

УДК 534.2

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЧАСТОТНО-УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ЗВУКА ОТ ДНА В МЕЛКОМ МОРЕ

© 1995 г. В. М. Куртепов

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

117851 Москва, ул. Красикова, 23

Поступила в редакцию 15.12.93 г.

Рассмотрен метод определения частотно-угловой зависимости коэффициента отражения звука от дна мелкого моря с использованием вертикальных разрезов интенсивности звука. Точность метода оценивается по результатам численного эксперимента.

При прогнозировании низкочастотных звуковых полей в мелководных районах океана в условиях многократного отражения звуковых волн от дна, а также в задачах томографической реконструкции донной структуры особое значение приобретает знание коэффициента отражения звуковых волн от грунта. Классические методы его определения с использованием направленных излучающих и приемных систем едва ли осуществимы в низкочастотном диапазоне (десятки, первые сотни Гц) из-за трудностей идентификации входящих сигналов с соответствующими лучами.

В этой связи представляет интерес интерференционный подход к определению частотно-угловой зависимости коэффициента отражения, основанный на использовании вертикальных разрезов интенсивности звука [1]. Опыт такого рода в случае нормального падения волны на дно содержится в [2], а некоторые теоретические оценки возможных погрешностей в определении модуля коэффициента отражения приведены в [3]. Существенным преимуществом этого подхода является то, что вертикальное зондирование интенсивности звука – хорошо отработанная процедура без жестких требований (по сравнению с фазовыми измерениями) к точности определения горизонтального положения приемника в процессе вертикального зондирования. В данной работе рассматривается возможность определения частотно-угловой зависимости амплитуды и фазы коэффициента отражения звука по набору из нескольких вертикальных разрезов интенсивности для различных расстояний от источника звука.

Изложим суть метода на примере плоского однородного волновода толщины H с постоянной скоростью звука в воде C , лежащего на произвольном слоисто-неоднородном полупространстве (рис. 1). Эта модель соответствует мелкому морю в условиях пренебрежимо малой рефрак-

ции звука в волноводе. Гармонический источник звука частотой f , расположенный в точке $(0, z_0)$, создает в точке (r, z) звуковое поле, имеющее в лучевом представлении вид

$$\Phi(r, z) = \Phi_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n [V_{1,n}^n \Phi_{1,n} - V_{2,n}^n \Phi_{2,n} + V_{1,-n}^n \Phi_{1,-n} - V_{2,-n}^n \Phi_{2,-n}] \quad (1)$$

Здесь $\Phi_0 = R_{1,0}^{-1} \exp(ikR_{1,0}) - R_{2,0}^{-1} \exp(ikR_{2,0})$ – поле источника в однородном полупространстве со свободной границей; $\Phi_{\alpha,\beta} = R_{\alpha,\beta}^{-1} \exp(ikR_{\alpha,\beta})$ ($\alpha = 1, 2$, $\beta = \pm n$) – компоненты звукового поля, связанные с различными лучами, проходящими в точку наблюдения; $k = 2\pi f/C$; $R_{\alpha,\beta}$ – расстояния, проходимые звуковыми сигналами вдоль соответствующих лучей,

$$R_{1,\beta} = [r^2 + (z - z_0 + 2\beta H)^2]^{1/2},$$

$$R_{2,\beta} = [r^2 + (z + z_0 + 2\beta H)^2]^{1/2};$$

$V_{\alpha,\beta} = V(f, \cos(\chi_{\alpha,\beta}))$ – коэффициенты отражения от дна как функции частоты и косинуса угла скольжения $\cos(\chi_{\alpha,\beta}) = r/R_{\alpha,\beta}$; скобки [] под знаком суммы в формуле (1) объединяют четверки лучей, отразившихся n раз от дна. Отметим, что выражение (1) справедливо лишь при условии достаточной медленности изменения коэффициента отражения по углу скольжения [4]

$$\frac{1}{kR_{\alpha,\beta}} \left| \frac{d^2 V}{d\chi_{\alpha,\beta}^2} - \operatorname{tg}(\chi_{\alpha,\beta}) \frac{dV}{d\chi_{\alpha,\beta}} \right| \ll |V|.$$

Если значения модуля коэффициента отражения малы или расстояния, проходимые звуковыми сигналами вдоль лучей, таковы, что $R_{\alpha,\pm n} \gg R_{\alpha,\pm 1}$, то основной вклад в звуковое поле вносят лучи, формирующие поле Φ_0 , а также четверка лучей (с $n = \pm 1$), однократно отразившихся от дна. Эти лучи изображены на рис. 1.

