АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 5, с. 623–631

УДК 534.222

РЕГИОНАЛЬНАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ЭФФЕКТА ПРОНИКНОВЕНИЯ ЗВУКА В ЗОНЫ ТЕНИ В ОКЕАНЕ С ТОНКОСТРУКТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИЕЙ

© 2001 г. В. С. Гостев, Р. Ф. Швачко

Акустический институт им. Н. Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника 4
E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 26.12.2000 г.

Региональная изменчивость эффекта засветки зон тени в океане проявляется в изменчивости основных характеристик звуковых сигналов, проникающих в эти зоны из-за рассеяния на тонкоструктурных неоднородностях показателя преломления. Энергетика эффекта определяется комбинацией вертикального распределения интенсивностей тонкоструктурных неоднородностей с наличием каустик в озвученных областях, их интенсивностью и местоположением, которые зависят от средних вертикальных распределений скорости звука и геометрии эксперимента. Для выделенных типичных районов Мирового океана проведены систематизация характеристик тонкой структуры, расчет и сравнительный анализ исследуемого эффекта. Полученные результаты позволяют обоснованно подходить к решению обратных задач и могут быть использованы при проведении прикладных исследований по изысканию путей расширения предельных возможностей акустических систем подводного наблюдения и мониторинга.

Резкоанизотропные неоднородности тонкой структуры могут рассматриваться как нерегулярные (стохастические) по глубине и регулярные (детерминированные) по горизонтали. Эти свойства приводят к брегговскому рассеянию звуковых волн и, как следствие, к проникновению звука в зоны тени, предреверберации и стохастической канализации. Другими словами, благодаря различным эффектам переизлучения звука неоднородностями он проникает в области, запрещенные геометрической акустикой (пространственные, временные, угловые). Энергетика эффекта засветки зон тени зависит как от интенсивности тонкоструктурных неоднородностей, так и от наличия и расположения каустик первичного поля, существенно усиливающих наблюдаемый эффект. Поэтому решение задачи региональной изменчивости эффекта засветки зон тени должно опираться на результаты районирования Мирового океана как по средним вертикальным распределениям скорости звука, так и по характеристикам тонкоструктурной стратификации.

Картина каустик в первичном поле определяется средними вертикальными распределениями скорости звука и глубиной расположения источника. Успешное наблюдение и изучение эффекта проникновения звука в зону тени проводилось неоднократно в тропических районах Индийского океана, тропическом районе Тихого океана и в центральной части Атлантического океана [1–3] при типичных тропических средних вертикальных распределениях скорости звука с монотонным убыванием ее величины до глубины залегания подводного звукового канала и достаточно резким градиентом в слое скачка. Причем наиболее явно эффект проявлялся при расположении источника на глубинах 0.2–0.3 км, в то время как при приближении источника к поверхности звуковые сигналы, проникающие в зону тени, ослабевали по уровню практически до уровня естественных шумов океана.

В работе [4] показано, что при определенных допущениях для расчета рассеяния звука на тонкоструктурных анизотропных неоднородностях достаточно знания только одномерного вертикального спектра флуктуаций скорости звука относительно среднего профиля скорости звука, осредненного по многим реализациям.

В этом случае рассеяние на резкоанизотропных вытянутых в горизонтальном направлении слоистых неоднородностях тонкой структуры подчиняется законам дифракции Вульфа–Брегга. Существенное рассеяние происходит под углом зеркального отражения от горизонтальных слоистых образований, а для расчета среднего квадрата амплитуды давления рассеянной волны можно пользоваться формулой

$$P^2(r) = k^4 P_0^2 E_n(k_z) SV/2\pi r^2, \qquad (1)$$

где k, P_0 – волновое число и амплитуда давления падающей на рассеивающую структуру звуковой волны, $E_n(k_z)$ – пространственный вертикальный

спектр неоднородностей тонкой структуры при значении аргумента, равном модулю вектора рассеяния, который в случае зеркального рассеяния имеет только вертикальную компоненту $k_z = 2k\sin\varphi$ (φ – угол между направлением падающей волны и горизонталью), S – площадь первой зоны Френеля, V – объем рассеивающей области, r – расстояние от рассеивающей области до точки приема.

Для того чтобы оценить предполагаемую энергетику эффекта, следует умножить величину $P^2(r)$ на произведение факторов фокусировки звука в точках рассеяния F_s и приема F_I. Тогда для симметричного расположения приемника и источника можно получить интенсивность звука в точке приема относительно калибровочной точки, находящейся на расстоянии 1 км от источника так, как это сделано в работе [1]. В тропическом районе Индийского океана эта величина экспериментально определялась для тонального источника, находящегося на глубине 0.2 км, в диапазоне частот 0.63–3.15 кГц. На расстоянии 10 км и глубине приема 0.3 км она оказалась на уровне –40...–50 дБ и достаточно хорошо укладывалась в расчетные оценки.

Условием применимости такой модели является требование, чтобы неоднородности с резонансным вертикальным масштабом $2\pi/k_z$ простирались по горизонтали не менее, чем протяженность зоны Френеля [5]. Например, для обратного рассеяния при вертикальном зондировании необходимая величина коэффициента анизотропии $\alpha = I_x/I_z$ (I_x, I_z – горизонтальный и вертикальный масштабы неоднородностей) определяется по формуле $\alpha = 8(z/\lambda)^{1/2}$ (λ – длина падающей звуковой волны). Для частоты 1 кГц и глубины $z = 1$ км получаем величину $\alpha \approx 2 \times 10^2$, что не противоречит наблюдаемым значениям коэффициента анизотропии неоднородностей показателя преломления в океане.

