

Таким образом, численным моделированием процесса распространения низкочастотного звука в подводном звуковом канале, с использованием модовой программы "MALBA" [5], обнаружен эффект квазипериодического по трассе формирования дальних зон акустической освещенности, объясняющийся дифракционным расплыванием зон конвергенции акустического поля и последующими интерференционными эффектами при перекрытии определенного, увеличивающегося с ростом расстояния количества зон конвергенции (см. рис. 3, 4). Выяснено, что его проявление приводит к заметному уменьшению потерь при распространении на этих частотах (см. рис. 5), вносящему определенный вклад в экспериментально наблюдавшееся в [1] замедление темпа спада интенсивности звукового поля с расстоянием, объясняющееся, конечно, в основном изменением стратификации скорости звука по трассе движения источника.

В заключение считаю своим долгом выразить признательность Н.С. Агеевой, Л.М. Бреховских, О.А. Годину, Ю.Ю. Житковскому и Ю.П. Лысанову за конструктивную критику и плодотворную дискуссию по результатам данной работы на семинаре ИО АН СССР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Guthrie A.N., Fitzgerald R.M., Nuttle D.A., Shaffer J.D. Long-range low-frequency cw propagation in the deep ocean: Antigua-Newfoundland // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 56. №1. P. 58-69.
2. Петухов Ю.В. Формирование дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале. Препринт № 303. Горький: НИРФИ, 1990. 11 с.
3. Буслаев В.С., Перель М.В. Структура акустического поля в глубоком море на малых глубинах и больших дальностях // Вестник ЛГУ, сер. Физика, Химия, 1984. Т. 22. № 4. С. 9-17.
4. Перель М.В. Структура акустического поля в глубоком море на больших дальностях // Акустические волны в океане / Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. М.: Наука, 1987. С. 70-76.
5. Вагин А.В., Мальцев Н.Е. Расчеты низкочастотных звуковых полей в слоистом океане // Вопросы судостроения. Акустика. 1977. № 9. С. 61-81.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16.03.90

УДК 534.231

© 1991 г.

Л.А. Решетов

К РАСЧЕТУ ЭФФЕКТИВНОЙ ВЫСОТЫ ВОЛНОВОДА ДЛЯ ДВУХСЛОЙНОЙ МОДЕЛИ МЕЛКОГО МОРЯ

Рассмотрим двухслойную среду, состоящую из водного слоя высоты H , лежащего на жидком однородном полупространстве. Подобная модель волновода впервые была изучена Пекерисом [1] и для нее можно предложить ряд упрощений, которые позволяют получить в явном виде параметры акустических волн, распространяющихся в волноводе. В частности, для первых мод дискретного спектра может быть введено определение эффективной высоты волновода H_3 . Используя это определение, в работе [2] дано объяснение результатов натурального эксперимента в мелком море. Так как эффективная высота H_3 получена из приближенного решения характеристического уравнения, возникает вопрос о точности приближения при увеличении номера нормальной волны. Частично ответ на этот вопрос дан в настоящей статье.

Пусть c_1, ρ_1 и c_2, ρ_2 — скорость звука и плотность водного слоя и жидкого дна соответственно. Положим $c_2 > c_1$. Тогда моды с дискретным спектром как функции вертикальной координаты z описываются выражениями [1]:

$$\varphi_m(z) = \sin \gamma_m z, \quad 0 \leq z \leq H,$$

$$\varphi_m(z) = \sin \gamma_m H e^{-g_m(z-H)}, \quad z \geq H,$$

где

$$g_m = \left(\kappa_m^2 - \frac{\omega^2}{c_2^2} \right)^{1/2},$$

γ_m и κ_m — вертикальная и горизонтальная компоненты волнового числа $k_1 = 2\pi/\lambda_1$:

$$k_1^2 = \omega^2/c_1^2 = \gamma_m^2 + \kappa_m^2$$

m — номер моды, ω — круговая частота излученного сигнала. При этом γ_m должно быть решением

характеристического уравнения

$$\gamma_m H + \operatorname{arctg} 1/a \gamma_m / g_m = m\pi, \quad (1)$$

$a = \rho_1 / \rho_2$. Если в выражении (1) приближенно заменить $\operatorname{arctg} x$ на аргумент x , то для мод низших номеров $\kappa_m \cong \omega / c_1$ и

$$\gamma_m \cong m\pi / H_3^0, \quad H_3^0 = H(1 + \Delta), \quad (2)$$

$$\Delta = \frac{\lambda_1}{2\pi a H} \left(1 - \frac{c_1^2}{c_2^2} \right)^{-1/2}$$

