

АКУСТИКА

УДК 534.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТОВ ЗАТЕНЕНИЯ НА РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ДИСКРЕТНЫХ СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

© 2011 г.

И.Ю. Грязнова, В.В. Курин, М.С. Лабутина, В.А. Харчев

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

gryaznova@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 23.05.2011

Обсуждается влияние эффекта затенения на среднюю интенсивность обратного рассеяния при наклонном зондировании дискретных донных неоднородностей. Приведены результаты физического моделирования и предложена простая теоретическая модель затенений, позволяющая оценить условия, при которых необходимо учитывать подобные эффекты при расчете средней интенсивности обратного рассеяния.

Ключевые слова: эффект затенения, рассеяние акустических волн, дискретные неоднородности, функция распределения.

Настоящая работа является продолжением большого цикла экспериментальных и теоретических исследований, проведенных на кафедре акустики ННГУ, посвященных разработке и совершенствованию методов акустического мониторинга дна Мирового океана. Предыдущие исследования [1–3] выявили ряд преимуществ наклонного зондирования дискретных донных неоднородностей: отсутствие когерентной и коллективной составляющих в средней интенсивности обратного рассеяния, а также отсутствие интерференции с сигналом, отраженным от поверхности, на которой неоднородности расположены. Эксперименты по физическому моделированию процессов обратного рассеяния на дискретных неоднородностях показали, что при фиксированном угле скольжения средняя интенсивность обратного рассеяния не является монотонно возрастающей функцией средней концентрации рассеивателей. Эти результаты противоречат предсказаниям теории однократного рассеяния, что объясняется необходимостью учета так называемого эффекта затенения. Исследованию влияния затенений на среднюю интенсивность обратного рассеяния акустических волн на дискретных донных неоднородностях и посвящена данная работа.

Теоретические методы учета эффектов затенения в случае рассеяния на плавной шероховатой поверхности рассмотрены в монографии [4]. Показано, что при рассеянии на непрерыв-

ной статистически неровной поверхности с увеличением высоты неровностей и с уменьшением угла скольжения рано или поздно начинается затенение отдельных элементов поверхности. Часть статистически неровной поверхности оказывается «неосвещенной», а часть «освещенных» участков становится не видна из точки наблюдения. Вследствие затенений отдельных элементов поверхности происходит уменьшение интенсивности рассеяния. Ранее учет затенений проведен в работе [5], где были получены асимптотики коэффициента отражения среднего поля и интенсивности флуктуаций в случаях слабых и сильных затенений, однако в промежуточной области углов облучения полученные формулы можно рассматривать лишь как интерполяционные. В последующей работе [6] затенения поверхности исследованы с помощью предложенного в работе Смита [7] метода, что позволило построить функции распределения высот и углов наклона освещенной части поверхности при произвольных исходных функциях распределения. В работе [8] при наличии затенений поверхности предложено модифицировать исходную формулу для расчета рассеянного поля таким образом, чтобы интегрирование проводилось не по всей рассеивающей поверхности, а только по ее освещенной части. Для детерминированных (не случайных) поверхностей произвести такое обобщение метода достаточно просто, однако для стати-