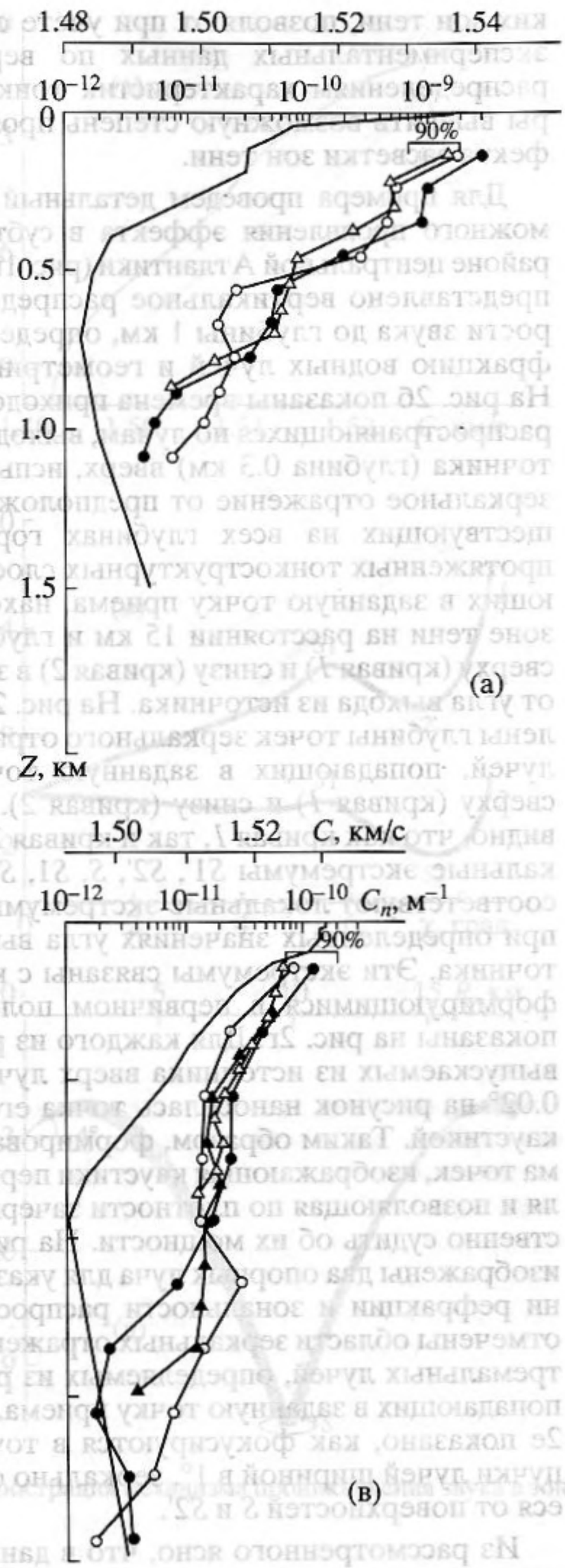
Наличие тонкоструктурных неоднородностей проявляется в малых отклонениях реально измеряемых вертикальных распределений скорости звука от среднего генерального распределения. Океанская среда оказывается переслоенной более или менее четко выраженными слоями толщиной от 10 см до 100 м с пониженными вертикальными градиентами термохалинных характеристик, разделенными прослойками, в которых вертикальные градиенты могут быть значительно выше средних и по знаку совпадать с последними.

Наряду с этим, в океане часто встречается ситуация (обычно в районах термохалинных фронтов), когда тонкоструктурные неоднородности в существенной мере скомпенсированы в поле плотности, а на профилях $T(z)$ или $S(z)$, или на обоих вместе имеются инверсионные слои, где градиенты T и S имеют знаки, отличные от знаков соответствующих средних градиентов. Согласно работе [6], в первом случае следует говорить о тонкой структуре ступенчатого типа, во втором – о тонкой структуре интрузионного типа. Этими двумя типами достаточно полно описывается все многообразие тонкой термохалинной структуры океана, которая, в свою очередь, однозначно определяет тонкую структуру скорости звука (показателя преломления).

Практически достаточно удобным описанием тонкоструктурных неоднородностей является статистическое описание, когда поле скорости звука разделяется на крупномасштабную детерминированную компоненту и мелкомасштабную компоненту, к описанию которой применимы статистические методы. В работе [7] впервые была обоснована возможность существования в океанском пикноклине универсального спектра вертикальных смещений ξ частиц $E_\xi(\kappa)$, где κ – вертикальное волновое число. На фоне средних градиентов температуры, солености, скорости звука поле внутренних волн, характеризуемое, согласно [7], универсальным пространственно-временны́м спектром, должно формировать универсальные спектры $E_T(\kappa)$, $E_S(\kappa)$, равные произведению квадратов соответствующих градиентов T_z, S_z на $E_\xi(\kappa)$. Экспериментальное подтверждение этого положения, главным образом, по температурным спектрам, было приведено в работах [8–11]. В работе [12] по 40 нормированным спектрам $E_{TN}(\kappa) = E_T(\kappa)/\overline{T}_z^2$ путем их ансамблевого усреднения был построен спектр $\langle E_{TN}(\kappa)\rangle$, который, с точки зрения универсальности, соответствовал модели [7] (в диапазоне волновых чисел $6 \times 10^{-4} \le \kappa \le 6 \times 10^{-2}$ см$^{-1}$), однако, отличался от нее существованием не одного, а двух достаточно четко выраженных участков волновых чисел, разделенных масштабом $L_c = 2\pi/\kappa_c \approx 10$ м с различными степенными аппроксимациями $E_T(\kappa) \approx \kappa^{-\rho}$. Согласно [12], $\rho = 2$ при $\kappa \le \kappa_c$ и $\rho = 3$ при $\kappa \ge \kappa_c$, тогда как в [7] на всем интервале $\rho = 2.5$, а в более поздних модификациях модели [9, 10] – $\rho = 2$.

Тонкоструктурные неоднородности скорости звука или показателя преломления, являющиеся определяющими в акустических моделях, обладают теми же свойствами, которые уже отмечены выше на примере неоднородностей температуры и солености. Малые флуктуации показателя преломления n' можно оценить, зная флуктуации температуры T', по формуле $n' = 2 \times 10^{-3}T'$.

Нами были проведены непосредственные измерения показателя преломления морской среды с помощью циклического скоростемера с чувствительностью ~10^{-6} единиц показателя преломления и пространственным разрешением около 1.5 м [4]. Статистической обработке были подвергнуты вертикальные реализации малых возмущений $n'(z)$