В приближении однократного отражения от дна для интенсивности звука в точке (r, z) имеем

$$|\Phi|^2 = \Phi\Phi^* = |\Phi_0 + V_{2,1}\Phi_{2,1} - V_{1,1}\Phi_{1,1} + V_{2,-1}\Phi_{2,-1} - V_{1,-1}\Phi_{1,-1}|^2 \quad (2)$$

(* — знак комплексного сопряжения). Подставляя сюда $\Phi_{\alpha,\beta}$ и коэффициенты $V_{\alpha,\beta}$, выраженные через вещественную и мнимую компоненты $V_{2,1} = x_1 + ix_2, V_{1,1} = x_3 + ix_4, V_{2,-1} = x_5 + ix_6, V_{1,-1} = x_7 + ix_8$, перепишем (2) в виде

$$\sum_{l=1}^8 x_l SL_l = DS, \quad (3)$$

где

$$DS = |\Phi|^2 - |\Phi_0|^2 - \sum_{k=1}^{16} SQ_k F_k(x_1, \dots, x_8).$$

Здесь коэффициенты SL_l и SQ_k выражаются через $\Phi_{\alpha,\beta}$ и Φ_0 , а F_k — квадратичные функции своих аргументов. В рассматриваемом случае однородного водного слоя эти коэффициенты определяются следующими комплексными соотношениями:

$$SL_1 + iSL_2 = 2 \{ R_{1,0}^{-1} \exp [ik(R_{1,0} - R_{2,1})] - R_{2,0}^{-1} \exp [ik(R_{2,0} - R_{2,1})] \} R_{2,1}^{-1}, \quad (4.1)$$

$$SL_3 + iSL_4 = 2 \{ R_{2,0}^{-1} \exp [ik(R_{2,0} - R_{1,1})] - R_{1,0}^{-1} \exp [ik(R_{1,0} - R_{1,1})] \} R_{1,1}^{-1}, \quad (4.2)$$

$$SL_5 + iSL_6 = 2 \{ R_{1,0}^{-1} \exp [ik(R_{1,0} - R_{2,-1})] - R_{2,0}^{-1} \exp [ik(R_{2,0} - R_{2,-1})] \} R_{2,-1}^{-1}, \quad (4.3)$$

$$SL_7 + iSL_8 = 2 \{ R_{2,0}^{-1} \exp [ik(R_{2,0} - R_{1,-1})] - R_{1,0}^{-1} \exp [ik(R_{1,0} - R_{1,-1})] \} R_{1,-1}^{-1}, \quad (4.4)$$

$$SQ_1 = R_{2,1}^{-2}, \quad SQ_2 = R_{1,1}^{-2}, \quad SQ_3 = R_{2,-1}^{-2}, \quad SQ_4 = R_{1,-1}^{-2}, \quad (4.5)$$

$$SQ_5 + iSQ_6 = -2(R_{1,1}R_{2,1})^{-1} \exp [ik(R_{2,1} - R_{1,1})], \quad (4.6)$$

$$SQ_7 + iSQ_8 = 2(R_{2,1}R_{2,-1})^{-1} \exp [ik(R_{2,1} - R_{2,-1})], \quad (4.7)$$

$$SQ_9 + iSQ_{10} = -2(R_{2,1}R_{1,-1})^{-1} \exp [ik(R_{2,1} - R_{1,-1})], \quad (4.8)$$

$$SQ_{11} + iSQ_{12} = -2(R_{1,1}R_{2,-1})^{-1} \exp [ik(R_{2,-1} - R_{1,1})], \quad (4.9)$$

$$SQ_{13} + iSQ_{14} = -2(R_{1,-1}R_{2,-1})^{-1} \exp [ik(R_{2,-1} - R_{1,-1})], \quad (4.10)$$

$$SQ_{15} + iSQ_{16} = 2(R_{1,1}R_{1,-1})^{-1} \exp [ik(R_{1,-1} - R_{1,1})]. \quad (4.11)$$

