

УДК 534+534.231.2

© 1992 г. М.С. Виноградов, В.А. Елисеевнин

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ В ОДНОРОДНОМ ВОДНОМ СЛОЕ

Приводятся результаты расчетов вертикального распределения интенсивности звукового поля в изоскоростном гидроакустическом волноводе. Поле создается вертикальной компенсированной линейной антенной, излучающей монохроматический сигнал, и представляется в виде суммы нормальных волн. Интерференция между различными нормальными волнами не учитывается.

Обычно при расчетах звуковых полей в гидроакустических волноводах методом нормальных волн их сложение производится с учетом фазы. При этом кривая спада интенсивности звука с расстоянием носит "изрезанный" характер, обусловленный интерференцией нормальных волн. Вместе с тем в ряде работ, например при расчетах усредненных законов спада силы звука с расстоянием, нормальные волны в месте приема складываются без учета фазы, т.е. энергетически [1]. При этом звуковое поле усредняется или по сечению волновода или по расстоянию вдоль трассы распространения, и кривая спада амплитуды с расстоянием носит плавный характер.

В настоящей работе приводятся результаты расчетов вертикального распределения интенсивности звукового поля, создаваемого вертикальной линейной антенной, в изоскоростном волноводе без учета эффекта интерференции нормальных волн. В качестве волновода рассматривается однородный водный слой с постоянной скоростью звука C и плоскопараллельными абсолютно отражающими границами (поверхность абсолютно мягкая, дно абсолютно жесткое). Начало системы координат (R, Z) располагается на дне, ось z направлена вертикально вверх, толщина слоя — H . Звуковое поле создается линейной антенной апертуры L , располагающейся в волноводе вертикально с фазовым центром на горизонте Z_0 при $R = 0$ и излучающей монохроматический сигнал частоты ω . В предельном случае при $L \rightarrow 0$ рассматривается поле точечного ненаправленного источника. Предполагается, что антенна снабжена линейным компенсатором, позволяющим поворачивать ее диаграмму в вертикальной плоскости на заданный угол компенсации β .

Рассмотрим вначале случай точечного ненаправленного источника. Установлено, что на кривой вертикального распределения интенсивности звукового поля (при усреднении по расстоянию) имеет место максимум на горизонте излучателя Z_0 и минимум на горизонте $H - Z_0$. Впервые на это обстоятельство обращается внимание в работе [2]. Численно эти же результаты были получены в [3] и аналитически в [4]. В применении к изоскоростному волноводу эти же результаты могут быть получены гораздо проще, но менее строго, чем в работе [4].

Звуковое поле в водном слое будем рассматривать в виде суммы незатухающих нормальных волн [5]. Тогда на больших расстояниях от источника интенсивность поля на горизонте z может быть записана в виде

$$I(z) = \sum_{l=1}^{\kappa} \left[\frac{1}{\xi_l^{1/2}} \cos(b_l Z_0) \cos(b_l Z) \right]^2, \quad (1)$$

где k — число нормальных волн, $\xi_l = (k^2 - b_l^2)^{1/2}$ и $b_l = (l - 0,5)\pi/H$ — горизонтальная и вертикальная компоненты волнового числа l -й нормальной волны, $k = \omega/C$ — волновое число. Пренебрежем сомножителем $1/\xi_l^{1/2}$. Он влияет на величины слагаемых, но не на их распределение по z . Путем простых тригонометрических преобразований это выражение может быть приведено к виду:

$$I(z) = \frac{\kappa}{4} + \frac{1}{4} \operatorname{Re} \sum_{l=1}^{\kappa} \left\{ \frac{1}{2} \exp \left[-j \frac{\pi}{H} (Z_0 + z) \right] \exp \left[j \frac{2\pi}{H} (Z_0 + z) l \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \exp \left[-j \frac{\pi}{H} (Z_0 - z) \right] \exp \left[j \frac{2\pi}{H} (Z_0 - z) l \right] + \exp \left(-j \frac{2\pi}{H} Z_0 \right) \exp \left(j \frac{2\pi}{H} Z_0 l \right) + \right. \\ \left. + \exp \left(-j \frac{\pi}{H} z \right) \exp \left(j \frac{2\pi}{H} z l \right) \right\}. \quad (2)$$