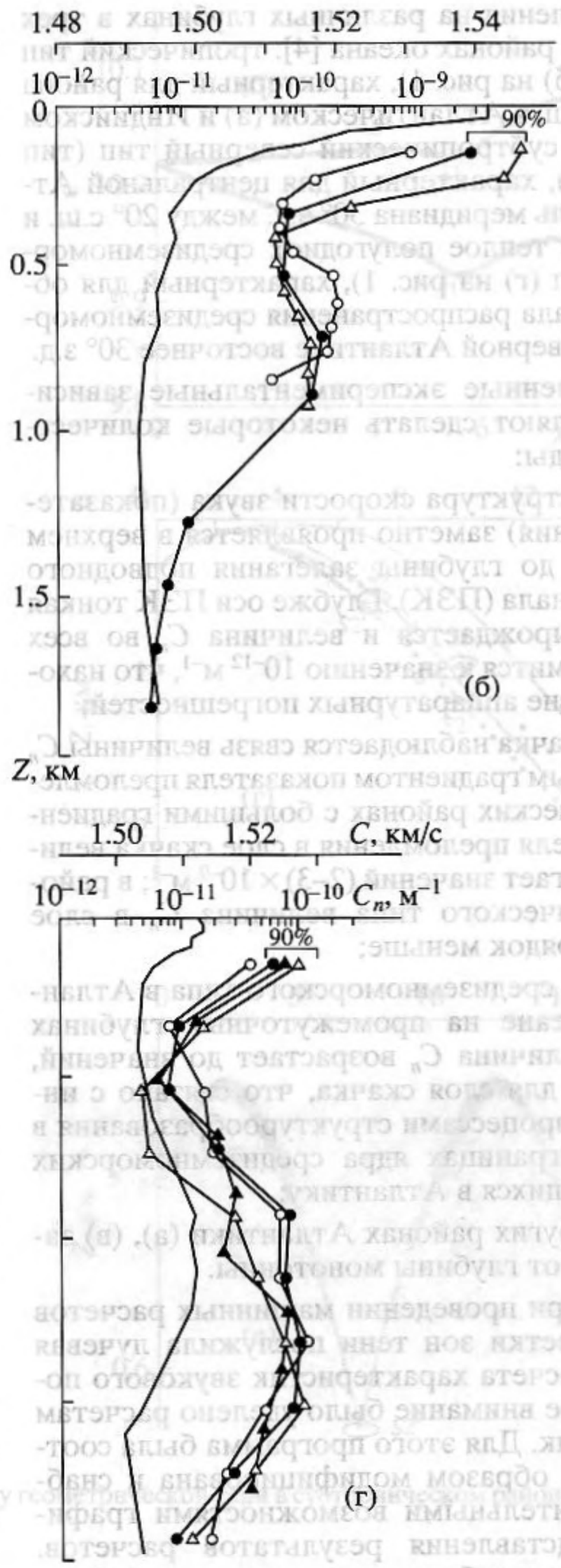


Рис. 1. Экспериментальные профили $C_n(z)$ в различных районах Мирового океана. Кривые слева – средние профили скорости звука.

профиля показателя преломления, полученные в различных районах Атлантического и Индийского океанов до глубины ~3 км. Мелкомасштабная компонента выделялась с помощью фильтрации косинус-фильтром с полушириной 30 м. Вертикальные спектры $E_n(\kappa_z)$ вычислялись по отрезкам длиной 300 м, последовательно сдвигаемым по глубине. Полученные таким образом спектры на всех глубинах имели степенную зависимость $E_n(\kappa_z) = C_n\kappa_z^{-\rho}$ $(2 < \rho < 3)$, причем в большинстве случаев для ρ можно было выбрать значение, равное двум. Для $\rho = 2$ определялись экспериментальные профили величины C_n, характеризующей интенсивность неоднородностей тонкой структуры показа-

теля преломления на различных глубинах в трех характерных районах океана [4]: тропический тип (типы (а) и (б) на рис. 1), характерный для района южнее 20° с.ш. в Атлантическом (а) и Индийском (б) океанах; субтропический северный тип (тип (в) на рис. 1), характерный для центральной Атлантики (вдоль меридиана 30° з.д. между 20° с.ш. и 40–50° с.ш. в теплое полугодие); средиземноморский тип (тип (г) на рис. 1), характерный для обширного ареала распространения средиземноморских вод в Северной Атлантике восточнее 30° з.д.

Представленные экспериментальные зависимости позволяют сделать некоторые количественные выводы:

– тонкая структура скорости звука (показателя преломления) заметно проявляется в верхнем слое океана до глубины залегания подводного звукового канала (ПЗК). Глубже оси ПЗК тонкая структура вырождается и величина C_n во всех районах стремится к значению 10^{-12} м$^{-1}$, что находится на уровне аппаратурных погрешностей;

– в слое скачка наблюдается связь величины C_n с вертикальным градиентом показателя преломления: в тропических районах с большими градиентами показателя преломления в слое скачка величина C_n достигает значений $(2–3) \times 10^{-9}$ м$^{-1}$; в районах субтропического типа величина C_n в слое скачка на порядок меньше;

– в районе средиземноморского типа в Атлантическом океане на промежуточных глубинах 1.0–1.5 км величина C_n возрастает до значений, характерных для слоя скачка, что связано с интенсивными процессами структурообразования в толще и на границах ядра средиземноморских вод, вторгающихся в Атлантику;

– в двух других районах Атлантики (а), (в) зависимости C_n от глубины монотонны.

Основой при проведении машинных расчетов эффекта засветки зон тени послужила лучевая программа расчета характеристик звукового поля [1]. Главное внимание было уделено расчетам картин каустик. Для этого программа была соответствующим образом модифицирована и снабжена дополнительными возможностями графического представления результатов расчетов. Кроме того, разработан дополнительный блок программ, позволяющий рассчитывать и графически представлять угловую и временну́ю структуру сигналов, зеркально отразившихся от неоднородностей тонкой структуры и проникающих в заданную точку зоны тени, а также определять местоположение областей, от которых приходят отраженные сигналы.

Используемые в данной работе лучевые рассчеты первичного звукового поля для различных генеральных вертикальных распределений скорости звука, обеспечивающих зональную структуру его распространения с образованием глубоких зон тени, позволяют при учете обобщенных экспериментальных данных по вертикальным распределениям характеристик тонкой структуры выявить возможную степень проявления эффекта засветки зон тени.

