

УСРЕДНЕННЫЙ ЗАКОН СПАДАНИЯ ЗВУКА В НЕРЕГУЛЯРНОМ ПРИДОННОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

*Кацнельсон В. Г., Кравцов Ю. А., Кулапин Л. Г.,
Петников В. Г., Сабиров О. И.*

В настоящей работе проведено сравнение результатов расчетов, выполненных по усредненным соотношениям [1] и на основе суммирования адиабатических мод (адиабатическая теория [2]) с результатами измерений интенсивности звука в мелком море [3].

Расчеты и эксперименты были выполнены для тональных звуковых сигналов с несущими частотами 100 и 300 Гц, распространяющихся в мелком море (акустическом волноводе) с переменной глубиной и отрицательным градиентом dc/dz профиля скорости звука ($dc/dz = (0,04 \div 0,5) \text{ с}^{-1}$). Глубина волновода H в зависимости от расстояния r до источника звука и отдельные профили скорости звука $c(z)$ приведены на фигуре, а. Для такого волновода характерно в основном придонное распространение звука (лучи от источника отклоняются ко дну).

Соотношения для расчета усредненной по циклу луча интенсивности звука в исследуемом (нерегулярном) волноводе получены в [1] в рамках следующих предположений:

Скорость звука $c(r, z)$ зависит от глубины по линейному закону: $c(r, z) = c(r, 0) [1 - a(r)z]$ (z — вертикальная координата, отсчитываемая от поверхности, $dc/dz = -c(r, 0)a(r) < 0$ — величина вертикального градиента скорости звука).

Дно представляется однородным жидким полупространством с плотностью $\rho_{\text{дн}}$, скоростью звука $c_{\text{дн}}$ и комплексным показателем преломления, мнимая часть которого, определяющая потери в дне, зависит от частоты f : $n^2 = n_0^2 [1 + i\alpha(f)]$. Глубина волновода меняется вдоль трассы: $H = H(r)$.

Основной вклад в поле дают донные лучи, т. е. лучи, не касающиеся поверхности моря. Согласно [2], коэффициенты затухания низших мод, которым отвечают именно донные лучи, относительно невелики и сравнимы между собой, тогда как для мод, отвечающих донно-поверхностным лучам, потери резко возрастают с увеличением угла скольжения о дно. При чисто лучевом описании следует поэтому ожидать роста поглощения с увеличением угла выхода луча из источника χ_1 , отсчитываемого от горизонтали.

Допуская еще и плавность изменения параметров волновода, можно рассчитывать на сохранение лучевого инварианта. В итоге аналогично работе [1] можно вычислить усредненную интенсивность звука $I(r)$:

$$\begin{aligned}
 I(r) &= \frac{W}{2\pi r} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\cos \chi_1 \exp\left(\int_0^r \frac{\ln |V|}{D} dr\right)}{D(\chi_1, r) \sin \chi(\chi_1, r)} d\chi_1 = \\
 &= \frac{W}{2\pi r} \exp\left(-\int_0^r \lambda dr\right) \int_{-\chi_1^0}^{\chi_1^0} \frac{\cos \chi_1}{D \sin \chi} d\chi_1. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь W — полная излучаемая мощность (источник ненаправленный) $\lambda(r) = -[\ln |V|/D]_{\chi_1=0}$; $D(\chi_1, r) = \text{tg } \chi_{\text{н}}(\chi_1, r)/\alpha c$ — длина цикла луча, $V = V(\chi_{\text{н}})$ — френелевский коэффициент отражения от дна; $\chi_{\text{н}} = \chi_{\text{н}}(\chi_1, r)$ — угол скольжения луча с дном, $\chi = \chi(\chi_1, r)$ — угол скольжения луча в точке приема, χ_1^0 — значение соответствующее касанию луча поверхности.