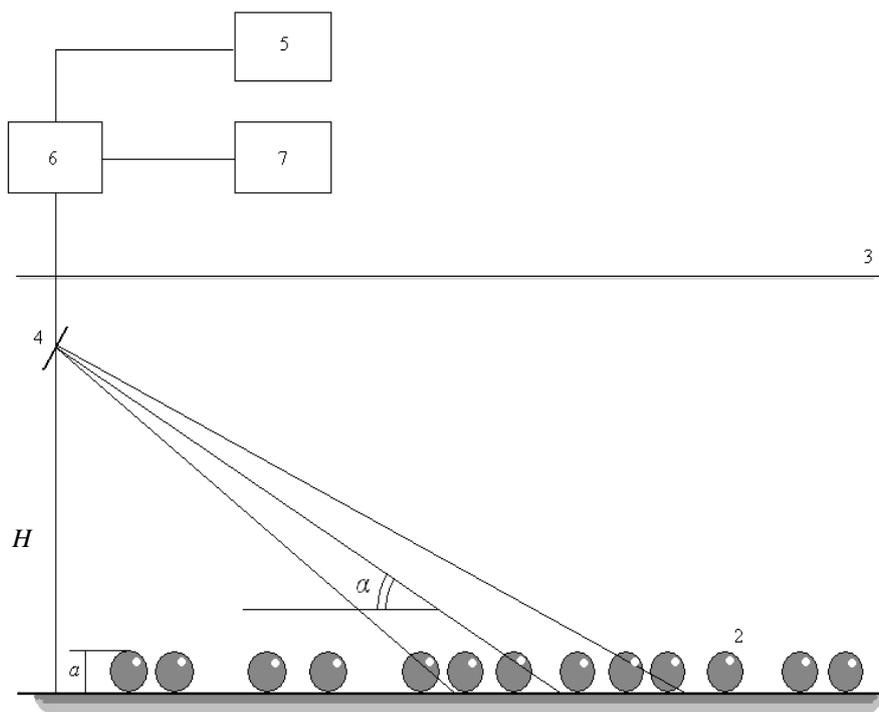


Рис. 1. Схема эксперимента по физическому моделированию процессов обратного рассеяния на дискретных неоднородностях, случайным образом расположенных на плоском слабо отражающем дне: 1 – резиновое дно, 2 – стальные шарики, 3 – поверхность воды, 4 – излучатель-приемник, 5 – блок формирования импульсов, 6 – блок согласования, 7 – приемно-регистрирующий блок

стически неровных поверхностей задача об усреднении по реализациям при наличии затенений далеко не тривиальна.

Обстоятельный анализ задачи о рассеянии акустических волн на дискретных неоднородностях приведен, например, в работе [2], где в приближении однократного рассеяния рассмотрено рассеяние монохроматической волны на совокупности неподвижных частиц, размеры которых малы по сравнению с длиной волны, а точка наблюдения при этом находится в зоне Фраунгофера области, занятой частицами. Показано, что среднюю интенсивность рассеянного поля можно представить как сумму трех компонент – когерентной, независимой и коллективной. Когерентная составляющая интенсивности пропорциональна квадрату числа частиц и резко падает при рассеянии под углом. Коллективная же составляющая описывает рассеяние на частицах, положения которых коррелированы между собой. В зависимости от конкретных условий соотношение между независимым и коллективным слагаемым в интенсивности может меняться в широких пределах. Например, при малой средней концентрации рассеивателей преобладает первое слагаемое, а с ее ростом – второе.

При наклонном зондировании случайных дискретных неоднородностей средней концентрации $\langle n \rangle$, расположенных на плоской поверхности, источником акустических сигналов апертурой $d_{эфф}$ средняя интенсивность обратного рассеяния представляется в виде

$$\langle I \rangle = A^2 \sin^2 \alpha \frac{2\pi \langle n \rangle}{d_{эфф}^2}, \quad (1)$$

где $A = A_0 |\alpha(ka)| \lambda / (2h)$, A_0 – амплитуда зондирующего сигнала, $|\alpha(ka)|$ – модуль коэффициента обратного рассеяния акустической волны частоты $f = kc/(2\pi)$ (c – скорость звука в воде) на уединенном шарике радиуса a , H – глубина залегания рассеивателей (расстояние от излучателя-приемника до плоскости дна), отсчитываемая от преобразователя. Согласно формуле (1) при фиксированном угле скольжения акустического луча α средняя интенсивность обратного рассеяния линейно растет с ростом средней концентрации неоднородностей $\langle n \rangle$.

Проведенные на кафедре акустики ННГУ эксперименты по физическому моделированию процессов обратного рассеяния акустических волн на дискретных неоднородностях – стальных шариках радиуса a (рис. 1), показали, что при фиксированном угле скольжения α интен-

сивность обратного рассеяния не является линейно возрастающей функцией средней концентрации рассеивателей, что противоречит предсказаниям теории однократного рассеяния (1).