Для примера проведем детальный анализ возможного проявления эффекта в субтропическом районе центральной Атлантики (рис. 1в). На рис. 2а представлено вертикальное распределение скорости звука до глубины 1 км, определяющее рефракцию водных лучей и геометрию зон тени. На рис. 2б показаны времена приходов сигналов, распространяющихся по лучам, выходящим из источника (глубина 0.3 км) вверх, испытывающим зеркальное отражение от предположительно существующих на всех глубинах горизонтально протяженных тонкоструктурных слоев и попадающих в заданную точку приема, находящуюся в зоне тени на расстоянии 15 км и глубине 0.3 км, сверху (кривая *1*) и снизу (кривая *2*) в зависимости от угла выхода из источника. На рис. 2в представлены глубины точек зеркального отражения этих лучей, попадающих в заданную точку приема сверху (кривая *1*) и снизу (кривая *2*). На рис. 2б видно, что как кривая *1*, так и кривая *2* имеют локальные экстремумы *S*1', *S*2', *S*, *S*1, *S*2, которым соответствуют локальные экстремумы на рис. 2в при определенных значениях угла выхода из источника. Эти экстремумы связаны с каустиками, формирующимися в первичном поле, которые показаны на рис. 2г. Для каждого из равномерно выпускаемых из источника вверх лучей с шагом 0.02° на рисунок наносилась точка его касания с каустикой. Таким образом, формировалась система точек, изображающая каустики первичного поля и позволяющая по плотности зачернения качественно судить об их мощности. На рис. 2г также изображены два опорных луча для указания степени рефракции и зональности распространения и отмечены области зеркальных отражений для экстремальных лучей, определяемых из рис. 2б, 2в и попадающих в заданную точку приема. На рис. 2д, 2е показано, как фокусируются в точке приема пучки лучей шириной в 1°, зеркально отразившиеся от поверхностей *S* и *S*2'.

Из рассмотренного ясно, что в данном случае точка приема находится на пересечении каустик, сформированных лучами, зеркально отразившимися от границ, определяемых из рис. 2в (*S*1', *S*2', *S*, *S*1, *S*2). Именно эти области вносят основной вклад в формирование звукового поля в заданной точке зоны тени. Это обстоятельство также объясняет многолучевость сигналов в зоне тени, наблюдаемых в натурных экспериментах [13]. Ясно также, что многолучевость будет определяться степенью сложности (наличием каустик) первичного поля, которая, в свою очередь, определяется вертикальным распределением скорости звука. Так, при линейном профиле скорости звука для

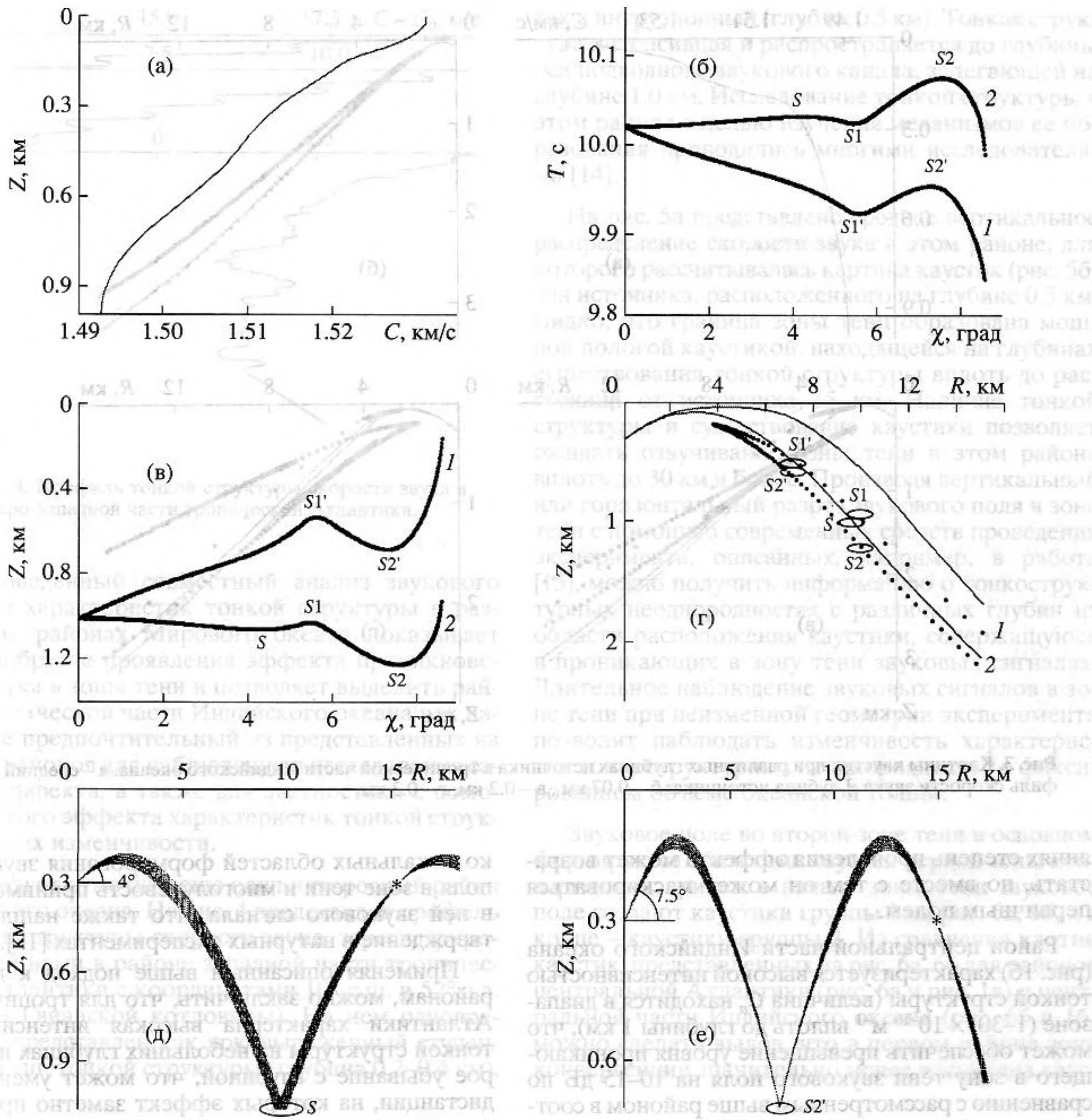


Рис. 2. Иллюстрация механизма проникновения звука в зону геометрической тени в субтропическом районе Атлантики.

заданной в зоне тени точки приема и для лучей, выходящих из источника вверх, можно подобрать только одну глубину залегания границы тонкоструктурной неоднородности, отразившись от которой лучи, приходящие в точку приема снизу, сформируют в ней каустику.

