

4. Дудник Р.А., Музычук О.В., Фияксель Э.А. Излучение звука цилиндрической оболочки с локальной массой//Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 5. С. 834–840.
5. Дудник Р.А., Колпаков А.Б., Фияксель Э.А. Критерии подобия задачи о колебаниях и излучении неоднородной цилиндрической оболочки//Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 372–374.
6. Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 348 с.

Нижегородский
архитектурно-строительный институт

Поступило в редакцию
31.01.92

УДК 534+534.231.2

© 1992 г. В.А. Елисеевнии

НАПРАВЛЕННОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕКОГЕРЕНТНОГО ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛИНЕЙНОГО ИСТОЧНИКА В ВОДНОМ СЛОЕ

В работе [1] исследовалась направленность пространственно-некогерентного горизонтального линейного источника в гидроакустическом волноводе, обусловленная волноводным характером распространения. Ниже аналогичная задача решается для случая, когда тот же источник располагается в волноводе вертикально.

Звуковое поле, излучаемое горизонтальной пространственно-когерентной антенной в волноводе, представляется в виде суммы нормальных волн с теми же фазовыми и групповыми скоростями и распределением по вертикали, что и в случае точечного ненаправленного источника, но в отличие от последнего обладающих определенной направленностью в горизонтальной плоскости. В однородном волноводе каждая нормальная волна может быть представлена в виде суперпозиции двух плоских волн, распространяющихся вдоль волновода наклонно под некоторыми углами скольжения. Совокупность этих плоских волн образует угловой дискретный спектр в вертикальной плоскости. Звуковое поле в волноводе, излучаемое вертикальной пространственно-когерентной антенной, также представляется в виде суммы нормальных волн с угловым спектром, равным угловому спектру точечного ненаправленного источника, "взвешенному" диаграммой направленности антенны в свободном пространстве. Таким образом, направленность вертикальной антенны в волноводе сказывается на степени возбуждения (амплитуде) излучаемых нормальных волн. Ниже исследуется вопрос о степени возбуждения нормальных волн, порождаемых пространственно-некогерентным вертикальным линейным источником, и проводится сравнение со случаем излучения пространственно-когерентной вертикальной линейной антенны.

Пусть вертикальный непрерывный линейный источник апертуры L располагается в однородном водном слое толщины H с мягкой поверхностью и жестким дном с центром на горизонте Z_0 и излучает квазимонохроматический сигнал со средней частотой ω_0 . Все элементы источника излучают сигналы одинаковой интенсивности, принимаемой в расчетах за единицу. Сигналы, излучаемые соседними элементами, некогерентны. Звуковое поле будем рассматривать в дальнейшей зоне источника в точке, располагающейся на глубине Z на расстоянии R от источника.

Поле в заданной точке волновода может быть записано в виде

$$u(R, Z_0, Z, t) = \int_{Z_0 - L/2}^{Z_0 + L/2} \int_{-\infty}^{+\infty} S(z, \omega) \Phi(R, z, Z, \omega) \exp(j\omega t) d\omega dz. \quad (1)$$

Здесь t — текущее время, $S(z, \omega)$ — спектр сигнала, излучаемого z -м элементом источника; $\Phi(R, z, Z, \omega)$ — звуковое поле в заданной точке волновода, создаваемое точечным ненаправленным монохроматическим источником частоты ω , расположенным на горизонте z . Интенсивность поля в точке (R, Z) равна

$$I_{\text{нк}}(R, Z) = \langle u(R, Z_0, Z, t) u^*(R, Z_0, Z, t) \rangle = \iint_{Z_0 - L/2}^{Z_0 + L/2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \langle S(z, \omega) S^*(z', \omega') \rangle \times \\ \times \Phi(R, z, Z, \omega) \Phi^*(R, z', Z, \omega') \exp[j(\omega - \omega')t] d\omega d\omega' dz dz'.$$

Угловые скобки означают статистическое усреднение по множеству реализаций. В силу стационарности излучаемого сигнала, а также пространственной некогерентности между сигналами с соседних