В результате модельных гидроакустических экспериментов при частоте зондирующих сигналов $f = 150$ кГц, длительности импульсов $\tau_0 = 100$ мкс, диаметре рассеивающих металлических сфер $a = 3.125$ мм и вертикальном расстоянии от источника до поверхности, на которой расположены рассеивающие частицы, $H = 45$ см получены зависимости нормированной интенсивности обратного рассеяния от относительного

коэффициента упаковки $\tilde{n} = \frac{\langle n \rangle}{n_{\max}}$ рассеива-

телей на дне (n_{\max} – максимальная концентрация) при различных углах скольжения акустических волн α . Для примера на рис. 2 представлена данная зависимость при $\alpha = 30^\circ$ и хаотическом, в среднем равномерном расположении дискретных неоднородностей на дне.

Из рис. 2 следует, что средняя интенсивность рассеянного назад поля не является линейно возрастающей функцией относительного коэффициента упаковки неоднородностей, а имеет ярко выраженный максимум. Можно предположить, что такое расхождение с теорией однократного рассеяния связано с неучтенным эффектом затенения, приводящим при достаточно больших концентрациях рассеивателей и небольших углах скольжения зондирующих лучей к ослаблению средней интенсивности обратного рассеяния.

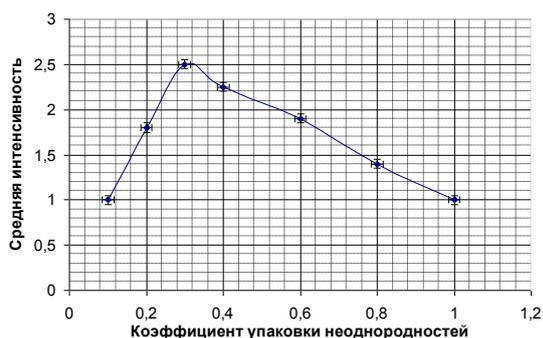


Рис. 2. Экспериментальная зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от относительного коэффициента упаковки неоднородностей

Рассеяние акустических волн на дискретных донных неоднородностях с учетом влияния эффектов затенения на среднюю интенсивность обратного рассеяния рассмотрим в рамках одномерной геометрической модели, схема которой приведена на рис. 3. Пусть рассеивающие

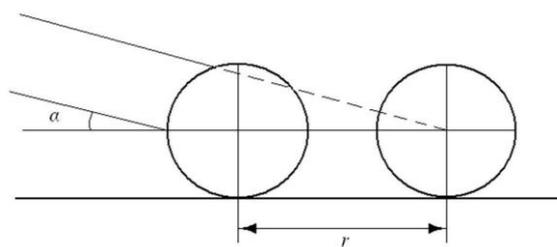


Рис. 3. Геометрия задачи рассеяния на сферах одинакового радиуса с учетом эффектов затенений

неоднородности – идеальные абсолютно жесткие шарики одинакового радиуса a – расположены случайным образом (но в среднем равномерно) на плоской слабо отражающей поверхности. Функцию распределения расстояния между центрами соседних частиц обозначим $W(r)$. Введем параметр $L = \langle r \rangle$ – среднее расстояние между центрами соседних шариков, тогда средняя концентрация рассеивателей равняется $\langle n \rangle = 1/L$. Переменная r при этом может принимать значения из интервала $[2a, \infty]$, а функция распределения расстояния должна удовлетворять условию нормировки:

$$\int_{2a}^{\infty} W(r) dr = 1. \quad (2)$$

В то время как среднее расстояние между центрами соседних частиц должно равняться L :

$$L = \langle r \rangle = \int_{2a}^{\infty} r W(r) dr. \quad (3)$$

Обозначим угол скольжения падающего акустического луча α . Тогда в приближении геометрической акустики можно считать, что обратное рассеяние на сфере происходит как отражение от зеркальной точки. Однако, если угол скольжения α падающего акустического луча достаточно мал, а расстояние между соседними неоднородностями невелико, а именно, выполняется условие $r < a/\operatorname{tg}\alpha$, то соседние рассеиватели как бы «затеняют» друг друга. Зеркальная точка шарика при этом оказывается в акустической тени предыдущей по ходу распространения луча рассеивающей частицы и не дает вклад в среднюю интенсивность рассеянного поля. Несложно определить минимальный угол скольжения, при котором затенения еще невозможны: $\alpha_{\min} = 26.5^\circ$. Следовательно, при углах скольжения, меньших α_{\min} , есть возрастающая с увеличением концентрации неоднородностей вероятность того, что соседние рассеиватели затеняют друг друга, то есть зеркальные точки частиц, находящихся в акустической тени соседних неоднородностей, можно не учитывать при интегрировании.