Из приведенного кинематического рассмотрения следует, что звуковое поле в зоне тени формируется звуком, отраженным или рассеянным тонкоструктурными неоднородностями толщи океана, расположенными в локальных областях, определяемых геометрией эксперимента и вертикальным распределением скорости звука. В связи с этим и степень проявления эффекта зависит от интенсивности тонкой структуры в этих областях. Возвращаясь к рис. 1в, можно отметить, что величина C_n в этом районе небольшая в верхних слоях, а на глубине 0.5 км спадает до 10^{-11} м$^{-1}$. Из рис. 2 следует, что уже на расстоянии 15 км и более звуковое поле в зоне тени формируется областями, находящимися на глубинах от 0.5 км и более, и ожидать сильного проявления эффекта, не теряющегося в шумах океана, без применения специальных средств трудно. На более близких расстоянии

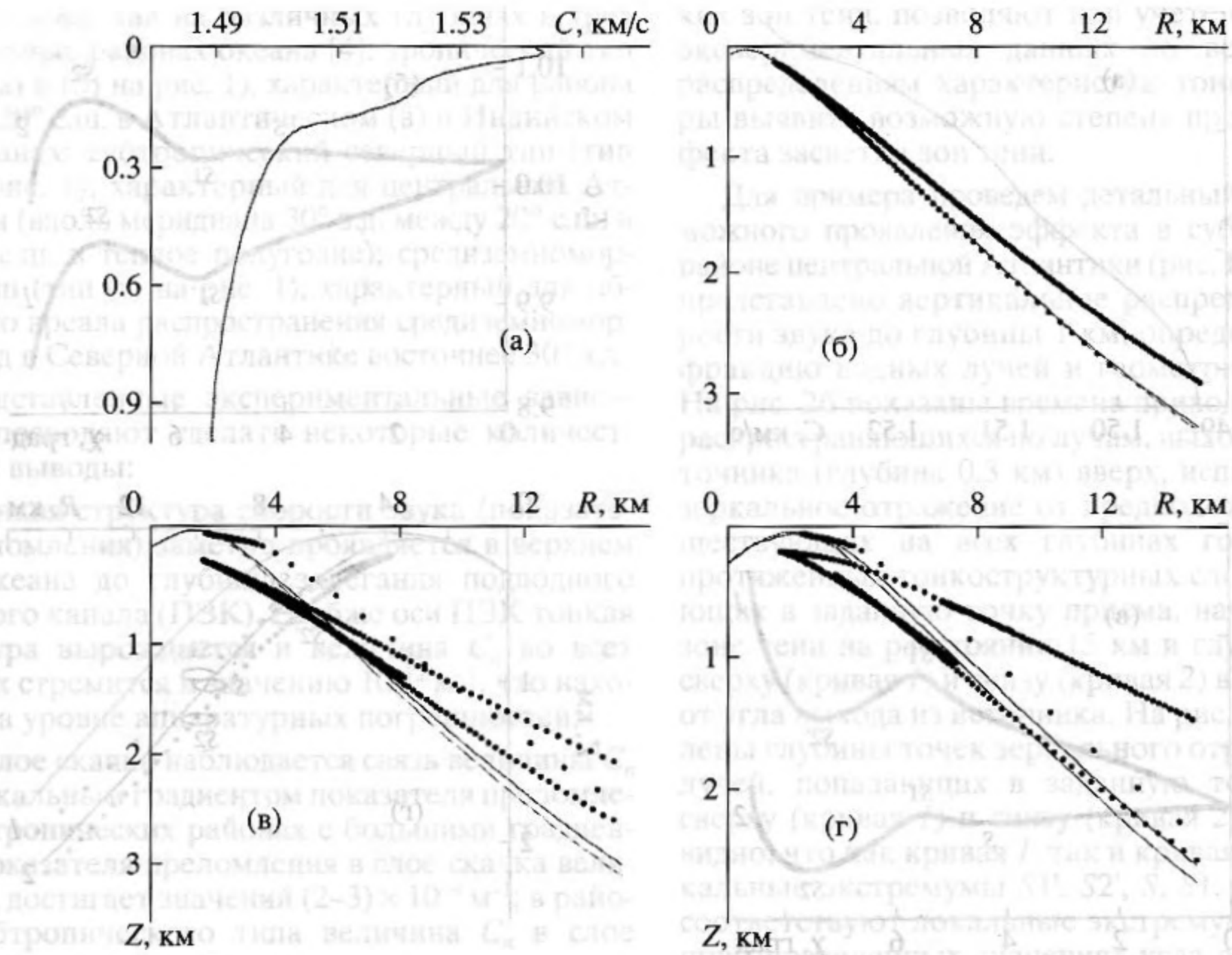


Рис. 3. Картины каустик при различных глубинах источника в тропической части Индийского океана. а – средний профиль скорости звука. Глубина источника: б – 0.07 км , в – 0.2 км, г – 0.3 км.

яниях степень проявления эффекта может возрастать, но вместе с тем он может маскироваться первичным полем.

Район центральной части Индийского океана (рис. 1б) характеризуется высокой интенсивностью тонкой структуры (величина C_n находится в диапазоне $(1–30) \times 10^{-10}$ м$^{-1}$ вплоть до глубины 1 км), что может обеспечить превышение уровня проникающего в зону тени звукового поля на 10–15 дБ по сравнению с рассмотренным выше районом в соответствии с формулой (1). На рис. 3 показаны вертикальное распределение скорости звука (рис. 3а) и картины каустик для глубин излучения 0.07, 0.2 и 0.3 км (рис. 3б, 3в и 3г соответственно). Видно, как выполаживаются каустики при заглублении источника. Для глубины излучения 0.3 км каустики находятся в диапазоне глубин интенсивной тонкой структуры до расстояний от источника 7–10 км, что может обеспечить надежное наблюдение эффекта на приемнике, расположенном на глубине 0.3 км до расстояний 20 км и более, что и было подтверждено в натурных экспериментах [1]. Упомянутые ранее расчетные оценки энергетических уровней проникающих в зону тени звуковых сигналов, сравнимых с экспериментально наблюдаемыми, производились для величины $C_n = 10^{-10}$ м$^{-1}$. Картина каустик сложная, порождающая несколько локальных областей формирования звукового поля в зоне тени и многолучевость принимаемого в ней звукового сигнала, что также нашло подтверждение в натурных экспериментах [13].

Применяя описанный выше подход к другим районам, можно заключить, что для тропической Атлантики характерна высокая интенсивность тонкой структуры на небольших глубинах и быстрое убывание с глубиной, что может уменьшить дистанции, на которых эффект заметно проявляется, по сравнению с рассмотренным выше районом центральной части Индийского океана. Кроме того, отмеченная на генеральном профиле особенность (однородный слой в районе глубин 0.2 км, формируемый экваториальным противотечением) может маскировать наблюдение эффекта.