Для расчета интенсивности по формуле (1) в реальном волноводе измеренные профили скорости звука интерполировались линейной функцией z на основе критерия χ^2 . Для продольного (вдоль r) измерения $c(r, z)$ и $H(r)$ использовалась сплайн-интерполяция.

Значения параметров грунта уточнялись при расчете интенсивности звука на основе суммирования адиабатических мод. Наилучшее согласие с данными эксперимента получено при следующих значениях параметров: $\rho_{\text{дн}} = 1,7 \text{ г/см}^3$, $c_{\text{дн}} = 1580 \text{ м/с}$, $\alpha(100 \text{ Гц}) = 0,01$, $\alpha(300 \text{ Гц}) = 0,03$, что лежит в диапазоне возможных значений этих величин для дна исследуемого волновода.

Результаты расчета усредненной интенсивности по формуле (1) (плавная кривая), а также результаты расчета на основе суммирования адиабатических мод [2] (осциллирующая кривая) показаны на фигуре, б, в. Там же показаны полученные в опытах с тональными источниками звука [3] экспериментальные точки. (Расчетные и экспериментальные результаты усреднены по пространственному периоду 600 м.) Характер спадаания звукового сигнала вдоль трассы (как расчетного так и экспериментального) отражает особенности измерения параметров канала: на меньших глубинах сигнал спадает медленнее, а на больших быстрее.

Из фигуры видно, что результаты расчета на основе суммирования адиабатических мод неплохо согласуются с данными эксперимента на обеих используемых частотах ($f = 100$ и 300 Гц). Значения параметра α , определяющего в рамках используемой теории потери в волноводе, растут с ростом частоты. Это согласуется с теорети-