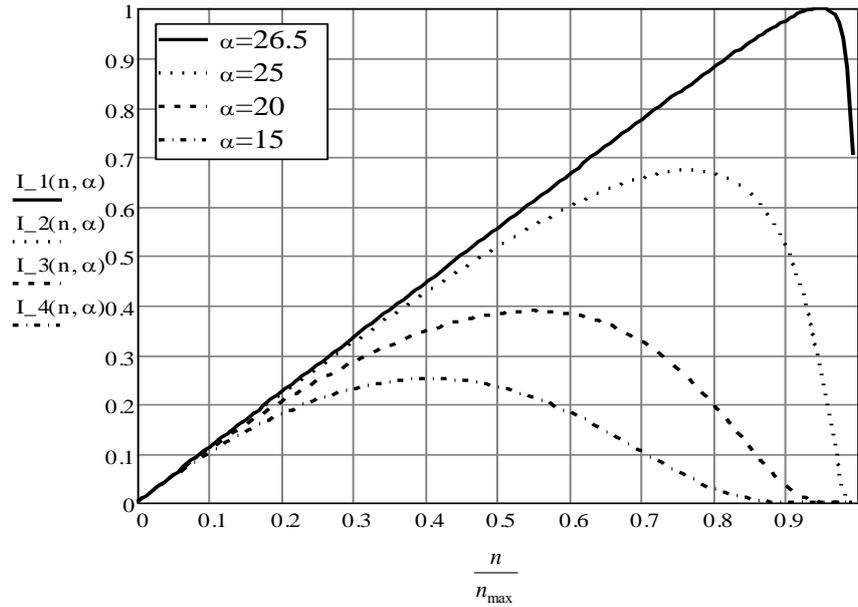


Рис. 4. Зависимость средней интенсивности обратного рассеяния, обозначенной на рисунке I_i , от нормированного значения средней концентрации неоднородностей n/n_{max} при четырех значениях угла скольжения $\alpha = 26.5^\circ, 25^\circ, 20^\circ, 15^\circ$ в случае экспоненциальной функции распределения. Индекс $i = 1+4$ соответствует конкретному значению угла (в порядке убывания)

Приняв за единицу отражение от зеркальной точки, интенсивность обратного рассеяния на одной частице можно записать в следующем виде: $I_0(r) = E(r - r_0)$, где $r_0 = \frac{a}{\text{tg}\alpha}$, $E(r - r_0)$ – единичная функция. При этом средняя интенсивность обратного рассеяния для одной частицы определяется следующим образом:

$$\langle I(r) \rangle = \int_{2a}^{\infty} W(r) I_0(r) dr = \int_{2a}^{\infty} W(r) E(r - r_0) dr = \int_{r_0}^{\infty} W(r) dr. \quad (6)$$

Считая, что каждая сферическая частица рассеивает одинаково, с учетом (6) находим среднюю интенсивность обратного рассеяния от совокупности частиц:

$$\langle I \rangle_{\Sigma} = \frac{1}{L} \langle I(r) \rangle = \frac{1}{L} \int_{r_0}^{\infty} W(r) dr. \quad (7)$$

В выражении (7) затенения учтены в нижнем пределе интегрирования. Таким образом, имея информацию о статистике распределения расстояния между центрами соседних неоднородностей, можно с учетом эффекта затенения рассчитать среднюю интенсивность обратного рассеяния на этих неоднородностях при их наклонном зондировании.

Рассмотрим поведение средней интенсивности обратного рассеяния как функции средней

концентрации неоднородностей при разных видах функции распределения расстояния между соседними частицами $W(r)$.

