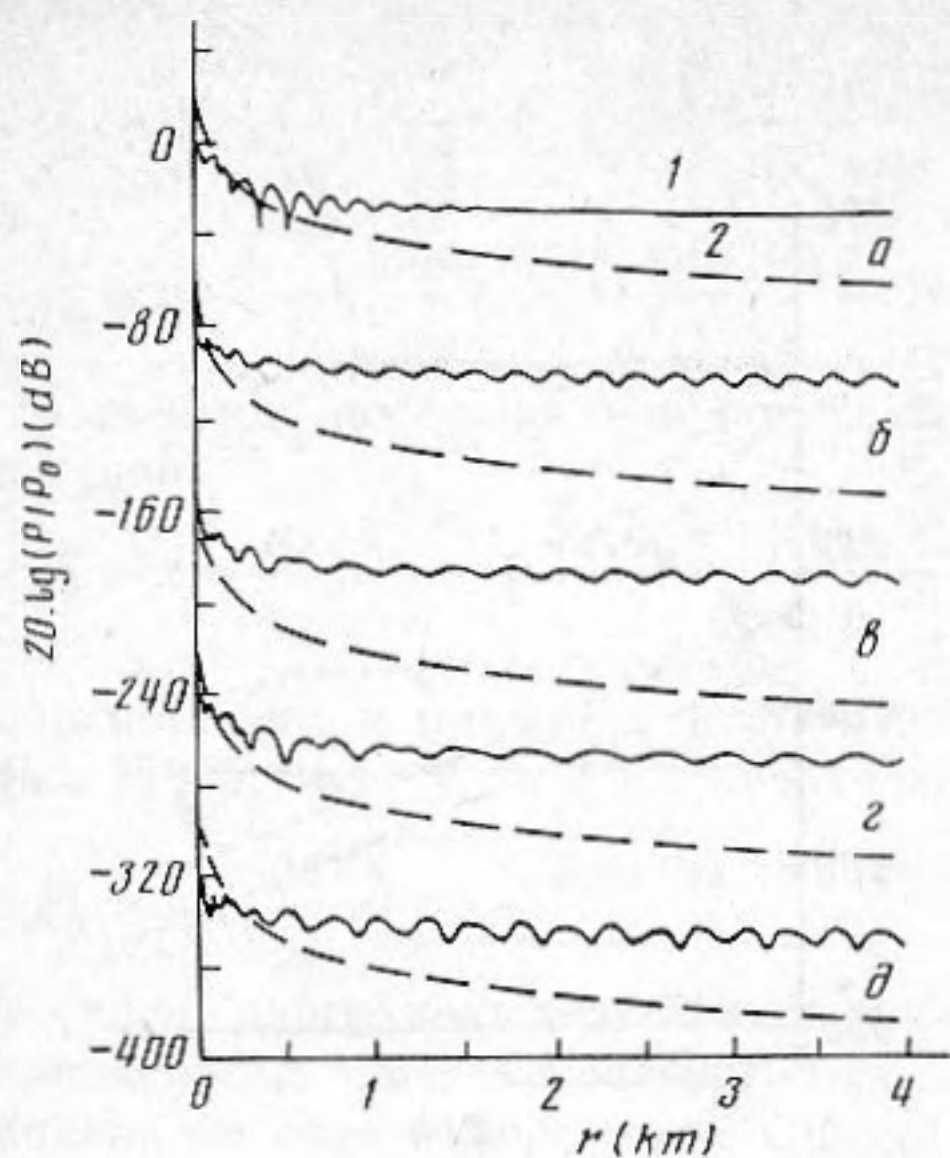


Рис. 3

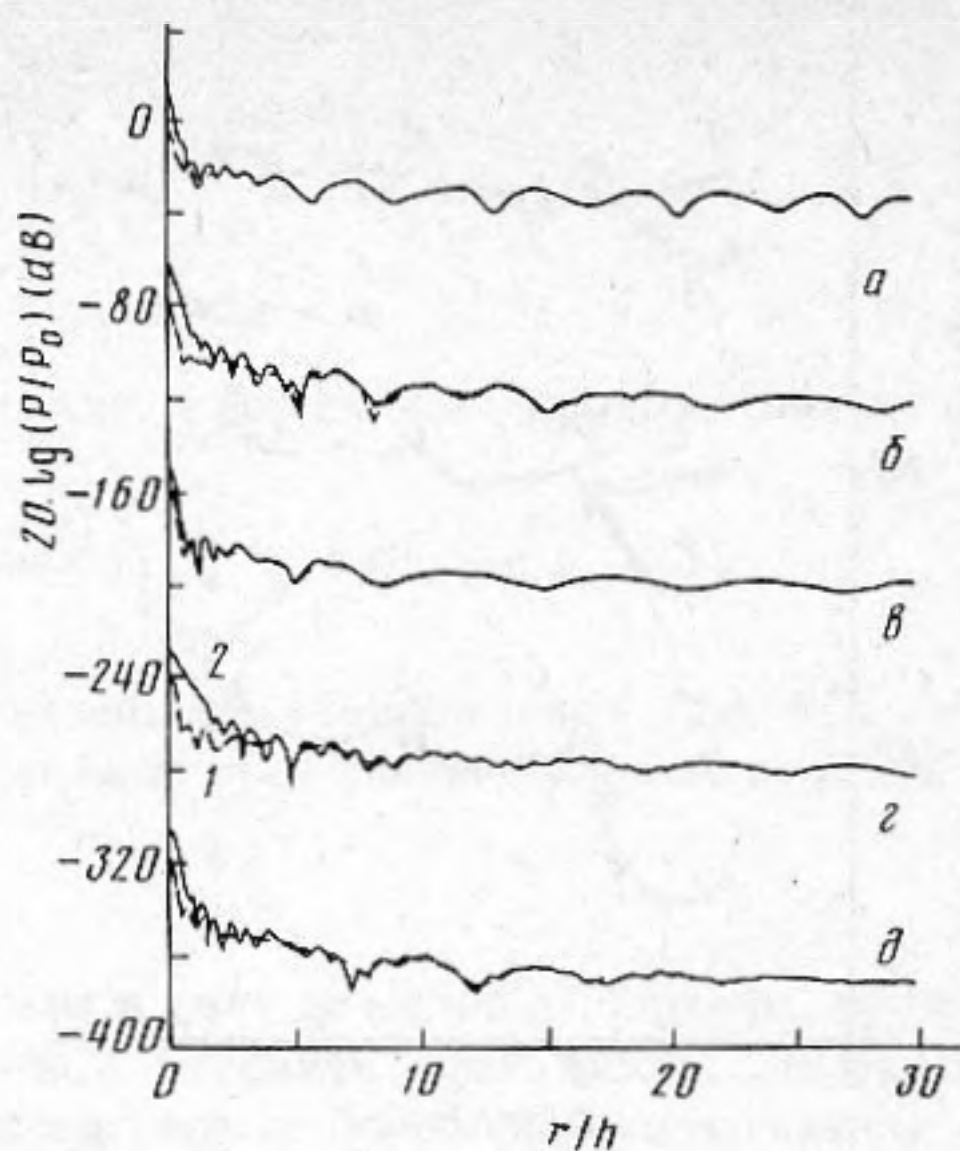


Рис. 4

Рис. 3. Потери при распространении в зависимости от расстояния (h , м): а — 40, б — 45, в — 50, г — 55, д — 60. 1 — суммы нормальных волн, 2 — донной боковой волны

Рис. 4. Потери при распространении в зависимости от расстояния (c , км/с): а — 1,42, б — 1,46, в — 1,5, г — 1,54, д — 1,58. 1 — суммы нормальных волн, 2 — суммарного поля

здесь $\mu = \sqrt{(c_1/c_0)^2 - 1}$, $\nu_0 = \sqrt{(c_2/c_0)^2 - 1}$. Очевидно, эта область расположена вблизи верхней границы волновода, и ее глубина тем меньше, чем меньше соотношение плотностей сред на этой границе.

Расчеты, проведенные для водного слоя, ограниченного сверху воздушным полупространством, в случае $t = 7,75$, $d = 0,02h$, $z = 0,04h$ показывают, что МП работает на дистанциях до $r \lesssim 30h$. Далее реализуется ситуация, описанная (11), а на расстояниях свыше $r = 140h$ суммарное поле практически полностью определяется поверхностной волной (необходимо отметить, что все моды поля здесь имеют амплитуду порядка ρ_0/ρ_1).

Рассмотрим в заключение зависимость структуры поля от параметров слоя.