Наконец, обширный район средиземноморских вод в северной Атлантике (рис. 1г) может быть интересен для наблюдения тонкоструктурных неоднородностей, расположенных в глубоких слоях океанской толщи (глубины 1.0–1.5 км, $C_n = 10^{-10}$ м$^{-1}$). Вместе с тем в этом районе формируются короткие по расстоянию зоны тени, в которые звук может проникать и по приповерхностному каналу и по микроканалам, расположенным в толще, и во временнóй области эти эффекты могут не разделяться.

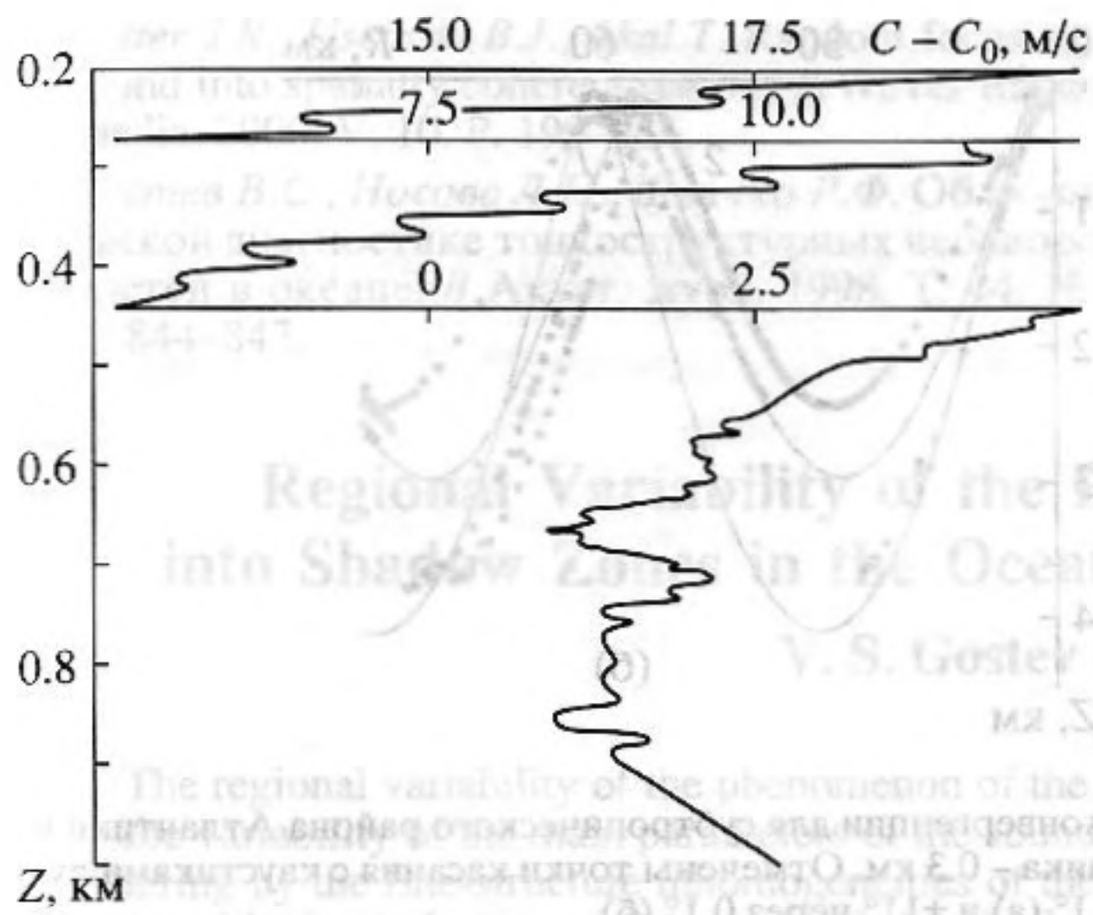


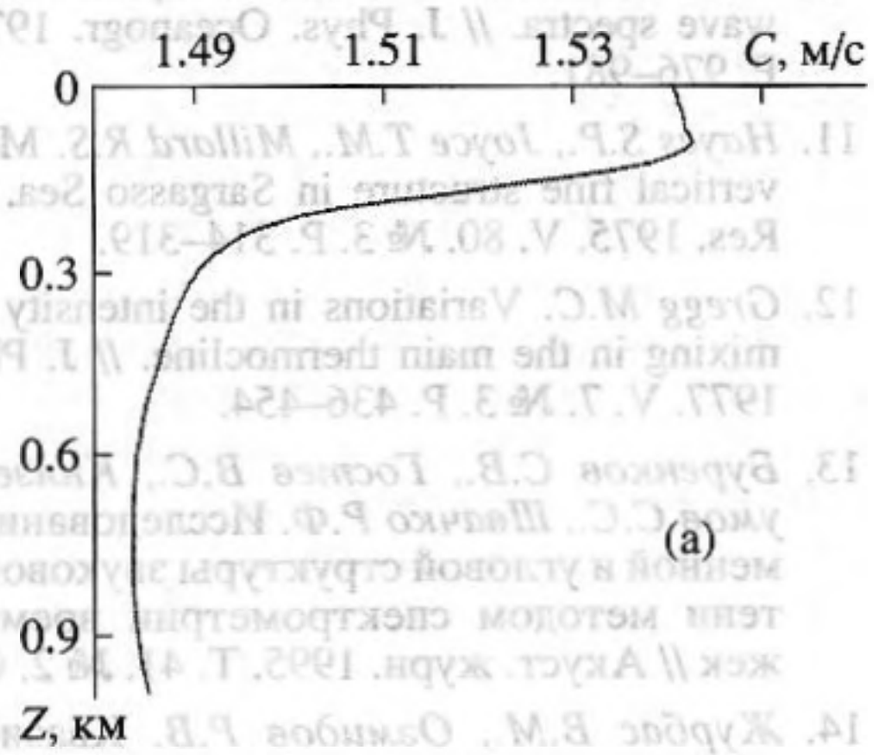
Рис. 4. Профиль тонкой структуры скорости звука в северо-западной части тропической Атлантики.

Проведенный совместный анализ звукового поля и характеристик тонкой структуры в различных районах Мирового океана показывает многообразие проявления эффекта проникновения звука в зоны тени и позволяет выделить район тропической части Индийского океана как наиболее предпочтительный из представленных на рис. 1 районов для наблюдения и исследования самого эффекта, а также для диагностики с помощью этого эффекта характеристик тонкой структуры и их изменчивости.