Выберем в качестве функции распределения расстояния между центрами соседних шариков $W(r)$ экспоненциальную функцию

$$W(r) = \frac{1}{L - 2a} \exp\left\{-\frac{r - 2a}{L - 2a}\right\}. \quad (8)$$

Функция (8) удовлетворяет условию нормировки (2), поскольку

$$\int_{2a}^{\infty} W(r) dr = \frac{1}{L - 2a} \int_{2a}^{\infty} \exp\left\{-\frac{r - 2a}{L - 2a}\right\} dr = 1.$$

При этом выполняется также условие (3) для среднего расстояния между центрами соседних частиц:

$$\langle r \rangle = \frac{1}{L - 2a} \int_{2a}^{\infty} \exp\left\{-\frac{r - 2a}{L - 2a}\right\} r dr = L.$$

Согласно (7) средняя интенсивность обратного рассеяния как функция средней концентрации неоднородностей определяется для распределения (8) следующим образом:

$$\langle I \rangle_{\Sigma} = \langle n \rangle \exp\left\{-\langle n \rangle \frac{(a/\text{tg}\alpha - 2a)}{1 - 2a \langle n \rangle}\right\}. \quad (9)$$

На рис. 4. приведены зависимости средней интенсивности от средней концентрации рассеивающих неоднородностей для различных

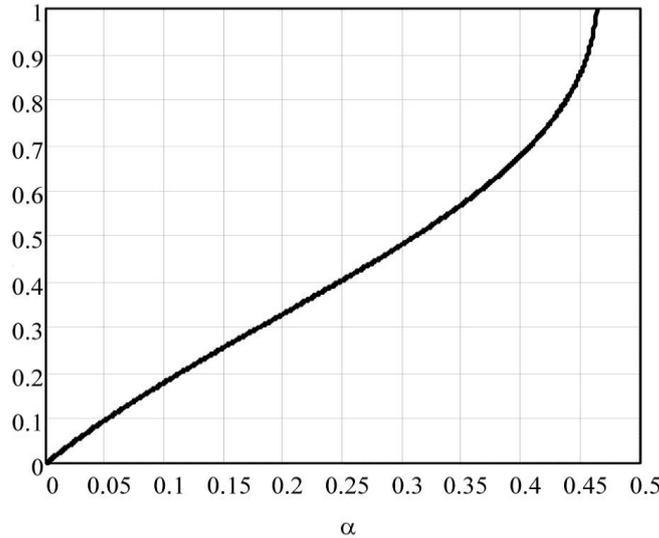


Рис. 5. Зависимость значения нормированной концентрации рассеивателей, при котором средняя интенсивность обратного рассеяния достигает максимума (рис. 4) от угла скольжения α

значений угла скольжения α , рассчитанные по формуле (9). Из приведенных графиков видно, что рассматриваемая зависимость имеет максимум, т.е. для каждой величины угла скольжения существует такая концентрация рассеивателей $\langle n \rangle_0$, начиная с которой, средняя интенсивность обратного рассеяния становится убывающей функцией концентрации неоднородностей. Причем, значение $\langle n \rangle_0$ тем меньше, чем меньше угол скольжения падающего акустического луча. Несложно получить зависимость положения точки максимума $\langle n \rangle_0$ средней интенсивности обратного рассеяния от угла скольжения α :

$$\langle n \rangle_0 = \frac{1}{8a} \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} + 2 \right) \pm \frac{1}{2a} \sqrt{16 \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} + 2 \right)^2 - 1}.$$

График данной зависимости представлен на рис. 5.

Рассмотрим теперь в качестве функции распределения расстояния между центрами соседних неоднородностей $W(r)$ функцию вида

$$W(r) = \frac{2(L-2a)^2}{(r-4a+L)^3}, \quad (10)$$

также удовлетворяющую двум условиям: нормировки (2) и требованию равенства L среднего расстояния между частицами (3). Зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от средней концентрации неоднородностей в этом случае выглядит следующим образом:

$$\langle I \rangle_{\Sigma} = \langle n \rangle \frac{\left(\frac{1}{\langle n \rangle} - 2a \right)^2}{\left(\frac{a}{\operatorname{tg} \alpha} - 4a + \frac{1}{\langle n \rangle} \right)^2}. \quad (11)$$

Графическое представление (11) для четырех значений величины угла скольжения α приведено на рис. 6.