Каждый ряд в правой части этого выражения представляет собой геометрическую прогрессию и преобразуется к виду

$$I(z) = \frac{\kappa}{4} \left\{ I + \frac{1}{2} \frac{\sin \left[2\kappa \frac{\pi}{H} (Z_0 + z) \right]}{2\kappa \sin \left[\frac{\pi}{H} (Z_0 + z) \right]} + \frac{1}{2} \frac{\sin \left[2\kappa \frac{\pi}{H} (Z_0 - z) \right]}{2\kappa \sin \left[\frac{\pi}{H} (Z_0 - z) \right]} + \right. \\ \left. + \frac{\sin \left(2\kappa \frac{\pi}{H} Z_0 \right)}{2\kappa \sin \left(\frac{\pi}{H} Z_0 \right)} + \frac{\sin \left(2\kappa - \frac{\pi}{H} z \right)}{2\kappa \sin \left(-\frac{\pi}{H} z \right)} \right\} \quad (3)$$

Анализ этого выражения показывает, что на кривой интенсивности $I(z)$ имеют место следующие экстремумы. На горизонте излучения $z = Z_0$ имеет место максимум — третье слагаемое в фигурных скобках в выражении (3); на горизонте $z = H - Z_0$ ("сопряженном" горизонту излучения) имеет место минимум — второе слагаемое; на поверхности, при $z = H$, на кривой $I(z)$ имеет место минимум, а на дне, при $z = 0$, имеет место максимум — пятое слагаемое в фигурных скобках в выражении (3).

Эти результаты аналогичны полученным в работах [3, 4]. Они иллюстрируются рис. 1, на котором представлены кривые распределения интенсивности звукового поля $I(z)$, создаваемого точечным ненаправленным источником, помещенным на горизонте $Z_0 = 0,75 H$ (кривая 1) и $Z_0 = 0,5 H$ (кривая 2) в волноводе толщиной $H = 10\lambda$. При этом в волноводе без затухания распространяется двадцать нормальных волн: $\kappa = 20$. Расчеты проводились по точной формуле (1), т.е. с учетом сомножителя $1/\xi_l^{1/2}$. На этом и последующих рисунках каждая кривая $I(z)$ нормировалась по своему максимальному значению. На обеих кривых рис. 1 на поверхности имеет место нуль, а на дне — максимум. Кроме того, на кривой 1 на горизонте излучателя Z_0 имеет место максимум, а на сопряженном горизонте $H - Z_0$ — минимум. Если излучатель помещается на середине водного слоя $Z_0 = 0,5H$, то на этом горизонте на кривой $I(z)$ максимум или минимум отсутствуют — сумма второго и третьего слагаемых в фигурной скобке формулы (3) равна нулю.

Обратимся теперь к случаю вертикальной линейной антенны. Излучаемое поле представляется в виде суммы нормальных волн с теми же фазовыми и групповыми скоростями, что и в случае точечного ненаправленного источника. Каждая нормальная волна в изоскоростном волноводе может быть представлена в виде суперпозиции двух плоских волн, распространяющихся вдоль волновода наклонно под углами скольжения $\beta_l = \pm \arcsin(b_l/k)$, а совокупность этих плоских волн образует угловой дискретный спектр в вертикальной плоскости. Угловой спектр нормальных волн, создаваемый