элементов источника справедливо соотношение [2]

$$\langle S(z, \omega) S(z', \omega') \rangle = F(\omega) \delta(z - z') \delta(\omega - \omega'). \quad (3)$$

Здесь $F(\omega)$ – спектр мощности излучаемого сигнала, δ – дельта-функция Дирака. Подставляя (3) в (2), получаем

$$I_{\text{нк}}(R, Z) = \int_{Z_0 - L/2}^{Z_0 + L/2} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \Phi(R, z, Z, \omega) \Phi^*(R, z, Z, \omega) d\omega dz. \quad (4)$$

Звуковое поле, представляемое в виде суммы нормальных волн [3], на больших расстояниях от источника имеет вид:

$$\Phi(R, z, Z, \omega) = \frac{A}{R^{1/2}} \sum_{l=1}^m \frac{1}{\xi_l^{1/2}} \cos(b_l z) \cos(b_l Z) \exp(j\xi_l R). \quad (5)$$

где $A = \text{const}$, m – число нормальных волн, распространяющихся в волноводе без затухания; $b_l = (l - 0,5)\pi/H$ и $\xi_l = (k^2 - b_l^2)^{1/2}$ – вертикальная и горизонтальная компоненты волнового вектора k l -й нормальной волны. Нормируя величину интенсивности к ее максимальному значению, опускаем в дальнейшем сомножитель $A/R^{1/2}$.

Полагая $F(\omega) = \delta(\omega_0 - \omega)$, что соответствует переходу к случаю монохроматического сигнала, подставим (5) в (4). После необходимых преобразований получаем

$$\begin{aligned} I_{\text{нк}}(R, Z) = & \sum_{l=1}^m \frac{\cos^2(b_l Z)}{\xi_l} + \sum_{l=1}^m \frac{\cos^2(b_l Z)}{\xi_l} \frac{\sin(b_l L)}{b_l L} \cos(2b_l Z_0) + \\ & + 2 \sum_{l=1}^{m-1} \sum_{q=l+1}^m \frac{\cos(b_l Z) \cos(b_q Z)}{(\xi_l \xi_q)^{1/2}} \exp[j(\xi_l - \xi_q)R] \times \\ & \times \left\{ \frac{\sin\left[\frac{L}{2}(b_l - b_q)\right]}{\frac{L}{2}(b_l - b_q)} \cos[(b_l - b_q)Z_0] + \frac{\sin\left[\frac{L}{2}(b_l + b_q)\right]}{\frac{L}{2}(b_l + b_q)} \cos[(b_l + b_q)Z_0] \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

Полученное выражение представляет собой интенсивность звукового поля в заданной точке волновода, создаваемого вертикальным линейным пространственно-некогерентным источником. Для сравнения приведем аналогичное выражение для интенсивности звукового поля, создаваемого пространственно-когерентной вертикальной линейной антенной

$$\begin{aligned} I_{\text{к}}(R, Z) = & \sum_{l=1}^m \frac{\cos^2(b_l Z)}{\xi_l} \left[\frac{\sin\left(\frac{L}{2} b_l\right)}{\frac{L}{2} b_l} \right]^2 + \sum_{l=1}^m \frac{\cos^2(b_l Z)}{\xi_l} \left[\frac{\sin\left(\frac{L}{2} b_l\right)}{\frac{L}{2} b_l} \right]^2 \cos(2b_l Z_0) + \\ & + 2 \sum_{l=1}^{m-1} \sum_{q=l+1}^m \frac{\cos(b_l Z) \cos(b_q Z)}{(\xi_l \xi_q)^{1/2}} \exp[j(\xi_l - \xi_q)R] \times \\ & \times \frac{\sin\left(\frac{L}{2} b_l\right)}{\frac{L}{2} b_l} - \cos(b_l Z_0) \frac{\sin\left(\frac{L}{2} b_q\right)}{\frac{L}{2} b_q} \cos(b_q Z_0). \quad (7) \end{aligned}$$

Вывод этого выражения опускаем – он во многом аналогичен выводу, приводимому в работе [4].