Для зависимости средней концентрации неоднородностей $\langle n \rangle_0$, при которой наблюдается максимум средней интенсивности обратного рассеяния, от угла α имеем выражение

$$\langle n \rangle_0 = \frac{a/\operatorname{tg} \alpha \pm \sqrt{\left(a/\operatorname{tg} \alpha \right)^2 - 8(4a^2 - a^2/\operatorname{tg} \alpha)}}{4(4a^2 - a^2/\operatorname{tg} \alpha)},$$

графически представленное на рис. 7.

В качестве третьего примера рассмотрим случай, когда функция $W(r)$ определена следующим образом:

$$W(r) = \frac{1}{L_0(1-2a\langle n \rangle) - 2a}, \quad (12)$$

где $L_0 = H \frac{\lambda}{d \sin \alpha}$ – линейный размер озвученной области (H – вертикальное расстояние от источника до поверхности, на которой расположены рассеивающие частицы, λ – длина падающей акустической волны, d – апертура излучателя). Несложно показать, что функция распределения (12) также удовлетворяет двум указанным выше условиям (2) и (3). Рассчитанная по формуле (7) зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от средней концентрации неоднородностей будет иметь следующий вид:

$$\langle I \rangle_{\Sigma} = \frac{2 \left[L_0(1-2a\langle n \rangle) - a/\operatorname{tg} \alpha \right]}{L_0^2(1-2a\langle n \rangle)^2 - (2a)^2}. \quad (13)$$

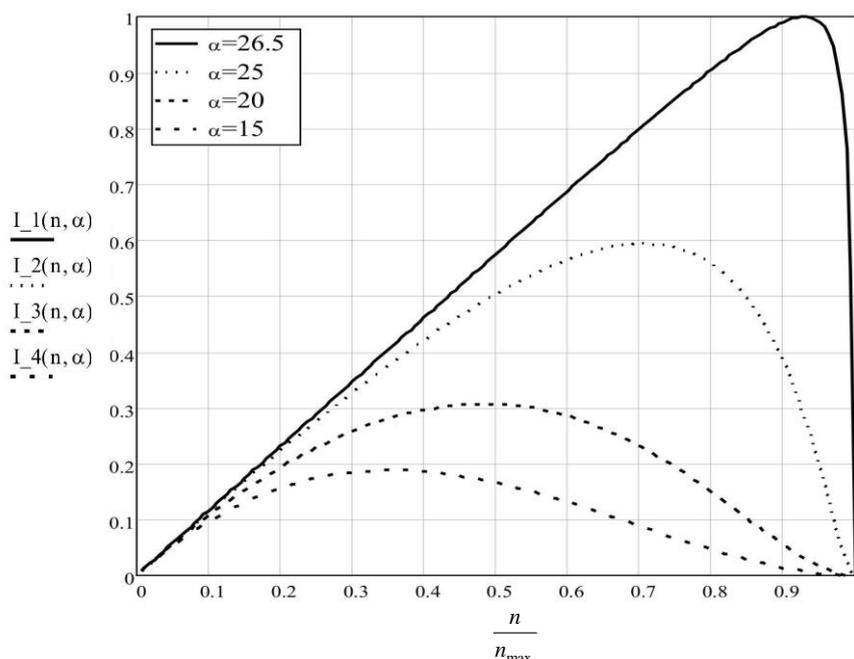


Рис. 6. Зависимость средней интенсивности обратного рассеяния, обозначенной на рисунке I_i , от нормированного значения средней концентрации неоднородностей n/n_{\max} при четырех значениях угла скольжения $\alpha = 26.5^\circ, 25^\circ, 20^\circ, 15^\circ$ в случае степенной функции распределения. Индекс $i = 1 \div 4$ соответствует конкретному значению угла (в порядке убывания)