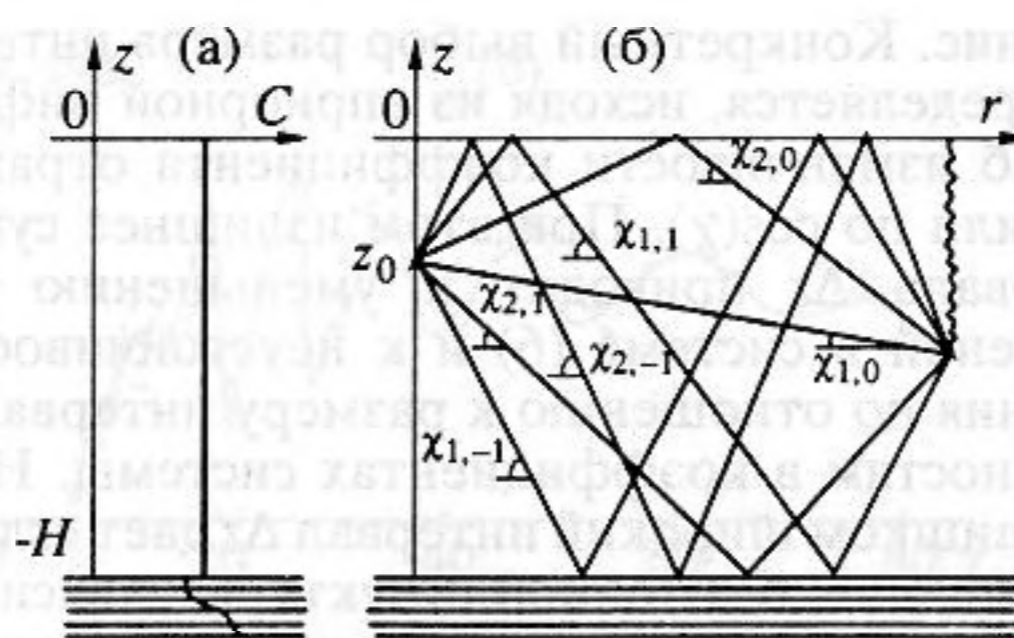


Рис. 1. Профиль скорости звука (а), траектория (~~~~) одного из вертикальных разрезов интенсивности звука и формирующие его лучи (б).

Квадратичные по x_l ($l = 1 - 8$) функции F_k имеют вид

$$F_1 = x_1^2 + x_2^2, \quad F_2 = x_3^2 + x_4^2, \quad F_3 = x_5^2 + x_6^2, \quad F_4 = x_7^2 + x_8^2,$$

$$F_5 = x_1x_3 + x_2x_4, \quad F_6 = x_1x_4 - x_2x_3, \quad F_7 = x_1x_5 + x_2x_6, \quad F_8 = x_1x_6 - x_2x_5, \quad F_9 = x_1x_7 + x_2x_8, \quad F_{10} = x_1x_8 - x_2x_7, \quad F_{11} = x_3x_5 + x_4x_6, \quad F_{12} = x_4x_5 - x_3x_6, \quad F_{13} = x_5x_7 + x_6x_8, \quad F_{14} = x_5x_8 - x_6x_7, \quad F_{15} = x_3x_7 + x_4x_8, \quad F_{16} = x_4x_7 - x_3x_8.$$

Если интенсивность $|\Phi|^2$ известна из измерений, что предполагается, то выражение (3) представляет собой нелинейное уравнение относительно восьми неизвестных x_i ($i = 1 - 8$), коэффициенты которого зависят от положения точки приема сигнала (r, z) . Одного такого уравнения, конечно, недостаточно для определения восьми значений x_i (задача недоопределена). Оказывается, однако, что при заглублении приемника значения $\cos(\chi_{\alpha,\beta})$ — аргументов коэффициента отражения, а также самого угла $\chi_{\alpha,\beta}$ меняются медленно и монотонно и могут легко контролироваться при заглублении точки приема. Если ограничить область “считывания” интенсивности интервалом $\Delta z = (z_{\max}, z_{\min})$, в пределах которого $V_{\alpha,\beta}$ изменяется мало

$$\max_{\substack{\alpha, \beta \\ \beta \neq 0}} \left\{ \left| \frac{\partial V}{\partial \chi_{\alpha, \beta}} \right| \left| (\chi_{\alpha, \beta})_{z_{\max}} - (\chi_{\alpha, \beta})_{z_{\min}} \right| \right\} \leq \epsilon_{\Delta \chi} \ll 1, \quad (5)$$

то уравнение (3) можно дополнить аналогичными уравнениями для точек $(r, z_m), m = 1 - M$, из интервала Δz , и мы получим уже систему из M нелинейных уравнений

$$\sum_{i=1}^8 x_i (SL_i)_{z=z_m} = (DS)_{z=z_m}, \quad m = 1 - M. \quad (6)$$

Обычно это несколько десятков уравнений, что делает задачу поиска неизвестных x_i переопределенной, зато позволяет найти приближенное

решение. Конкретный выбор размера интервала Δz определяется, исходя из априорной информации об изменчивости коэффициента отражения по χ или по $\cos(\chi)$. При этом излишнее сужение интервала Δz приводит к уменьшению числа уравнений в системе (6) и к неустойчивости ее решения по отношению к размеру интервала и к неточностям в коэффициентах системы. Напротив, слишком широкий интервал Δz дает сглаженное решение, без тонкой структуры зависимости коэффициента отражения от его аргумента.