На рис. 3 построены зависимости нормальных и донных волн от расстояния для разных глубин волновода; $h = 40, 45, 50, 55, 60$ м ($t = 16, 18, 20, 22, 24$), $f = 95,49$ Гц при возбуждении из воздуха. Поверхностная волна не приводится, так как ее вклад в поле на данной частоте практически незаметен. Для наглядности каждый следующий график смещен относительно предыдущего на 80 дБ. На данной частоте в волноводе глубиной $h = 40$ м распространяются одна слабозатухающая и три вытекающих моды; боковая волна — одного порядка с суммой нормальных волн. Кривые б и в соответствуют двум распространяющимся и трем вытекающим волнам; поле суммы нормальных мод практически не меняется, а донная волна уменьшается на 10–15 дБ. Дальнейшее увеличение глубины слоя (г) добавляет еще одну затухающую моду (соотношение 2:4), а в случае (д) (соотношение 3:4) снова возрастает амплитуда донной волны. Таким образом, изменение относительного вклада частей полного поля дает возможность оценить применяющуюся глубину слоя при фиксированных остальных (неизменных) параметрах.

На рис. 4 показано влияние изменения скорости звука в слое на поля нормальных и донной волн. Скорости звука были выбраны в пределах $\pm 5,4\%$ от $c_1 = 1,5$ км/с: $c_1 = 1,42, 1,46, 1,5, 1,54, 1,58$ км/с. В волноводе глубиной $h = 0,05$ км на частоте $f = 95,49$ Гц соотношения распространяющихся и затухающих волн равны 3:3, 3:3, 2:3,

2:3, 1:4 соответственно. Из сравнения рис. 4, а-д видно, что поле чувствительно к слабым изменениям c_1 даже когда остальные параметры неизменны.

В заключение отметим следующее.

В настоящей работе исследовано звуковое поле в водном слое, лежащем на жидком полупространстве, возбуждаемое источником, расположенным в воздухе; проанализированы зависимости нормальных и боковых волн от геометрии задачи и параметров сред. Особое внимание при этом уделено поверхностной боковой волне, не имеющей аналога в модели мелкого моря Пекериса. Показано, что именно эта волна в основном определяет поле на низких частотах, где все нормальные волны являются вытекающими. На высоких частотах звуковое поле складывается из суммы нормальных волн и донной боковой волны. Для некоторых характерных параметров сред был численно оценен относительный вклад разных типов волн в полное акустическое поле в слое. Кроме того, для данной модели была исследована структура акустического поля в слое при возбуждении источником, расположенным в волноводе (эта модель при соответствующих параметрах верхнего полупространства может быть применена для описания заглубленного звукового канала). Показано, что вблизи границы с воздухом амплитуды как нормальных, так и боковых волн пропорциональны соотношению ρ_0/ρ_1 , т.е. сравнимы по величине.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пекерис К. Теория распространения звука взрыва в мелкой воде // Распространение звука в океане. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. С. 48-156.
2. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. С. 305.
3. Macpherson M.K., Frisk G.V. The contribution of normal modes in the bottom to the acoustic field in the ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 68. No 3. P. 929-940.
4. Метлов Л.С. К вопросу о боковых волнах в жидком трехслойном пространстве // Акуст. журн. 1984. Т. 33. № 4. С. 507-510.
5. Грудская О.Н., Грудский С.М., Ривелис Е.А. Численное исследование вклада различных частей акустического поля в моделях Пекериса и Шернана // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 4. С. 752-753.

Институт прикладной физики
Российской Академии наук

Поступила в редакцию
17.07.91

E.L. Borodina, A.I. Khil'ko, V.N. Shirokov

STRUCTURE OF ACOUSTIC FIELDS IN A SURFACE WAVEGUIDE EXCITED BY SOURCE LOCATED IN AIR

The problem of an acoustic field excitation in a liquid layer lying on a high-speed liquid half-space from a half-space bounding the waveguide from above (the sound velocity there being less than that in the layer). The field in the layer excited by a point source from air is presented in a form of a sum of plane waves. After the integration by the first quadrant of the complex plane of wave numbers, the total sound field is reduced to the sum of normal and side waves. All normal waves are dumping at the given sound velocity ratio. Small additions to mode wave numbers defined for the Pekeris waveguide model are estimated in the first approximation. It is found out that the introduction of air into the model influences the mode damping coefficients than the real parts of their wave numbers. It can be seen from the numerical analysis of frequency dependencies of various field components that at the frequencies lower than the first mode critical frequency (in this case all normal waves are damping) the total field is determined by bottom and surface side waves. At high frequencies when the propagating waves appear, the sound field is determined by a sum of normal waves. However, there are still areas where the bottom wave is significant. The numerical analysis of the field structure depending on the problem geometry and the media acoustic parameters is given. The field structure in a case of excitation from the waveguide was analyzed on the basis of this model. It was found out that close to the layer upper boundary all components of the field are of the same order and depend linearly on the density ratio at this boundary. The numerical estimations are given for the field structure in this case.