Следует отметить еще один интересный район Мирового океана. На рис. 4 представлен профиль тонкой структуры скорости звука, зарегистрированный нами в районе западной части тропической Атлантики с координатами 10° с.ш. и 52° з.д. (район Гвианской котловины). На нем одновременно представлен как ярковыраженный ступенчатый тип тонкой структуры (глубина 0.2–0.4 км), так и интрузионный (глубже 0.5 км). Тонкая структура интенсивная и распространяется до глубины оси подводного звукового канала, залегающей на глубине 1.0 км. Исследование тонкой структуры в этом районе с целью изучения механизмов ее образования проводились многими исследователями [14].

На рис. 5а представлено среднее вертикальное распределение скорости звука в этом районе, для которого рассчитывалась картина каустик (рис. 5б) для источника, расположенного на глубине 0.3 км. Видно, что граница зоны тени образована мощной пологой каустикой, находящейся на глубинах существования тонкой структуры вплоть до расстояний от источника 15 км. Наличие тонкой структуры и существование каустики позволяет ожидать озвучивание зоны тени в этом районе вплоть до 30 км и более. Производя вертикальный или горизонтальный разрез звукового поля в зоне тени с помощью современных средств проведения эксперимента, описанных, например, в работе [15], можно получить информацию о тонкоструктурных неоднородностях с различных глубин из области расположения каустики, содержащуюся в проникающих в зону тени звуковых сигналах. Длительное наблюдение звуковых сигналов в зоне тени при неизменной геометрии эксперимента позволит наблюдать изменчивость характеристик тонкоструктурных неоднородностей в фиксированном объеме океанской толщи.

Звуковое поле во второй зоне тени в основном формируется областями каустик первой зоны конвергенции, причем в начале зоны тени звуковое поле создают каустики группы 1 на рис. 6а, 6б, а в конце – каустики группы 2. Из сравнения картин каустик, представленных на рис. 6а, 6б для районов центральной Атлантики (рис. 6а и рис. 1в) и центральной части Индийского океана (рис. 6б и 1б) можно сделать вывод, что в первом районе зона конвергенции значительно менее насыщена каус-



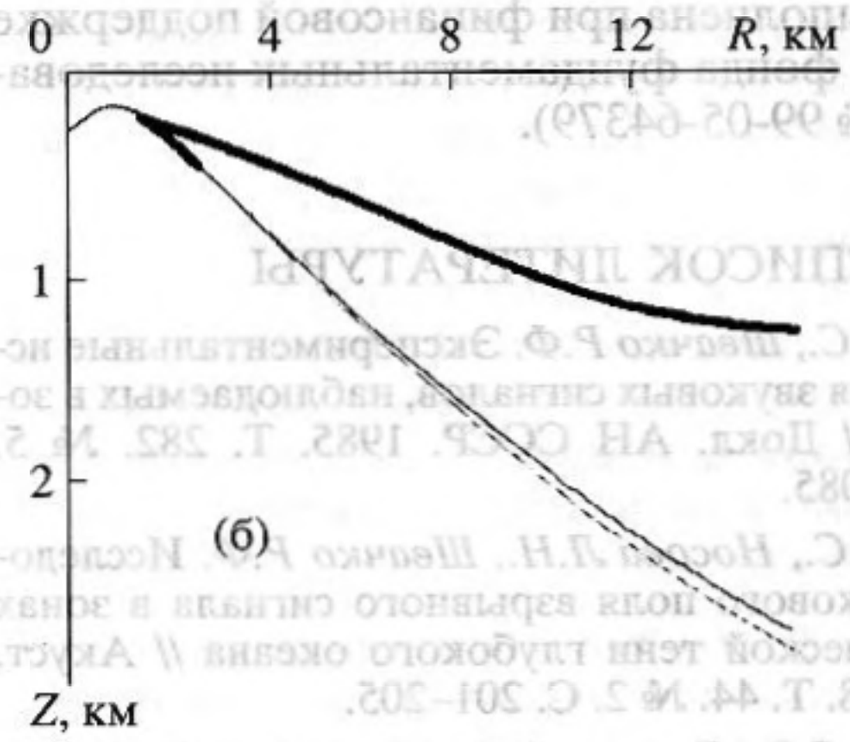


Рис. 5. а – средний профиль скорости звука и б – картина каустик при глубине источника 0.3 км в северо-западной части тропической Атлантики.