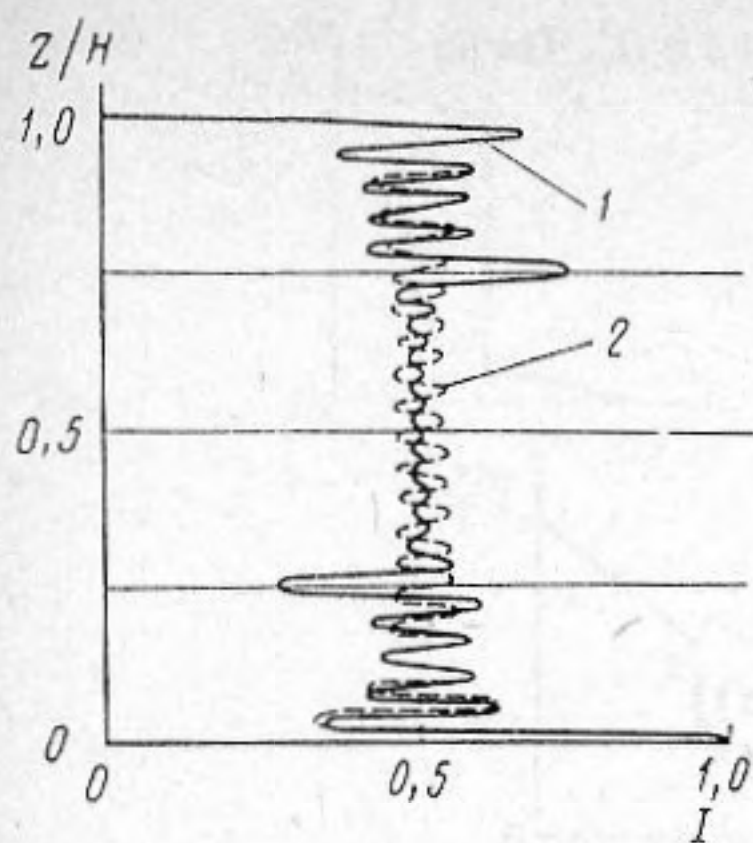


Рис. 1

Рис. 1. Распределение $I(z)$ для точечного источника в слое: $H = 10\lambda$, $\kappa = 20$, $Z_0 = 0,75H$ (кривая 1) и $Z_0 = 0,5H$ (кривая 2)

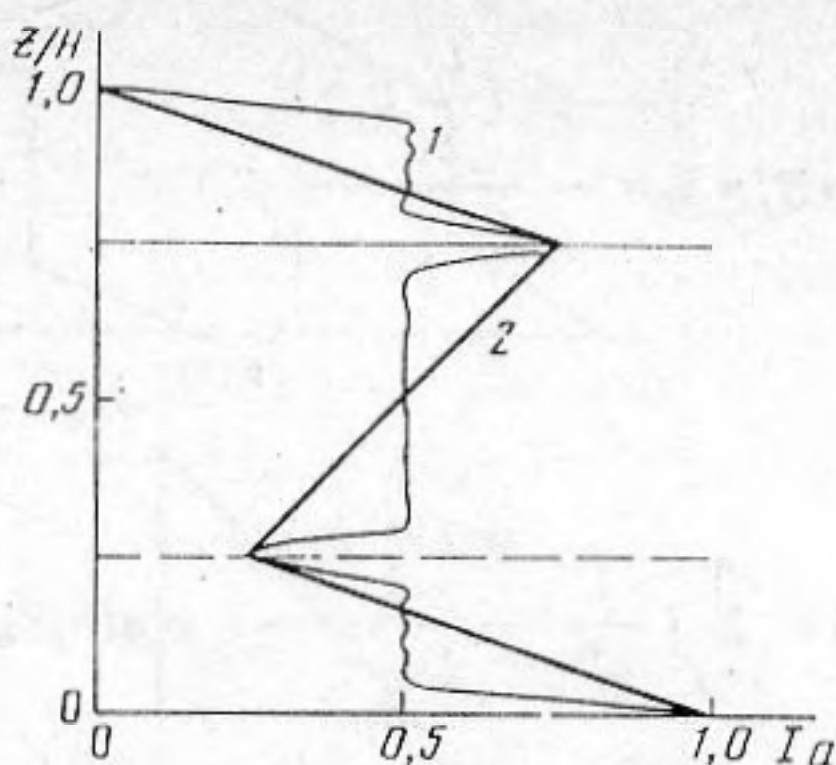


Рис. 2

Рис. 2. Распределение $I_a(z)$ для вертикальной линейной антенны в слое: $H = 10\lambda$, $\kappa = 20$, $Z_0 = 0,75H$, $\beta = 0^\circ$, $L = 1\lambda$ (кривая 1) и $L = 5\lambda$ (кривая 2)