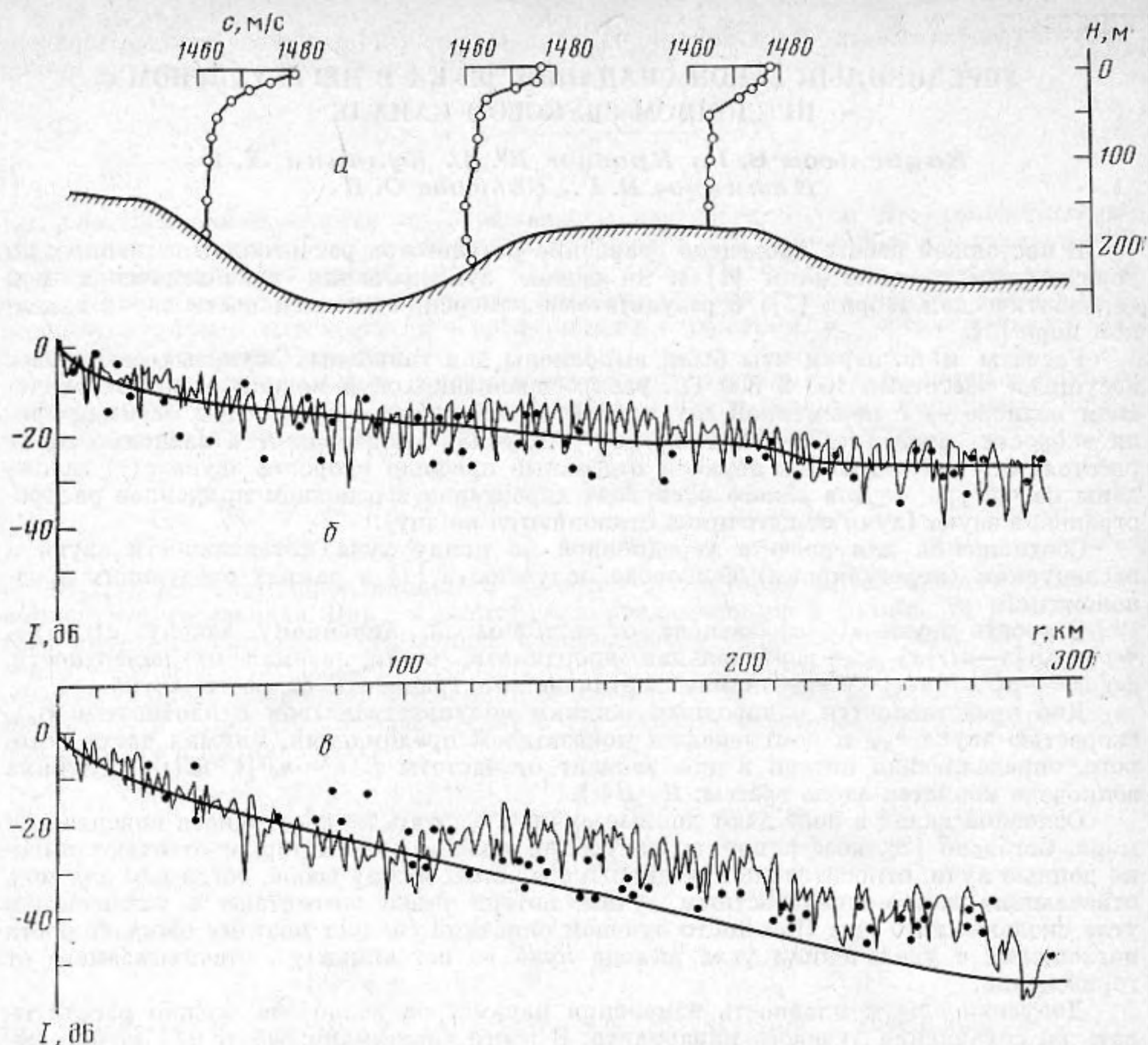


График зависимости нормированной интенсивности звука в волноводе от расстояния r ($I_1 = 10 \lg I/I_0 + 10 \lg r/r_0$, I_0 — интенсивность звука на расстоянии r_0): *a* — частота сигнала 300 Гц, *б* — зависимость глубины волновода H от расстояния r и отдельные профили скорости звука c вдоль волновода, *в* — частота сигнала 100 Гц

ческим и экспериментальным результатами работы [4]. Более детальное исследование характера частотной зависимости содержится, например, в работе [5], где расчеты интенсивности звука в мелком море проводились с использованием модели донных осадков Био. В рамках этой модели наблюдается линейная зависимость потерь от частоты, соответствующая «крупнозернистому» строению осадков.

Что же касается усредненной интенсивности, то на частоте 100 Гц она хорошо согласуется с адиабатической теорией и с экспериментом на всей трассе. На частоте же 300 Гц удовлетворительное согласие наблюдается до расстояния 100 км, а далее результаты несколько расходятся. Возможно, что введение в схему расчета усредненной интенсивности донно-поверхностных лучей уменьшит указанное расхождение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацнельсон Б. Г., Кулапин Л. Г. Усредненный закон спада звука в нерегулярном гидроакустическом волноводе. — Акуст. журн., 1984, т. 30, № 5, с. 507—517.
2. Кацнельсон Б. Г., Кравцов Ю. А., Кузькин В. М., Кулапин Л. Г., Петников В. Г. Упрощенная теория распространения звука в мелком море. М.: Тр. ФИАН, 1984, т. 156, с. 98—110.
3. Бункин Ф. В., Быстров В. П., Вавилин А. В. и др. Энергетические и спектральные характеристики инфразвуковых сигналов в мелком море. — Тез. докл. X Всесоюз. акуст. конф. М.: АКИН, 1983, секция Д, с. 48—51.
4. Cole B. F. Marine sediment attenuation and ocean-bottom — reflected sound. — J. Acoust. Soc. Amer., 1965, v. 38, № 2, p. 291—297.
5. Beele S. T., McDaniel S. T., Rubano L. A. Shallow-water transmission loss prediction using the Biot sediment model. — J. Acoust. Soc. Amer., 1982, v. 71, № 6, p. 1417—1426.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30.III.1984