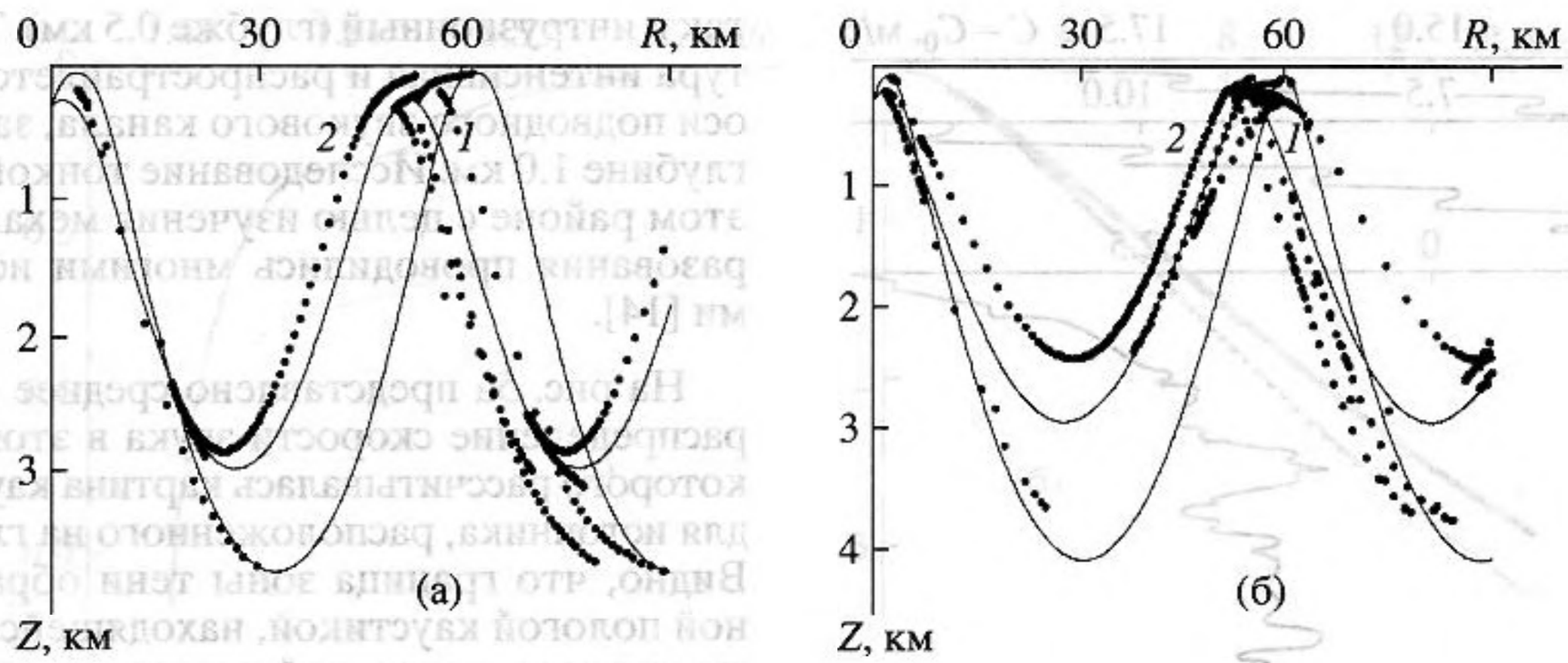


Рис. 6. а – картины каустик ближнего звукового поля и зоны конвергенции для субтропического района Атлантики и б – тропической части Индийского океана (б). Глубина источника – 0.3 км. Отмечены точки касания с каустиками лучей, выходящих из источника в диапазоне углов ±8.5° через 0.1° (а) и ±11° через 0.1° (б).

тиками по сравнению со вторым. Учитывая низкий уровень величины C_n в районе субтропиков (рис. 1в), можно сделать вывод, что эффект проникновения звука во вторую зону тени будет выражен значительно слабее по сравнению с тропическим районом (рис. 1б) [2]. Тем не менее, в районах субтропиков во второй зоне тени следует ожидать усиления эффекта по сравнению с первой, поскольку на рис. 6а видно, как обогащается зона конвергенции каустиками в верхних слоях океана, где величина C_n находится на достаточном уровне 10^{-10} м$^{-1}$, для того чтобы обеспечить наблюдение эффекта.

Проведенные исследования эффекта проникновения звука в зоны тени и его региональной изменчивости позволяют обоснованно подходить к решению обратных задач определения основных параметров тонкоструктурных неоднородностей и использовать полученные результаты при проведении прикладных исследований по изысканию путей расширения предельных возможностей акустических систем подводного наблюдения и мониторинга [16, 17].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-05-64379).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Экспериментальные исследования звуковых сигналов, наблюдаемых в зоне тени // Докл. АН СССР. 1985. Т. 282. № 5. С. 1082–1085.
2. *Гостев В.С., Носова Л.Н., Швачко Р.Ф.* Исследование звукового поля взрывного сигнала в зонах геометрической тени глубокого океана // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 2. С. 201–205.
3. *Буренков С.В., Гостев В.С., Неклюдов В.И., Наумов С.С., Носова Л.Н., Швачко Р.Ф.* Пространственно-временная структура звукового поля в зоне геометрической тени // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 45–49.
4. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Акустические характеристики тонкоструктурных образований в океане. Проблемы акустики океана / Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. М.: Наука, 1984. С. 153–164.
5. *Гурбатов С.Н., Щемелев Е.Г.* Обратное рассеяние акустических волн на анизотропных флуктуациях скорости распространения звука // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 3. С. 347–352.
6. *Журбас В.М., Липс У.К.* О выделении основных типов тонкой термохалинной структуры океана // Океанология. 1987. Т. 27. № 4. С. 562–567.
7. *Garret C.J., Munk W.H.* Space-time scale of internal waves. A progress report. // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. P. 291–297.
8. *Самодуров А.С.* Модель климатического спектра внутренних волн в океане. // Океанология. 1982. Т. 22. № 2. С. 182–185.
9. *Garret C.J., Munk W.H.* Internal waves in the ocean // Ann. Rev. Fluid Mech. 1979. V. 11. P. 339–369.
10. *Desaubies Y.G.F.* Analitical representation of internal wave spectra. // J. Phys. Oceanogr. 1976. V. 6. № 6. P. 976–981.
11. *Hayes S.P., Joyce T.M., Millard R.S.* Measurements of vertical fine structure in Sargasso Sea. // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 3. P. 314–319.
12. *Gregg M.C.* Variations in the intensity of small scale mixing in the main thermocline. // J. Phys. Oceanogr. 1977. V. 7. № 3. P. 436–454.
13. *Буренков С.В., Гостев В.С., Князева Н.И., Наумов С.С., Швачко Р.Ф.* Исследование тонкой временной и угловой структуры звукового поля в зоне тени методом спектрометрии временных задержек // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 336–338.
14. *Журбас В.М., Озмидов Р.В.* Квазистационарная ступенчатая структура главного термоклина в северо-западной части тропической Атлантики // Доклады АН СССР. Т. 290. № 1. С. 220–224.

15. *Potter J.R., Uscinski B.J., Akal T.* Random focusing of sound into spatially coherent regions // Waves Random Media. 2000. V. 10. P. 199–216.
16. *Гостев В.С., Носова Л.Н., Швачко Р.Ф.* Об акустической диагностике тонкоструктурных неоднородностей в океане. // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 6. С. 844–847.
17. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Морские акустические технологии мониторинга тонкоструктурной стратификации водных масс (физические основы, натурный эксперимент) / Пятая международная конференция "Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики". 6–9 июня 2000. Санкт-Петербург. Россия. С. 9–12.

Regional Variability of the Phenomenon of Sound Penetration into Shadow Zones in the Ocean with a Fine-Structure Stratification

V. S. Gostev and R. F. Shvachko

The regional variability of the phenomenon of the shadow zone insonification in the ocean manifests itself in the variability of the main parameters of the sound signals that penetrate into these zones because of the scattering by the fine-structure inhomogeneities of the refractive index. The intensity of the phenomenon is governed by a combination of the vertical distribution of intensity of the fine-structure inhomogeneities and the caustics that exist in the insonified domains, along with the caustic intensity and position, both of which depend on the mean sound speed profile and on the geometry of the experiment. For the chosen typical regions of the ocean, the characteristics of the fine structure are systematized, and the phenomenon under study is analyzed. The results obtained offer a justified approach to solving inverse problems and a way to perform practical-purpose studies aimed at improving the ultimate performance of underwater observation and monitoring systems.