АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXI 1985 Вып. 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.28

ОБ ОСЛАБЛЕНИИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ ПРИ ВОЛНОВОДНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В ОКЕАНЕ СО ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Абросимов Д. И., Долин Л. С., Нечаев А. Г.

Как известно [1], рассеяние звука на морской поверхности может приводить к заметному ослаблению акустического сигнала, распространяющегося в подводном звуковом канале (ПЗК). Для оценок когерентной составляющей сигнала с учетом потерь указанного типа можно приспособить известные модовые программы расчета акустических полей в регулярных ПЗК [2], если ввести соответствующие мнимые поправки к волновым числам мод – коэффициенты затухания когерентных составляющих нормальных волн. Нахождению этих коэффициентов и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим ПЗК с неровной верхней границей $z=\xi(x,y)$, где x, y, z – декартова система координат, $\xi(x,y)$ – случайная, статистически однородная и изотропная функция. Монохроматическое поле $\Phi(x,y,z)\exp(i\omega t)$ удовлетворяет волновому уравнению и граничному условию $\Phi(x,y,\xi(x,y))=0$. Выделим на границе прямоугольную площадку Σ с размерами Δx и Δy, значительно превышающими длину волны звука λ и радиус корреляции неровностей l, но малую по сравнению с масштабом ослабления среднего поля. Полагая неровности пологими и достаточно малыми по сравнению с длиной волны звука $(\sqrt{\langle\xi^2\rangle}\ll l,\lambda)$ и формально считая $\xi\equiv 0$ вне Σ, для компоненты поля, однократно рассеянной на участке Σ, имеем [1]

$$\Phi^{(1)}(x,y,z)=\int_{\Sigma}\xi(x',y')\left[\frac{\partial\Phi^{(0)}}{\partial z'}\,\frac{\partial G}{\partial z'}\right]_{z'=0}dx'\,dy',\qquad(1)$$

где $G(x,y,z;\ x',y',z')$ – функция Грина в волноводе с гладкой границей $(\xi\equiv 0)$, $\Phi^{(0)}(x',y',z')$ – поле, падающее на площадку Σ.

Возьмем в качестве $\Phi^{(0)}$ поле распространяющейся вдоль координаты x моды волновода с плоской границей: $\Phi^{(0)}=A_n\varphi_n(z)\exp(-ih_nx)$, где A_n – амплитуда моды, h_n – ее волновое число, $\varphi_n(z)$ – нормированная $\left(\int\limits_0^\infty \varphi_n^2(z)\,dz=1\right)$ собственная функция ПЗК. Мощность, переносимая полем $\Phi^{(0)}$ в направлении оси x через поперечное сечение волновода с горизонтальным поперечным размером Δy, равна $P_n=A_n^2\Delta y h_n/2\omega\rho$, где ρ – плотность жидкости. Из-за рассеяния звука на неровном участке Σ произойдет потеря мощности когерентного поля моды на величину $\Delta P_n=-P'$, где P' – мощность, уносимая стохастической компонентой поля $\Phi^{(1)}(x,y,z)$ (1). Полагая процесс затухания интенсивности когерентного поля отдельной моды экспоненциальным $P_n\propto\exp(-2\gamma_nx)$, найдем, что коэффициент затухания равен $\gamma_n=P'/2P_n\Delta x$.

Расчет мощности P' проведем в предположении, что вертикальный масштаб неоднородности скорости звука l_c и глубина моря D существенно превышают величину l, с тем, чтобы можно было полагать $\Delta x\ll l_c$, D и считать, что рассеянное поле $\Phi^{(1)}$ в окрестности Σ не отличается заметно от поля, которое бы сформировалось при рассеянии поля $\Phi^{(0)}$ на шероховатом элементе границы однородного полупространства.

В соответствии с этим предположением в качестве G подставим в выражение (1) функцию Грина изоскоростного полупространства (см. работу [1]). Тогда, вычисляя мощность P', уносимую полем $\Phi^{(1)}$ через полусферу, окружающую площадку Σ, для коэффициента затухания когерентной компоненты нормальной волны получим

$$\gamma_n=\frac{k_0^2}{2}[\varphi_n'(0)]^2\int\limits_0^{2\pi}d\varphi\int\limits_0^{\pi/2}\sin\vartheta\cos^2\vartheta\,\times$$

$$\times\,W_\xi\left([h_n-k_0\cos\vartheta\sin\varphi)^2+k_0^2\sin^2\vartheta\sin^2\varphi]^{1/2}\right)d\vartheta.\qquad(2)$$

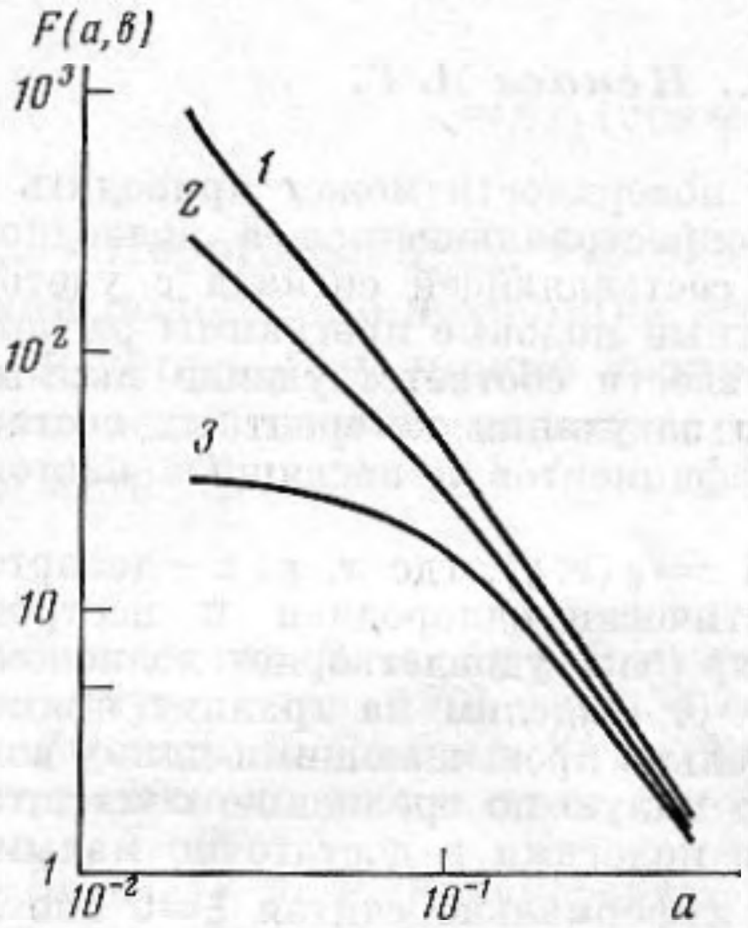
где k_0 – волновое число звука вблизи поверхности воды,