вертикальной линейной антенной, оказывается равным угловому спектру точечного ненаправленного источника, "взвешенному" диаграммой направленности этой антенны в свободном пространстве. Таким образом, направленность вертикальной антенны в волноводе сказывается на степени возбуждения излучаемых нормальных волн.

Распределение интенсивности звукового поля по вертикальному сечению волновода без учета межмодовой интерференции в случае излучающей вертикальной линейной антенны будет определяться выражением [6]

$$I_a(z) = \sum_{l=1}^{\kappa} D_l(\beta) D_l^*(\beta) = \sum_{l=1}^{\kappa} \frac{\cos^2(b_l z)}{\xi_l} [(S_l^-)^2 + (S_l^+)^2 + 2(S_l^-)(S_l^+) \cos(2b_l Z_0)]. \quad (4)$$

где

$$D_l(\beta) = \frac{\cos(b_l z)}{\xi_l^{1/2}} \{ \exp(jb_l Z_0) S_l^- + \exp(-jb_l Z_0) S_l^+ \},$$

$$S_l^\mp = \frac{\sin \left[\frac{L}{2} (b_l \mp k \sin(\beta)) \right]}{\frac{L}{2} (b_l \mp k \sin(\beta))}.$$

Величина $D_l(\beta)$ представляет собой ненормированную диаграмму направленности вертикальной линейной антенны в изоскоростном волноводе при излучении l -й нормальной волны. Очевидно, что при $L = 0$ в выражении для $I_a(z)$ (формула (4)) переходит в выражение для $I(z)$ (формула (1)).

Если в случае точечного ненаправленного источника имеет место относительно равномерное возбуждение всех распространяющихся в волноводе нормальных волн, то в случае вертикальной линейной излучающей антенны возбуждается только часть нормальных волн. Чем больше апертура антенны, тем число возбуждаемых нормальных волн меньше. Номера возбуждаемых вертикальной антенной нормальных волн зависят от угла компенсации антенны β . При нулевом угле компенсации возбуждаются нормальные волны первых номеров, при больших углах компенсации возбуждаются нормальные волны последних номеров. При промежуточных значениях угла компенсации β возбуждаются нормальные волны средних номеров.

Рассмотрим случай нулевого угла компенсации: $\beta = 0^\circ$. Тогда

$$S_l^- = S_l^+ = S_l = \frac{\sin\left(\frac{L}{2} b_l\right)}{\frac{L}{2} b_l} \quad (5)$$

и

$$I_a(z) = \sum_{l=1}^{\kappa} \left[\frac{1}{\xi_l^{1/2}} \frac{\sin\left(\frac{L}{2} b_l\right)}{\frac{L}{2} b_l} \cos(b_l Z_0) \cos(b_l z) \right]^2 \quad (6)$$

В этом случае величина $I_a(z)$ отличается от величины $I(z)$ (формула (1)) наличием множителя S_l^2 . Исключим в последнем выражении из рассмотрения множитель $1/\xi_l^{1/2}$, а суммирование заменим на интегрирование. Проведя тригонометрические преобразования, получим

$$I_a(z) = \frac{1}{4} \int_0^\infty \left[\frac{\sin\left(\pi \frac{L}{2H} l\right)}{\pi \frac{L}{2H} l} \right]^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \cos\left(2\pi \frac{Z_0 + z}{H} l\right) + \frac{1}{2} \cos\left(2\pi \frac{Z_0 - z}{H} l\right) + \cos\left(2\pi \frac{Z_0}{H} l\right) + \cos\left(2\pi \frac{z}{H} l\right) \right\} dl \quad (7)$$