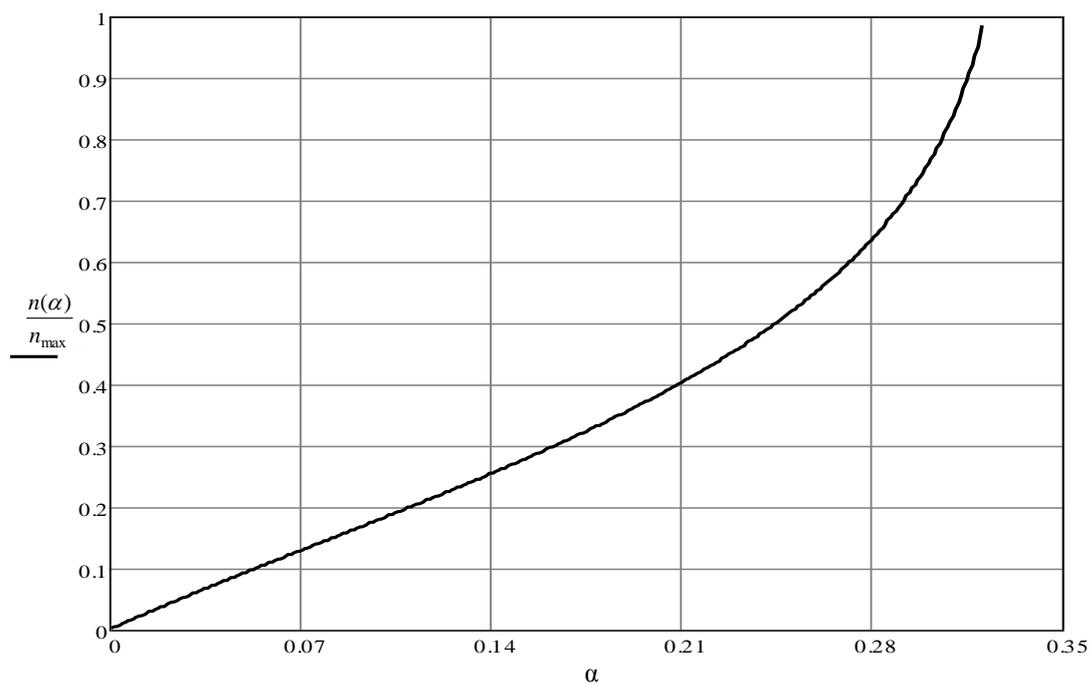


Рис. 7. Зависимость значения нормированной концентрации рассеивателей, при котором средняя интенсивность обратного рассеяния достигает максимума (рис. 6) от угла скольжения α

График зависимости (13) приведен на рис. 8. Из приведенных зависимостей видно, что при подобном равномерном распределении неоднородностей эффект затенения начинает сказываться лишь при очень больших концентрациях рассеивателей.

Как видно из рис. 4, 6, 8, предложенная теоретическая модель обратного рассеяния акустических волн на донных дискретных неоднородностях, учитывающая влияние эффектов затенения, находится в неплохом качественном соответствии с полученными ранее эксперимен-