Важным условием качественной инверсии является также наличие хорошо выраженной интерференции на разрезе, что обеспечивает достаточное количество независимых уравнений в системе (6). В отсутствие априорной информации об изменчивости V "внутренним" критерием качества инверсии, в том числе правильности выбора размера интервала Δz , могут служить величины локальных нормированных невязок

$$\epsilon_m = \frac{\left| \sum_{i=1}^8 \tilde{x}_i SL_i - DS \right|_{z=z_m}}{\left(\sum_{i=1}^8 (SL_i)^2_{z=z_m} \right)^{1/2}}, \quad m = 1 - M$$

при подстановке в уравнения системы (6) значений $x_i = \tilde{x}_i$ - результатов инверсии, а также среднеквадратичное по интервалу Δz значение этих невязок

$$\sigma_M = \left(\frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \epsilon_m^2 \right)^{1/2}$$

Чем меньше значения ϵ_m и σ_M , тем лучше инверсия.

С целью наиболее полного использования содержащейся в разрезах информации их целесообразно разбить на интервалы $\Delta z_l = (z_{\max}^{(l)}, z_{\min}^{(l)})$, $l = 1, \dots, L$, размеры которых лимитируются величиной $\epsilon_{\Delta\chi}$ (5). Каждый из этих интервалов порождает свою систему уравнений, аналогичную системе (6). В результате для каждого r - удаления от источника - мы получим набор из нескольких систем уравнений, решив которые, определим значения комплексных коэффициентов отражения для $4N_{\Delta z}$ значений его аргумента (χ или $\cos(\chi)$). Здесь $N_{\Delta z}$ - число интервалов, укладываемых на вертикальном разрезе интенсивности. Аналогичной обработке подвергаются все имеющиеся вертикальные разрезы. Таким образом, перебор углов скольжения (и определение соответствующих им значений коэффициента отражения) производится как за счет удаления вертикального разреза от источника, так и путем сканирования "окном" Δz вдоль разреза.

Для решения системы (6) воспользуемся методом Ньютона в сочетании с методом наименьших квадратов. Если ввести вектор $\mathbf{X} = (x_1, \dots, x_8)$ и переписать на каждом горизонте z_m уравнения системы (6) в виде $Q_m(\mathbf{X}) = 0$, где $Q_m(\mathbf{X}) = \left[\sum_{i=1}^8 x_i SL_i - DS \right]_{z=z_m}$, то, согласно методу Ньютона, поправки $D\mathbf{X}^{(n+1)} = (DX_1^{(n+1)}, \dots, DX_8^{(n+1)})$ к n -му приближенному решению $\mathbf{X}^{(n)} = (x_1^{(n)}, \dots, x_8^{(n)})$ системы (6) являются решением линейной системы

$$\sum_{i=1}^8 \left(\frac{\partial Q_m}{\partial x_i} \right)_{\mathbf{X}=\mathbf{X}^{(n)}} DX_i^{(n+1)} = -Q_m(\mathbf{X}^{(n)}), \quad m = 1, \dots, M,$$

где

$$\frac{\partial Q_m}{\partial x_i} = SL_i + \sum_{k=1}^{16} SQ_k \left(\frac{\partial F_k}{\partial x_i} \right)_{\mathbf{X}=\mathbf{X}^{(n)}}$$

Эту систему, по-прежнему переопределенную, будем решать методом наименьших квадратов, что приводит уже к системе из 8 уравнений для 8-и неизвестных $DX_i^{(n+1)}$ ($i = 1, \dots, 8$)

$$\sum_{j=1}^8 A_{ij}^{(n)} DX_j^{(n+1)} = B_i^{(n)}, \quad i = 1 - 8. \quad (7)$$

Здесь

$$A_{ij}^{(n)} = \left\langle \frac{\partial Q_m}{\partial x_i} \frac{\partial Q_m}{\partial x_j} \right\rangle_{\mathbf{X}=\mathbf{X}^{(n)}}, \quad B_i^{(n)} = - \left\langle Q_m \frac{\partial Q_m}{\partial x_i} \right\rangle_{\mathbf{X}=\mathbf{X}^{(n)}}$$

а скобки $\langle \rangle$ означают усреднение соответствующей функции по горизонтам точек приема z_m , $m = 1 - M$ (при фиксированном r).

