

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967.
2. Коул Дж. Методы возмущений в прикладной математике. М.: Мир, 1972.
3. Федорюк М. В. Применение метода сращивания асимптотических разложений к рэлеевскому приближению в скалярной теории дифракции // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 3. С. 441-448.
4. Федорюк М. В. Рассеяние звуковых волн тонким акустически жестким телом вращения // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 4. С. 605-609.
5. Бойко А. И. Рассеяние плоских волн тонким телом вращения // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 3. С. 321-325.

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

Поступило в редакцию  
19.VI 1987

УДК 534-14.88

### МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВОЙ ОКЕАНИЧЕСКОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ С УЧЕТОМ КОРРЕКЦИИ ПОЛЯ В ОБЛАСТЯХ, ПРИЛЕГАЮЩИХ К ГЛАДКИМ КАУСТИКАМ

*Гончаров В. Н., Ивануцкая Л. А.*

Наиболее распространенный метод расчета интенсивности океанической реверберации на частотах, превышающих несколько сот герц, основан на геометрическом приближении.

Алгоритм этого расчета для плоскостной среды с горизонтальными границами приведен в работе [1] и в случае объемной реверберации определяется выражением

$$I(t) = \frac{r_0^2}{\rho_0 c_0} \int_0^{4\pi} \int_{t-T}^{t-\tau} \sum_{i,j=1}^{M_i, M_j} m_V \{ \mathbf{e}_i[\mathbf{r}_i(t-\tau)], \mathbf{e}_j[\mathbf{r}_j(t-\tau)], z \} p^2(\tau) F_i[\mathbf{r}_i(t-\tau)] \cdot \\ \cdot F_j[\mathbf{r}_j(t-\tau)] R_T^2(\alpha_i, \chi_i) R_R^2(\alpha_j, \chi_j) \frac{c[\mathbf{r}_j(t-\tau)] f_j[\mathbf{r}_j(t-\tau)] d\tau d\Omega}{r_j^2[\mathbf{r}_j(t-\tau)] \{1 + \cos[\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_j]\}}.$$

Здесь  $\rho_0 c_0$  — волновое сопротивление среды на расстоянии  $r_0$  от излучателя на главной оси его диаграммы направленности;  $m_V$  — коэффициент обратного объемного рассеяния;  $\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_j$  — единичные векторы, характеризующие направление волны, падающей на рассеивающий элемент, и волны, рассеянной им в направлении точки наблюдения;  $p(\tau)$  — огибающая излученного импульса;  $t$  — время наблюдения;  $\tau$  — время излучения;  $T$  — длительность импульса;  $R_T(\alpha_i, \chi_i), R_R(\alpha_j, \chi_j)$  — значения диаграмм направленности излучателя и приемника в направлении, определяемом азимутальным углом  $\alpha$  и углом скольжения  $\chi$ ;  $f$  — фактор фокусировки;  $r_{i,j}$  — расстояние по горизонтали от излучателя до рассеивающей области и от рассеивающей области до приемника;  $\Omega$  — телесный угол;

$$F_i = 10^{-0,1\beta r_i} K_{Si}^{\chi_{Si}} K_{Bi}^{\chi_{Bi}},$$

где  $\beta$  — коэффициент поглощения;  $K_S, K_B$  — коэффициенты отражения,  $\chi_S, \chi_B$  — число ударов о поверхность и дно соответственно.

Основной вклад в колебания интенсивности реверберации вносит изменчивость звукового поля, интенсивность которого особенно велика на каустиках и в их окрестности. Настоящая работа посвящена оценке влияния волновых поправок геометрического поля в прикаустических областях на полученные по вышеописанному алгоритму зависимости интенсивности реверберации от времени.