В этом выражении первый интеграл табличный, а остальные четыре представляют собой обратное преобразование Фурье от функции $(\text{SIN}^2 X)/X^2$ [7]. Поэтому

$$I_a(z) = \frac{1}{4} \frac{H}{L} [1 + W(z_1/z_u) + W(z_2/z_u) + 2W(z_3/z_u) + 2W(z_4/z_u)], \quad (8)$$

где

$$W(z_i/z_u) = \begin{cases} 1 + z_i/z_u & -z_u \leq z_i \leq 0 \\ 1 - z_i/z_u & 0 \leq z_i \leq z_u \\ 0 & z_i < -z_u, \quad z_i > z_u \end{cases} \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (9)$$

$$z_u = L/2H, \quad z_1 = (Z_0 + z)/H, \quad z_2 = (Z_0 - z)/H, \quad z_3 = Z_0/H, \quad z_4 = z/H.$$

Спектр функции $\text{SIN}^2 X/X^2$ есть треугольник с максимумом $W(X = 0) = z_u$ и $W(X = -z_u) = W(X = z_u) = 0$ на его границах. Таким образом, если в случае точечного ненаправленного источника экстремумы на кривой $I(z)$ описываются функциями типа SINC , то в случае вертикальной линейной излучающей антенны экстремумы на кривой $I_a(z)$ описываются функциями типа равнобедренного треугольника.

Эти результаты иллюстрируются рис. 2 и 3. На рис. 2 представлены кривые распределения интенсивности звукового поля $I_a(z)$, создаваемого вертикальной антенной апертуры $L = 1\lambda$ (кривая 1) и $L = 5\lambda$ (кривая 2) с фазовым центром на горизонте $Z_0 = 0,75H$ в волноводе толщиной $H = 10\lambda$. Расчеты проводились по точной формуле (6) путем суммирования и с учетом множителя $1/\xi_l^{1/2}$. На рис. 3 представлены кривые $I_a(z)$ для антенны с фазовым центром на горизонте $z_0 = 0,5H$ (в середине слоя) с апертурами $L = 2\lambda, 4\lambda, 6\lambda, 8\lambda$ и 10λ в том же волноводе толщины $H = 10\lambda$. Из этого рисунка видно, что в случае, когда апертура антенны достигает толщины волновода $L = H$,