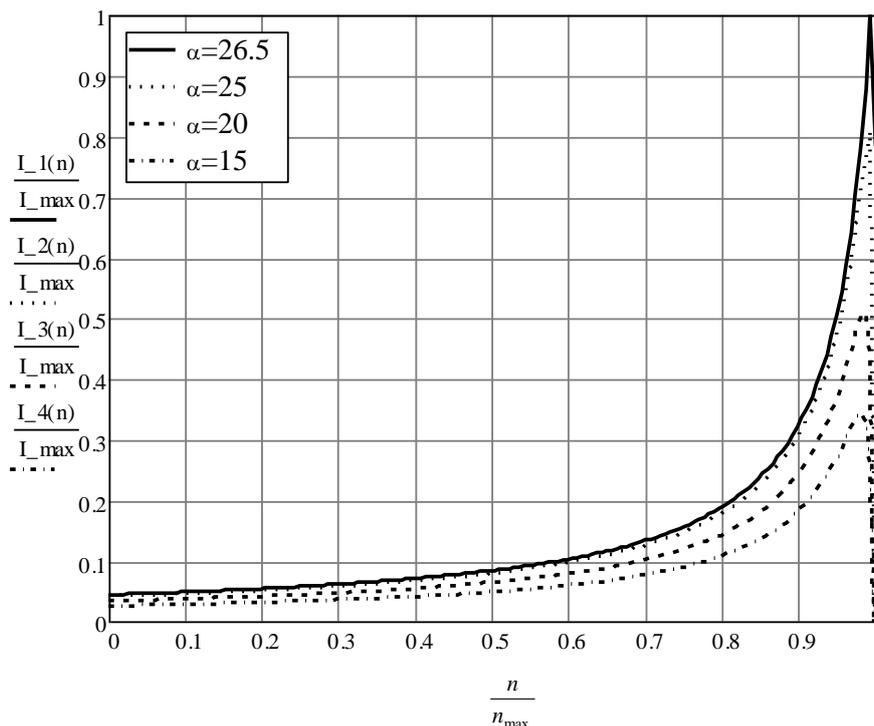


Рис. 8. Зависимость средней интенсивности обратного рассеяния, обозначенной на рисунке I_i , от нормированного значения средней концентрации неоднородностей n/n_{max} при четырех значениях угла скольжения $\alpha = 26.5^\circ, 25^\circ, 20^\circ, 15^\circ$ в случае гиперболической функции распределения. Индекс $i = 1-4$ соответствует конкретному значению угла (в порядке убывания)

тальными результатами, представленными на рис. 2.

Статистика распределения расстояния между центрами соседних неоднородностей полностью определяет среднюю интенсивность обратного рассеяния с учетом затенений как функцию средней концентрации неоднородностей, не влияя при этом существенным образом на качественный вид данной зависимости.

Максимум средней интенсивности рассеянного поля в зависимости от средней концентрации дискретных неоднородностей – его положение и величина – определяется углом скольжения зондирующих лучей. С уменьшением угла скольжения максимум интенсивности достигается при меньших концентрациях рассеивателей, и величина его уменьшается.

Таким образом, чем меньше угол скольжения падающей акустической волны, тем при меньшей средней концентрации неоднородностей необходимо учитывать затенения, и тем больше обусловленное ими ослабление средней интенсивности рассеянного назад поля.

Работа выполнена при государственной поддержке ведущих научных школ (НШ-3700.2010.2) и проекта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт № 02.740.11.0565).

Список литературы

1. Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н. Физическое моделирование процессов обратного рассеяния акустических сигналов на дискретных неоднородностях // Акуст. журн. 1990. Т. 36. С. 410–415.
2. Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н. Исследование коллективных эффектов рассеяния акустических сигналов на дискретных неоднородностях // Акуст. журн. 1990. Т. 36. С. 637–643.
3. Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н. Экспериментальное исследование корреляционных и частотных характеристик обратного рассеяния на дискретных неоднородностях // Акуст. журн. 1995. Т. 41. С. 83–89.
4. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972.
5. Басс Ф.Г., Фукс И. М. Об учете затенений при рассеянии волн на статистически неровной поверхности // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. С. 101.
6. Фукс И.М. О затенениях статистически неровной поверхности // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. С. 552.
7. Smith B.G. Lunar Surface Roughness: Shadowing and Thermal Emission // J. Geophys. Res. 72, № 16. P. 4059–4067.
8. Бреховских Л.М. Дифракция волн на неровной поверхности // ЖЭТФ 23, №3 (9). С. 275–288; 289–304.

**INVESTIGATION OF SHADOW EFFECT INFLUENCE ON ACOUSTIC SIGNAL SCATTERING
FROM DISCRETE RANDOM INHOMOGENEITIES**

I.Yu. Gryaznova, V.V. Kurin, M.S. Labutina, V.A. Kharchev

The influence of shadow effects on the average intensity of backscattering acoustic signal at oblique sounding of discrete bottom irregularities is discussed. The results of physical simulation are presented and a simple theoretical shadowing model is proposed permitting to estimate the conditions under which such effects have to be accounted when calculating the average intensity of backscattering signal.

Keywords: shadowing effect, scattering of acoustic waves, discrete inhomogeneities, distribution function.