Для вычисления фактора фокусировки поля в областях, прилегающих к гладким каустикам, было использовано выражение, полученное в работах [2, 3]:

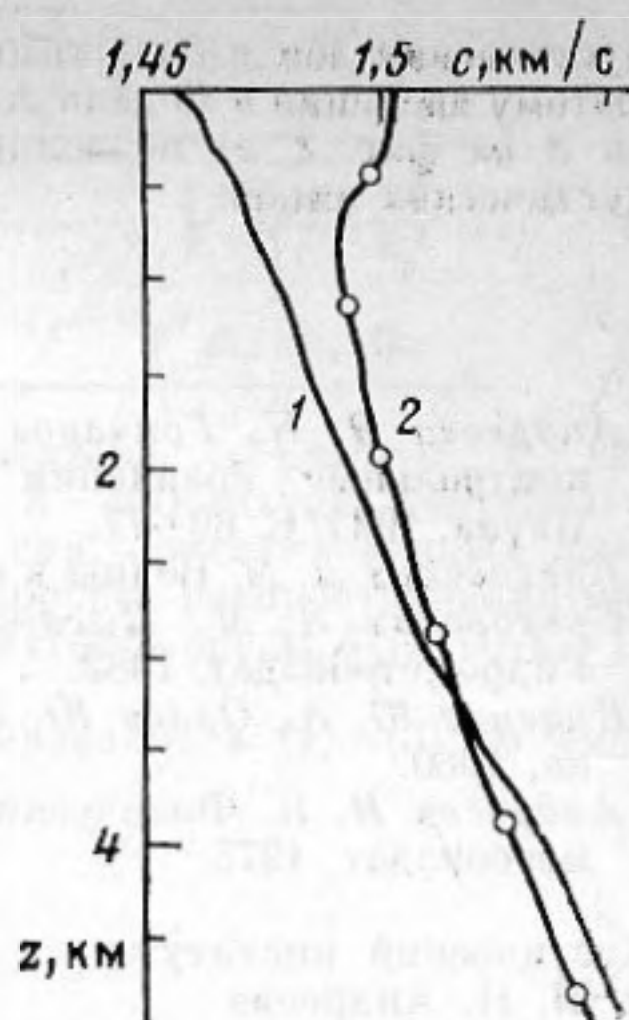
$$f = 2^{5/3} \frac{\cos \chi_0 (k_0 \sin \chi_0)^{1/3}}{\sin \chi} r \left| \frac{\partial^2 r}{\partial \chi_0^2} \right| v^2(t). \quad (1)$$

Здесь  $k_0$  — волновое число на уровне излучателя;  $\chi_0$  и  $\chi$  — углы скольжения луча в точке излучения и в точке касания каустики;  $v(t)$  — функция Эйри,  $t(r-r_0)$  — ее аргумент, где  $r-r_0$  — расстояние по горизонтали от точки наблюдения до каустики.