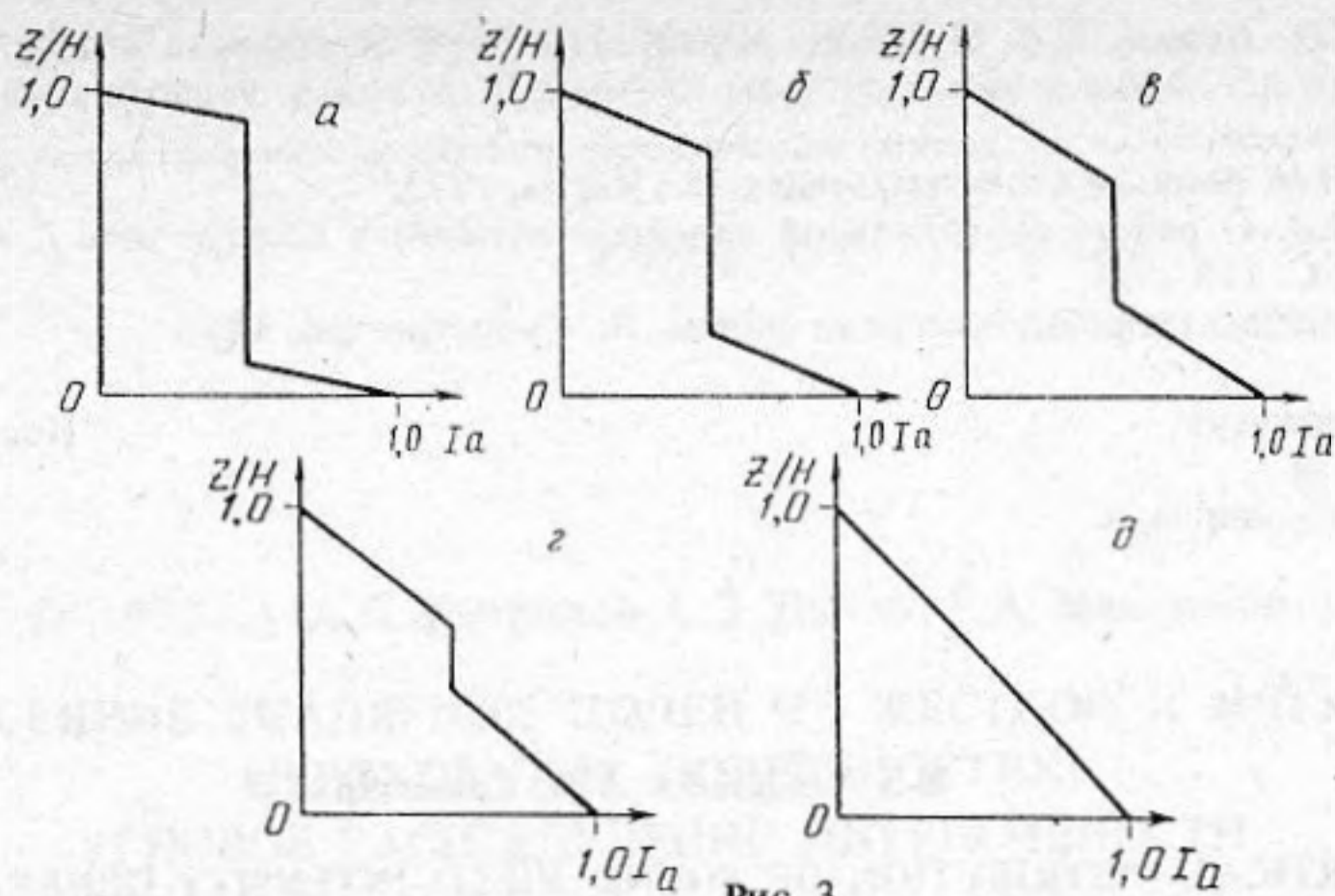


Рис. 3

Рис. 3. Распределение $I_a(z)$ для вертикальной линейной антенны в слое: $H = 10\lambda$, $\kappa = 20$, $Z_0 = 0,5H$, $\beta = 0^\circ$, $L = 2\lambda$, 4λ , 6λ , 8λ и 10λ (рисунки *a*–*г* соответственно)

Рис. 4. Распределение $I_a(z)$ для вертикальной линейной антенны в слое: $H = 10\lambda$, $\kappa = 20$, $\beta = 30^\circ$; $L = 5\lambda$ и $Z_0 = 0,75H$ (кривая 1), $L = 10\lambda$ и $Z_0 = 0,5H$ (кривая 2)