Выпишем также выражения для коэффициентов системы (7) через SL_i , SQ_k и F_k

$$A_{ij}^{(n)} = \left\langle \left(SL_i + \sum_{k=1}^{16} SQ_k \frac{\partial F_k}{\partial x_i} \right) \times \left(SL_j + \sum_{k=1}^{16} SQ_k \frac{\partial F_k}{\partial x_j} \right) \right\rangle_{\mathbf{X}=\mathbf{X}^{(n)}}, \quad (8)$$

$$B_i^{(n)} = - \left\langle \left(\sum_{j=1}^8 x_j SL_j - DS \right) \times \left(SL_i + \sum_{k=1}^{16} SQ_k \frac{\partial F_k}{\partial x_i} \right) \right\rangle_{\mathbf{X}=\mathbf{X}^{(n)}}. \quad (9)$$

Итерационная схема решения задачи инверсии состоит в следующем. При $n = 0$ полагаем $\mathbf{X} = \mathbf{X}^{(0)}$,

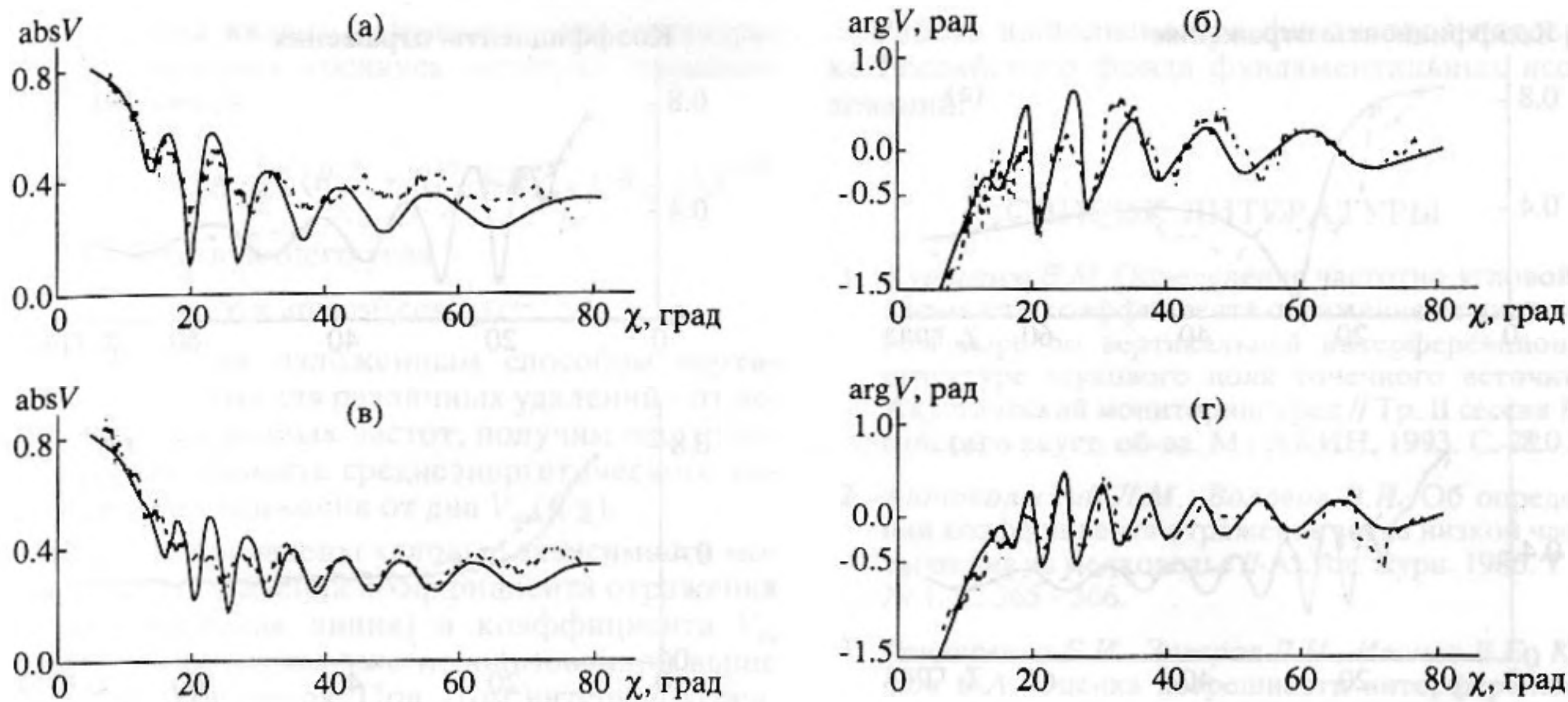


Рис. 2. Точные (сплошная линия) и восстановленные (пунктир) угловые зависимости модуля и фазы коэффициента отражения на частотах 200 (а, б) и 300 Гц (в, г).