Задача решалась численно на ЭВМ БЭСМ-6. На выбранном горизонте строилась

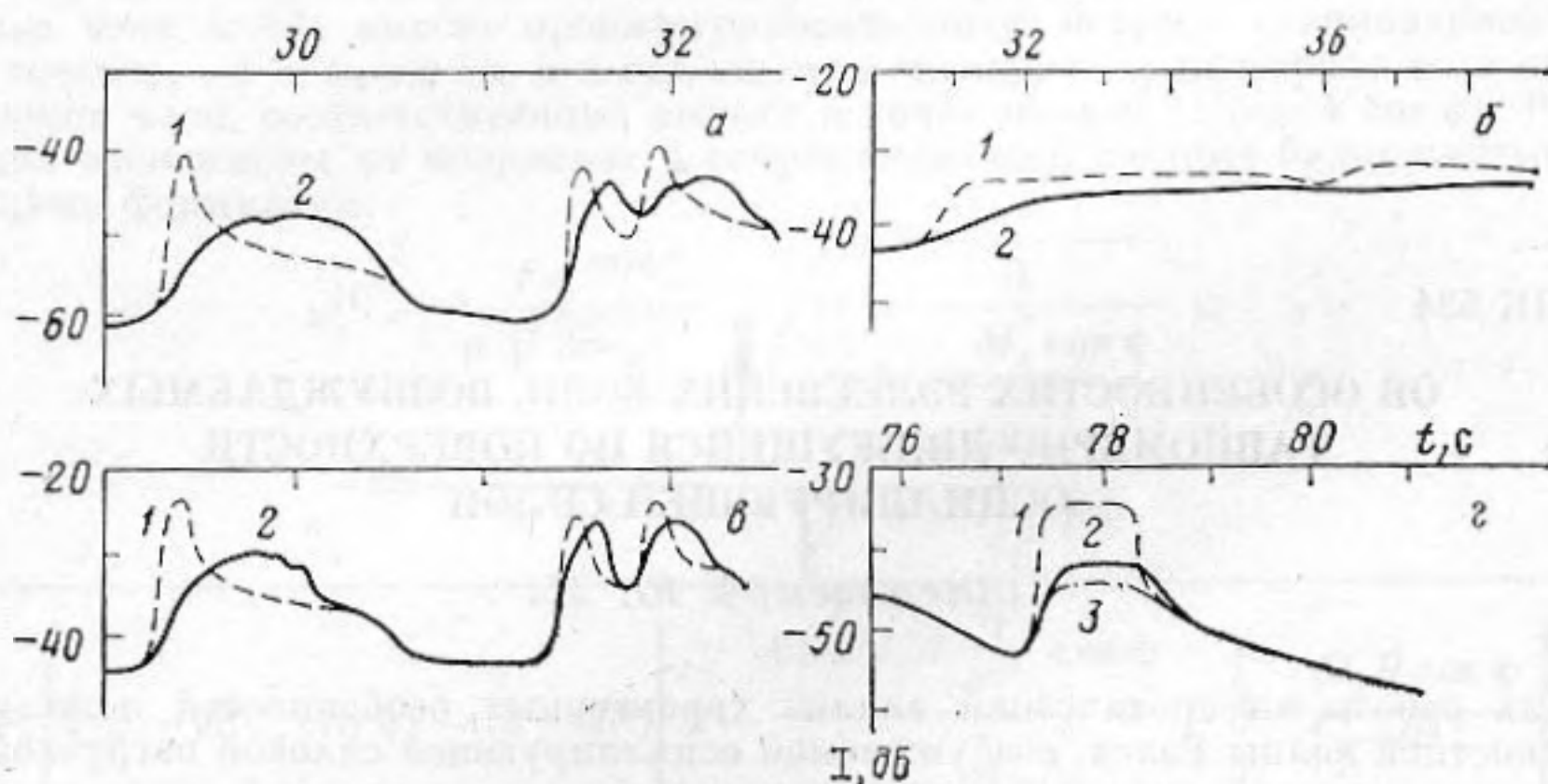


Фиг. 1. Профили скорости звука  $c(z)$ : 1 — с приповерхностным звуковым каналом; 2 — с глубоководным звуковым каналом



Фиг. 1

Фиг. 2. Зависимости интенсивности реверберации от времени: для профиля  $c(z)$  с приповерхностным звуковым каналом при  $f_0=3$  кГц,  $m_V=0,00001$  1/км,  $z_V=0,1$  км,  $T=0,1$  с (а),  $T=5$  с (б),  $f_0=5$  кГц,  $m_V=0,001$  1/км,  $T=0,1$  с (в); для профиля  $c(z)$  с глубоководным звуковым каналом при  $f_0=3$  кГц,  $m_V=0,00001$  1/км,  $z_V=0,15$  км,  $T=1$  с (г); 1 — в геометрическом (ГО) приближении; 2 — в ГО-приближении с волновой коррекцией поля в окрестности гладких каустик; 3 — в ГО-приближении с ограничением фактора фокусировки значением 100



Фиг. 2

зависимость  $r(\chi_0)$  горизонтального расстояния, пройденного лучом до пересечения с этим горизонтом, от угла выхода луча из излучателя. Экстремум этой зависимости для отдельной конгруэнции лучей определяет горизонтальное расстояние до точки каустики  $r_0$  и угол  $\chi_0$  луча, проходящего через эту точку.

Поскольку реверберация является интегральным эффектом, необходимо знать горизонтальную протяженность прикаустической зоны. Известны ее приближенные оценки через относительную кривизну луча и каустики в точке касания [2, 4]. В данной работе за ширину прикаустической зоны принималось расстояние от каустики, на котором волновое представление поля с 5%-ной точностью переходит в лучевое.

Численное моделирование интенсивности объемной реверберации проводилось для двух профилей скорости звука  $c(z)$  (фиг. 1). Рассеивающий объем представлял собой звукорассеивающий слой толщиной 200 м на глубине  $z_V$ . Коэффициент обратного объемного рассеяния задавался по результатам работы [5].