$$W_\xi\left((k_x^2+k_y^2)^{1/2}\right)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\langle\xi(x+x',y+y')\,\xi(x,y)\rangle\exp[-i(k_xx+k_yy)]\,dx'\,dy'/4\pi^2$$

– пространственный энергетический спектр возвышений поверхности.

Следует подчеркнуть, что использованная процедура расчета P' и γ_n не противоречит тому, что вдали от площадки Σ поле $\Phi^{(1)}$ имеет структуру, которая определяется характером стратификации скорости звука и свойствами дна. Определенная доля рассеянной энергии может захватываться волноводом, а остальная ее часть уходить в дно, однако особенности структуры поля вдали от Σ и соотношение между захваченной волноводом и ушедшей в дно энергиями при сделанных предположениях слабо влияют на величину коэффициента затухания когерентной составляющей моды (хотя они становятся существенными при расчете средней интенсивности поля).

Более строгий расчет γ_n с использованием волноводной функции Грина и с учетом временных изменений ξ показывает, что выражение (2) обеспечивает хорошую точность определения γ_n, если канал многомодовый и глубина моря $D>c\tau/2$, где τ – время корреляции $\xi(t)$ (для ветровых волн $\tau\simeq V/g$, V – скорость ветра, $g=9{,}8$ м/с²).



Функция $F(a,\ b)$ в зависимости от параметра a. *1* – $b=0{,}95$; *2* – $b=1$; *3* – $b=1{,}05$. В реальных ПЗК практически всегда $0{,}95<h_n/k_0<1{,}05$

Проанализируем теперь формулу (2) для случая, когда волнение описывается спектром Пирсона – Московитца [3]: $W_\xi(k)=Ak^{-4}\exp(-0{,}74\,g^2/V^4k^2)$, где $A\approx6\cdot10^{-4}$. Коэффициент затухания равен $\gamma_n=0{,}6\cdot10^{-3}[\varphi_n'(0)/k_0]^2F(a,b)$, где

$$F(a,\ b)=\int\limits_0^{\pi}d\varphi\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{\exp[-a^2/(b^2-2b\sin\vartheta\cos\varphi+\sin^2\vartheta)]}{(b^2-2b\sin\vartheta\cos\varphi+\sin^2\vartheta)^2}\times\sin\vartheta\cos^2\vartheta\,d\vartheta,$$

$a^2=0{,}74\cdot g^2/V^4k_0^2$, $b=h_n/k_0$. На фигуре представлена зависимость функции $F(a,b)$ от параметра a. Как показали расчеты, при $b=0{,}95$ (что соответствует высшим модам или лучам с углами скольжения $\simeq18°$) функция $F(a,b)\infty a^{-2}$. Поскольку для таких мод отношение $\varphi_n'(0)/k_0$ не зависит от частоты f, имеем: $\gamma_n\infty f^2V^4$. При $b=1$ (лучи с малыми углами скольжения) в диапазоне $0{,}02<a<0{,}1$ наблюдается иная частотная зависимость коэффициента затухания: $F\infty a^{-3/2}$, $\gamma_n\infty f^{3/2}V^3$. Наконец, для низших мод ($b>1$) коэффициенты γ_n зависят от частоты и скорости ветра более сложным образом. Эти выводы согласуются с ранее известными теоретическими [4] и экспериментальными [5] результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Басс Ф. Г., Фукс И. М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972.
2. *Вагин А. В., Мальцев Н. Е.* Расчеты низкочастотных звуковых полей в слоистом океане.– В кн.: Вопросы судостроения. Сер. Акустика, 1977, вып. 9, с. 61–80.
3. *Pierson W. J., Moskovitz L.* A proposed spectral form for fully-developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitagorodsky.– J. Geophys. Res., 1964, v. 69, № 24, p. 5180–5190.
4. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
5. *Sheehy M. T., Halley R.* Measurement of the attenuation of low-frequency underwater sound.– JASA, 1957, v. 29, № 4, p. 464–469.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
29.IV.1984

УДК 534.26

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ КРАЕВОЕ УСЛОВИЕ ДИРИХЛЕ ДЛЯ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ЖИДКОГО СЛОЯ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ, ЛЕЖАЩЕГО НА ЖИДКОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

Аксенов С. П.

В задаче о распространении звука в жидком слое переменной по горизонтали толщины, лежащем на жидком полупространстве с большей скоростью, удобно использовать асимптотически-эквивалентное краевое условие Дирихле для нижней границы слоя. Оно позволяет свести модель волновода к слою с обеими абсолютно мягкими границами и этим упрощает получение приближенного решения как методом адиабатических инвариантов [1], так и численным методом конечных разностей [2].