где $X^{(0)}$ – нулевое приближение – какое-либо правдоподобное значение вектора X из области $|x_i| \leq 1, i = 1 - 8$. Вычислив $A_{ij}^{(0)}$ и $B_i^{(0)}$ по формулам (8), (9) и решая систему (7) для $DX^{(1)}$, находим 1-е приближение $X^{(1)} = X^{(0)} + DX^{(1)}$. Далее, вычисляя $A_{ij}^{(1)}$ и $B_i^{(1)}$, получим из (7) поправки $DX^{(2)}$, что дает 2-е приближение $X^{(2)} = X^{(1)} + DX^{(2)}$, и т.д. Итерации прерываются по достижении нужной точности или после определенного числа итераций. Специальных исследований сходимости этой итерационной процедуры не проводилось.

О потенциальной точности предлагаемого метода можно отчасти судить по результатам проведенного численного эксперимента по восстановлению модуля и фазы коэффициента отражения для модели мелкого моря с априори известным строением грунта. Параметры волновода: $H = 0.2$ км, $z_0 = -0.05$ км, плотность воды 1 г/см³, скорость звука 1500 м/с, частота $f = 200$ Гц.

Грунт состоял из осадочного слоя толщиной 23.3 м с плотностью 1.78 г/см³ и скоростью звука $1531.0(1 - i0.00735)$ м/с, лежащего на песчаном полупространстве с плотностью 1.92 г/см³ и скоростью звука $1656.6(1 - i0.0187)$ м/с. Выбранные значения материальных параметров, в том числе мнимые компоненты скоростей звука, ответственные за пространственное затухание звука, соответствуют данным, приведенным в [4, 5]. Например, на частоте 200 Гц затухание в осадочном слое составит 0.052 дБ/м, в песке – 0.123 дБ/м.

В численном эксперименте измеряемые на практике вертикальные разрезы интенсивности имитировались теоретическими расчетами (с уче-

том пятикратных отражений сигналов от дна). Глубина разреза ограничивалась только сечением волновода, шаг по вертикали Dz составлял 0.25λ , λ – длина звуковой волны. Расстояние между разрезами по горизонтали составляло 0.1 км, диапазон дистанций от источника $0.1 - 3.0$ км.

При формировании системы (6) предполагалось (априорная информация), что $|\partial v / \partial \chi| \sim 1$, а параметр $\epsilon_{\Delta\chi}$ в неравенстве (5) выбирался равным 0.0524 рад. Это позволяло выбрать вертикальный размер интервала Δz таким, чтобы вариация углов скольжения каждого из однократно отраженных дном лучей в пределах Δz не превосходила бы $\epsilon_{\Delta\chi}$, в данном случае трех градусов.

Результаты восстановления коэффициента отражения на частоте 200 Гц как функции от угла скольжения χ приведены на рис. 2а, 2б. Точным значениям соответствуют сплошные линии, восстановленным (по вертикальным разрезам) – пунктир. Качество восстановления модуля (а) и фазы (б), достигнутое в приближении однократного отражения звуковых сигналов от дна, можно считать удовлетворительным.

Следует отметить, что при использовании многочастотного источника звука (с известной мощностью на каждой из частот) та же процедура обработки данных, примененная (после соответствующей фильтрации) к вертикальным разрезам для отдельных частот, позволяет получить, наряду с угловой, также и частотную зависимость коэффициента отражения. Так, на рис. 2в, 2г изображены модуль и фаза коэффициента отражения от того же грунта и для тех же вертикальных разрезов интенсивности, но уже на частоте 300 Гц.