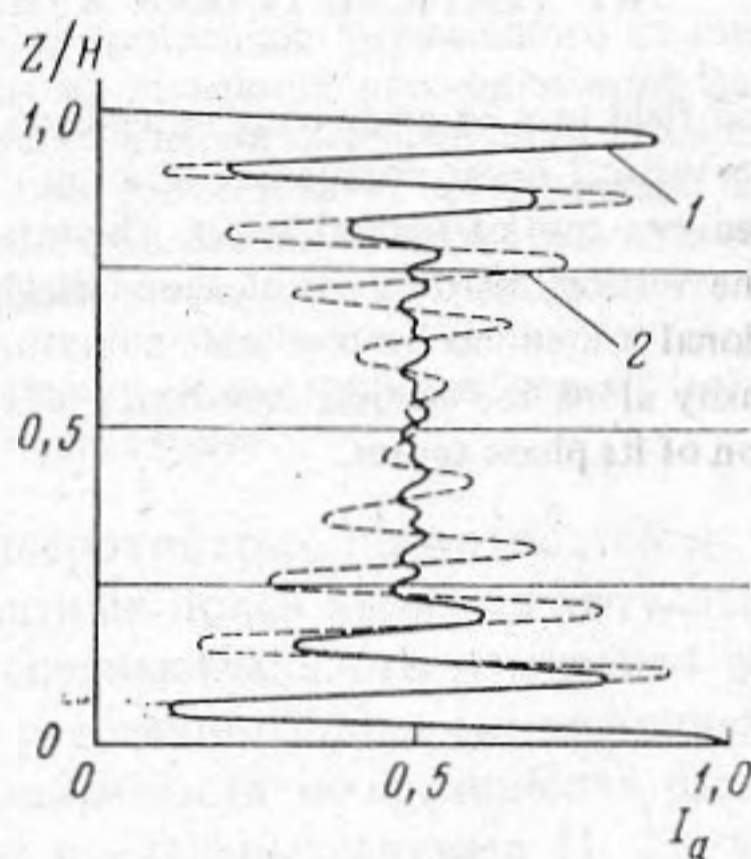


Рис. 4

распределение $I_a(z)$ представляет собой наклонную прямую, т.е. имеет место линейное увеличение интенсивности звука с глубиной от нуля до единицы.

В случае, когда угол компенсации β отличен от нулевого, получить такую же простую физическую интерпретацию, как в случае нулевого угла компенсации, не удастся. На рис. 4 представлены кривые зависимости $I_a(z)$ интенсивности звукового поля, создаваемого вертикальной линейной антенной апертуры $L = 5\lambda$ (кривая 1) и $L = 10\lambda$ (кривая 2) с фазовыми центрами на горизонтах $Z_0 = 0,75H$ и $0,5H$ соответственно в волноводе толщиной $H = 10\lambda$ при угле компенсации $\beta = 30^\circ$.

Таким образом, меняя величину апертуры линейной вертикальной излучающей антенны и положение ее фазового центра, можно подбирать различные наперед заданные распределения интенсивности звукового поля по сечению волновода. Следует отметить также, что распределение $I_a(z)$ зависит от свойств дна и в случае, например абсолютно мягкого дна, будет иметь совершенно другой вид.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М. Усредненное поле в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1965. Т. 11. № 2. С. 148–159.
2. Weston D.E. Wave-theory peaks in rangeaveraged channels of uniform sound velocity // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 68. № 1. P. 282–286.
3. Абросимов Д.И. О вертикальном распределении интенсивности звука в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1983. Т. 24. № 3. С. 309–314.

4. *Абдуллаев С.С., Ниязов Б.А.* К расчету вертикального распределения интенсивности звукового поля точечного источника в изоскоростном канале // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 10. С. 1343–1345.
5. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
6. *Елисеевнин В.А.* О работе вертикальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. 1981. Т. 27. Вып. 2. С. 228–233.
7. *Бурдик В.С.* Анализ гидроакустических систем. Л.: Судостроение, 1988.

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

Поступила в редакцию
28.12.91

M.S. Vinogradov, V.A. Eliseevnin

VERTICAL DISTRIBUTION OF SOUND FIELD, INTENSITY GENERATED BY VERTICAL LINEAR ARRAY IN HOMOGENEOUS WATER LAYER

A sound field in a homogeneous water layer with plane-parallel absolutely reflecting boundaries is generated by a vertical linear compensating array. The array radiates a monochromatic signal. The sound field is presented as a sum of normal waves. The interference of various normal waves is ignored. Calculation results of the vertical distribution of sound field intensity in a waveguide are given. A problem of a point nondirectional source has been considered as an extreme case. One can obtain various distributions of sound field intensity along the vertical coordinate of a waveguide by changing the value of the array aperture and the position of its phase center.