Несмотря на то, что выражение для H_3^0 приближенное, оно неоднократно использовалось для расчета поля в двухслойном волноводе [2, 3] при регистрации нормальных волн с номерами от $m = 1$ до $m = 3$. Ясно, что точное значение эффективной высоты H_3 не остается постоянным, а меняется в зависимости от номера m . Для оценки точности приближения H_3^0 с помощью итерационной ньютоновской процедуры было получено численно точное решение характеристического уравнения (1) и соответственно значение H_3^T , применительно к условиям волноводного распространения, приведенным в [2, 3]. Вычислительная точность была не менее 10^{-6} . Результаты расчета $h_3^T = H_3^T / H$ для номеров $m = 1, 2, 3$ приведены ниже.

$A = 1,8$	m	1	2	3
$B = 7,73$	h_3^T	1,08794	1,08519	1,08144
$C = 1,1$	h_3^1	1,08794	1,08517	1,08135
[2]	$h_3^{\text{пр}}$	1,08692	1,08164	1,07483
	h_3^0		1,08896	
$A = 2$	m	1	2	3
$B = 3$	h_3^T	1,18268	1,16312	1,14589
	h_3^1	1,18259	1,16232	1,14325
$C = 1,2$	$h_3^{\text{пр}}$	1,1752	1,14408	1,11713
[3]	h_3^0		1,19195	

Импедансные и геометрические свойства волновода характеризуются тремя параметрами $A = 1/a$,

$$B = H/\lambda_1, \quad C = c_1/c_2.$$

Если использовать H_3^0 в качестве нулевого приближения, то можно получить выражения для приближения первого порядка различной степени сложности. Так, непосредственно из метода Ньютона следует формула

$$h_3^1 = \frac{H_3^1}{H} = \left\{ \frac{1}{h_3^0} - \left[\frac{1}{h_3^0} - 1 + \frac{1}{m\pi} \operatorname{arctg} \frac{m\pi}{Fh_3^0} \right] \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \frac{1}{F + \left(\frac{m\pi}{Fh_3^0} \right)^2} \right]^{-1} \right\}^{-1}, \quad (3)$$

$$F = a \left\{ \left[(2\pi B)^2 \left(1 - \frac{c_1^2}{c_2^2} \right) \right] - \left(\frac{m\pi}{h_3^0} \right)^2 \right\}^{1/2},$$

$$h_3^0 = H_3^0 / H.$$

Если пойти по пути дальнейшего упрощения выражений и положить знаменатель второго слагаемого в формуле (3) равным 1, а $F \cong 1/\Delta$, то получим еще более простую, но менее точную приближенную формулу

$$h_3^{\text{пр}} = \frac{H_3^{\text{пр}}}{H} = \left[1 - \frac{1}{m\pi} \operatorname{arctg} \frac{m\pi\Delta}{h_3^0} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Расчетные величины h_3^1 и $h_3^{\text{пр}}$ приведены в табл. 1 и 2; в последней строке дается соответствующая величина h_3^0 .

Формула (4) позволяет сделать некоторые выводы о характере зависимости h_3 от номера нормальной волны m . Так как h_3^0 мало отличается от единицы, то при умеренных значениях $x = m\pi\Delta < 1$ должна быть слабая зависимость h_3 от m , а при $x > 1$ зависимость h_3 от m увеличивается, переходя в асимптотике к $h_3 = (1 - 1/2m)^{-1}$. Так как в выражении для Δ определяющими параметрами являются $B = H/\lambda_1$ и $C = c_1/c_2$, то именно они регулируют характер зависимости h_3 от m и они же воздействуют на точность приближения h_3^0 .

Этот вывод подтверждается данными таблиц. Как мы видим, в волноводе малой высоты $H/\lambda_1 = 3$ точность оценки величины Δ для $m = 3$ менее 25%. Если же $H/\lambda_1 = 7,73$, то точность возрастает до 7%. Отсюда следует, что применение аппроксимации (2) для волноводов малой высоты должно быть более осторожным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. М.: Мир, 1969. С. 117.
2. Lo E.C., Zhou J.X., Shang E.C. Normal Mode Filtering in Shallow Water // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 74. №6. P. 1833-1836.
3. Виноградов М.С., Гаврилов А.Н. Взаимная корреляция нормальных волн в мелком море // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 3. С. 412-415.

Ленинградский институт
авиационного приборостроения

Поступило в редакцию
02.07.90