Звуковое поле в волноводе может быть представлено в виде суммы двух частей – энергетической и интерференционной, соответствующих сложению нормальных волн в точке приема без учета и с учетом фазы. Если направленность пространственно-когерентной антенны в волноводе определяется как энергетической, так и интерференционной частями [4, 5], то направленность пространственно-некогерентного линейного горизонтального источника определяется исключительно интерференцией между различными нормальными волнами, зависит от проходимого ими расстояния R и носит,

таким образом, пространственно-локальный характер [1]. Аналогичная картина имеет место и в случае пространственно-некогерентного вертикального линейного источника. При этом набег фаз между различными нормальными волнами учитывается сомножителем $\exp[j(\xi_l - \xi_q)R]$ под знаком двойной суммы в правой части выражения (6). Будем называть эту интерференцию "межмодовой".

Как указывалось выше, в однородном волноводе каждая нормальная волна может быть представлена в виде суперпозиции двух плоских волн, распространяющихся вдоль волновода наклонно под углами скольжения $\beta_l = \pm \arcsin(b_l/k)$. Интерференция внутри каждой пары плоских волн, суперпозицией которых является нормальная волна номера l определяет "внутримодовую" интерференцию. Запаздывание по фазе между ними при распространении по вертикальной координате z определяется величиной $\cos(2b_l Z_0)$. Таким образом, как в случае пространственно-когерентной вертикальной линейной антенны, так и в случае пространственно-некогерентного вертикального линейного источника энергетическая часть звукового поля определяется первым, а "внутримодовая" интерференционная часть — вторым слагаемым в правой части в выражениях (7) и (6).

В случае пространственно-когерентной вертикальной линейной антенны энергетическая часть звукового поля определяется ее апертурой L , а угловой спектр точечного ненаправленного источника оказывается "взвешенным" ее диаграммой направленности в свободном пространстве и не зависит от глубины расположения антенны (первое слагаемое в (7)). В случае пространственно-некогерентного вертикального линейного источника энергетическая часть звукового поля представляет собой угловой спектр точечного ненаправленного источника (первое слагаемое в (6)).

"Внутримодовая" интерференционная часть (вторые слагаемые в (7) и (6)) в обоих случаях определяется как угловой спектр точечного ненаправленного источника, "взвешенный" функциями

$\left[\sin\left(\frac{L}{2}b_l\right) / \left(\frac{L}{2}b_l\right) \right]^2$ в первом случае и $\sin(Lb_l)/(Lb_l)$ — во втором, и зависит от глубины располо-

жения фазового центра излучателя Z_0 (сомножитель $\cos(2b_l Z_0)$). Но наибольший интерес представляет тот факт, что "внутримодовая" интерференция звукового поля не зависит от горизонтального расстояния R от излучателя до точки приема, т.е. имеет место в волноводе повсеместно.

Таким образом, имеет место следующее существенное различие между направленностью в случаях горизонтального и вертикального пространственно-некогерентного источника в волноводе. Если источник горизонтален, то его направленность определяется только "межмодовой" интерференцией" и зависит от расстояния R ; т.е. носит локальный характер. На одних расстояниях направленность может быть больше, на других — меньше, а на некоторых может просто отсутствовать. Если источник вертикален, то его направленность в той части, которая определяется "межмодовой" интерференцией, также зависит от расстояния R , а в той части, которая определяется "внутримодовой" интерференцией, от расстояния R не зависит и определяется параметрами волновода и источника, например его апертурой и положением в волноводе. Следовательно, для всех расстояний R при определенных параметрах задачи будет иметь место направленность вертикального пространственно-некогерентного источника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеевнин В.А. Направленность пространственно-некогерентного горизонтального линейного источника в водном слое // Акуст. журн. 1991. Т. 37. Вып. 5. С. 938–943.
2. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.
3. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
4. Елисеевнин В.А. О работе вертикальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. 1981. Т. 27. Вып. 2. С. 228–233.
5. Елисеевнин В.А. Диаграмма направленности компенсированной излучающей горизонтальной линейной антенны в волноводе // Акуст. журн. 1989. Т. 35. Вып. 3. С. 468–472.

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

Поступило в редакцию
28.12.91