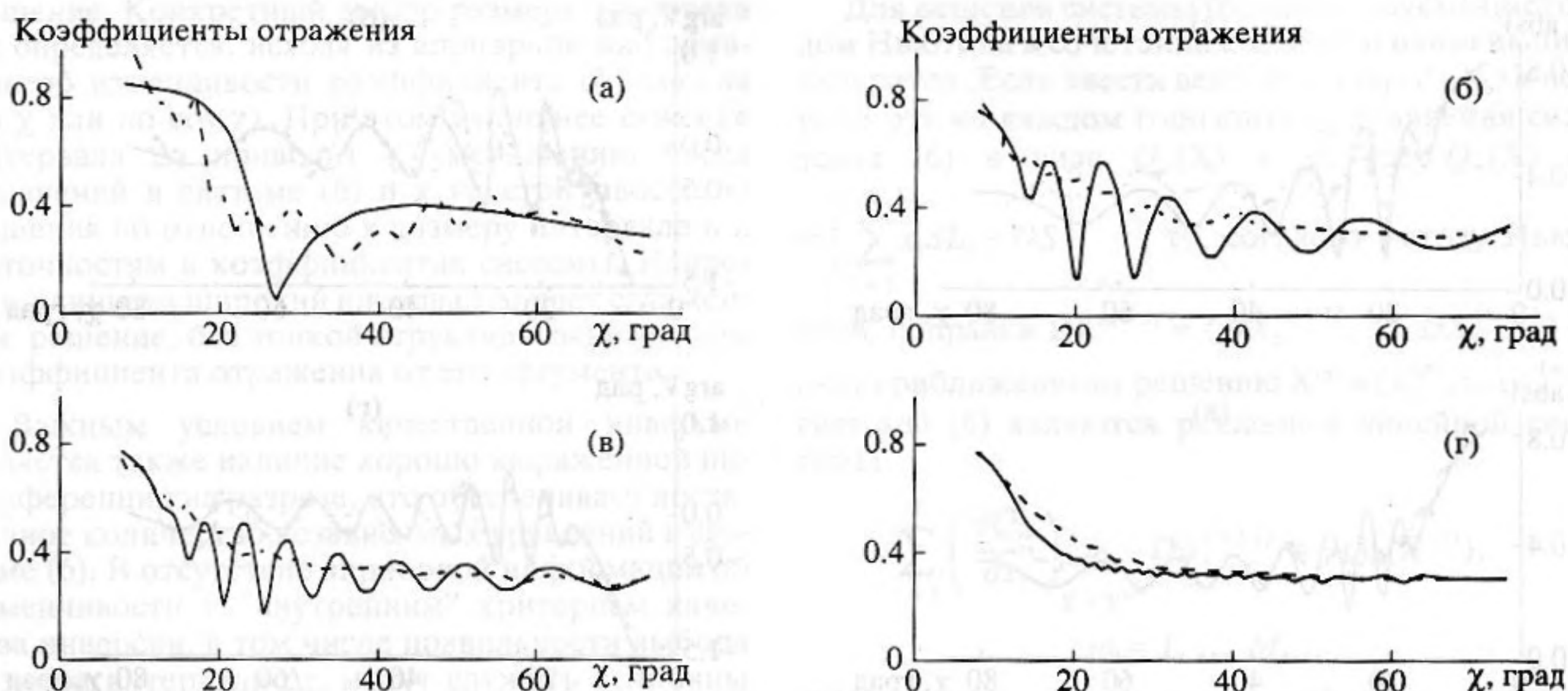


Рис. 3. Точные (сплошная линия) и среднеэнергетические (пунктир) значения модулей коэффициентов отражения на различных частотах: а – 45, б – 200, в – 300 Гц, г – 1 кГц.

Отметим, что приведенные на рис. 2а - 2г угловые зависимости коэффициентов отражения построены по найденным (согласно изложенной выше методике) значениям модуля и фазы для 428 различных значений углов χ , а затем сглажены усреднением по 13 последовательным значениям углов χ . Погрешности в определении коэффициентов отражения, местами значительные, связаны в первую очередь с пренебрежением многократными отражениями лучей от дна, а также с общей проблемой неустойчивости решений обратных задач.

Заметим, что при практической реализации изложенного подхода к измерению коэффициента отражения помимо ограничения на скорость изменчивости коэффициента отражения по углу χ (см. выше) необходимо, чтобы неровности водной поверхности и дна были достаточно малы, чтобы существенно не исказить интерференционную структуру звукового поля (малые параметры Рэлея).

При прогнозировании распространения звука в мелком море в условиях недостаточно точного знания параметров волновода (заглубления источника z_0 , дистанции r до него, толщины водного слоя H и др.) может представлять интерес приближенная оценка модуля коэффициента отражения.

Чтобы получить такую оценку, обратимся к соотношениям (4.1) - (4.11), определяющим величины SL_i , $i = 1, \dots, 8$, и SQ_k , $k = 1, \dots, 16$.

Как видно, все SL_i и SQ_k , кроме SQ_k ($k = 1 - 4$), осциллируют по z , и тем быстрее, чем выше частота f . Квадратурные компоненты x_i также зависят от z через соответствующий $\cos(\chi_{\alpha, \beta})$, но эта зависимость сравнительно медленная.