Проводились сравнительные расчеты по модели А, основанной на геометрическом приближении (кривая 1 на фиг. 2), и модели Б, в которой введена волновая коррекция поля в прикаустических областях на основе выражения (1) (кривая 2 на фиг. 2).

Пики на зависимостях фиг. 2 являются результатом рассеяния в прикаустических областях. Различия в амплитуде этих пиков и их сдвиг во времени для зависимостей 1 и 2 объясняются поведением геометрического и дифракционного полей в окрестности каустик. Интересно проследить влияние параметров сигнала на поведение зависимостей. Если при длительности сигнала  $T=0,1$  с (фиг. 2, а) максимум расхождения зависимостей составляет 14 дБ, то с увеличением  $T$  до 5 с (фиг. 2, б) расхождение снижается до 4–6 дБ за счет интегрирования на интервале  $T$ . С увеличением частоты заполнения сигнала  $f_0$  прикаустическая зона сужается, а значение фактора фокусировки в ней возрастает. Влияние этого на интенсивность реверберации можно видеть на фиг. 2, в.

Для профиля  $c(z)$  с глубоководным каналом характерно наличие узких при-



каустических зон с большими значениями (выше 100) фактора фокусировки в них. Поэтому введение в модели А ограничения фактора фокусировки значением 100 (кривая 3 на фиг. 2, з) позволяет несколько скорректировать зависимость  $I$  в районе каустических пиков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреева И. Б., Гончаров В. Н. Методы расчета многолучевой реверберации и контрольные сравнения с экспериментом // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 69–77.
2. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. Изд. 2-е. М.: Наука, 1973.
3. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
4. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
5. Андреева И. Б. Физические основы распространения звука в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1975.

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

Поступило в редакцию  
9.VI 1987

УДК 534

### ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕЙСЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ СИЛОЙ

Заславский Ю. М.

Цель работы — теоретический анализ характерных особенностей поля упругой поверхностной волны Рэля, возбуждаемой осциллирующей силовой нагрузкой, место приложения которой перемещается прямолинейно с постоянной скоростью вдоль плоской границы полубесконечной однородной твердой среды. Эффекты от воздействия, имеющего постоянные амплитуду и скорость перемещения, освещались ранее в литературе [1–6]. Однако к настоящему моменту нет опубликованных данных о характере пространственно-углового распределения интенсивности поверхностных волн в случае движущегося и осциллирующего источника. В качестве такого источника может служить лазерный сканируемый луч, интенсивность которого модулируется заданной частотой посредством оптического затвора (см. для сравнения [5, 6]). В данной работе исследуются случаи дозвукового скоростного режима с несколькими направлениями вектора силы, действующей на поверхность тела — вертикальным и двумя горизонтальными, вдоль и поперек скорости движения.

Идеализация рассматриваемой здесь модели источника состоит в предположении о дельта-образном его распределении в сопровождающей системе координат, что позволяет применить процедуру Фурье-разложения по двум пространственным координатам и по времени. Ввиду сохраняющейся взаимосвязи компонент, характеризующей внутреннюю структуру волны Рэля при любом способе ее возбуждения, далее будем интересоваться только вертикальной составляющей поля перемещений. Интегральное представление решения соответствующей граничной задачи теории упругости в рамках линейной модели среды имеет следующий вид:

$$u_z^{(1)}|_{z=0} = -\frac{iF}{4\pi^2\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_e^2} - k^2} \frac{\omega^2}{c_t^2} \delta(\omega - \Omega - k_x V) e^{-i\omega t + ik_x x + ik_y y} d\omega dk_x dk_y}{\left(\frac{\omega^2}{c_t^2} - 2k^2\right)^2 - 4k^2 \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_e^2}} \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}}}, \quad (1)$$

$$u_z^{(2)}|_{z=0} = -\frac{iT_2}{4\pi^2\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\left(\frac{\omega^2}{c_t^2} - 2k^2\right)^2 - 4k^2 \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_e^2}} \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}}}{\times \delta(\omega - \Omega - k_x V) e^{-i\omega t + ik_x x + ik_y y} d\omega dk_x dk_y}, \quad (2)$$