Усредним обе части выражения (3) по вертикальному разрезу. Обозначим эту операцию через $\langle \rangle_z$, где

$$\langle \Psi(z) \rangle_z = (z_{\max} - z_{\min})^{-1} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \Psi(z) dz,$$

а Ψ – усредняемая функция. Если вертикальный разрез содержит много масштабов осциллирующей функции из списка (4.1) - (4.11), что предполагается, то при усреднении они практически обратятся в нуль. В результате соотношение (3) перейдет в

$$\langle |\Phi|^2 - |\Phi_0|^2 \rangle_z \approx \sum_{k=1}^4 \langle SQ_k F_k \rangle_z = \langle |V_{2,1}|^2 R_{2,1}^{-2} + |V_{1,1}|^2 R_{1,1}^{-2} + |V_{2,-1}|^2 R_{2,-1}^{-2} + |V_{1,-1}|^2 R_{1,-1}^{-2} \rangle_z. \quad (10)$$

Назовем “среднеэнергетическим” значением квадрата модуля коэффициента отражения величину $V_{\text{ср}}$, такую, что

$$V_{\text{ср}}^2 = \frac{1}{\langle R_{2,1}^{-2} + R_{1,1}^{-2} + R_{2,-1}^{-2} + R_{1,-1}^{-2} \rangle_z} \langle |V_{2,1}|^2 R_{2,1}^{-2} + |V_{1,1}|^2 R_{1,1}^{-2} + |V_{2,-1}|^2 R_{2,-1}^{-2} + |V_{1,-1}|^2 R_{1,-1}^{-2} \rangle_z.$$

Тогда, как следует из (10), коэффициент $V_{\text{ср}}$ может быть определен по разрезу интенсивности и равен

$$V_{\text{ср}} = \left[\frac{\langle |\Phi|^2 - |\Phi_0|^2 \rangle_z}{\langle R_{2,1}^{-2} + R_{1,1}^{-2} + R_{2,-1}^{-2} + R_{1,-1}^{-2} \rangle_z} \right]^{1/2}.$$

Эта величина является функцией среднеквадратичного значения косинуса четверки отраженных дном лучей

$$[\langle \cos^2 \chi \rangle]^{1/2} = \frac{r}{2} [\langle R_{2,1}^{-2} + R_{1,1}^{-2} + R_{2,-1}^{-2} + R_{1,-1}^{-2} \rangle_z]^{1/2}$$

или соответствующего угла

$$\chi = \arccos(\langle \cos^2 \chi \rangle)^{1/2}.$$

Обрабатывая изложенным способом вертикальные разрезы для различных удалений r от источника и для разных частот, получим частотно-угловую зависимость среднеэнергетического коэффициента отражения от дна $V_{\text{ср}}(f, \chi)$.

На рис. 3 приведены угловые зависимости модуля точного значения коэффициента отражения от дна (сплошная линия) и коэффициента $V_{\text{ср}}$ (пунктир) для случая уже использованной выше модели мелкого моря. При этом интервал усреднения задавался значениями $z_{\text{max}} = 0$ и $z_{\text{min}} = -175$ м. Случаи а, б, в, г соответствуют различным частотам в диапазоне 45 - 1000 Гц. Сопоставление точного и среднеэнергетического коэффициентов отражения в широком диапазоне углов и частот позволяет рекомендовать использование коэффициента $V_{\text{ср}}$ отражения звука для оценки условий распространения в мелком море.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куртепов В.М. Определение частотно-угловой зависимости коэффициента отражения от дна в мелком море по вертикальной интерференционной структуре звукового поля точечного источника. Акустический мониторинг сред // Тр. II сессии Российского акуст. об-ва. М.: АКИН, 1993. С. 22 - 24.
2. Антокольский Л.М., Вологов В.И. Об определении коэффициента отражения звука низкой частоты от дна на мелководье // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 1. С. 365 - 366.
3. Гончаренко Б.И., Захаров Л.Н., Иванов В.Е., Куршов В.А. Оценка погрешности интерференционных методов измерения коэффициента отражения в слое жидкости // Акуст. журн. 1976. Т. 22. № 2. С. 214 - 217.
4. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
5. Barnard G.R., Bardin J.L., Hempkins W.B. Underwater sound reflection from layered media // JASA. 1964. V. 36. № 11. P. 2119.

Determination of the Frequency-Angular Dependence of the Bottom Reflection Coefficient in a Shallow Sea

V. M. Kurteпов

A method for the determination of the frequency- angular dependence of the reflection from the bottom in a shallow sea with the use of vertical profiles of the sound intensity is considered. The accuracy of this method is estimated from the results of a numerical experiment.

