АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2003, том 49, № 6, с. 778–784

УДК 534.222

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНЕ С ТОНКОСТРУКТУРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

© 2003 г. В. С. Гостев, О. Е. Попов, Р. Ф. Швачко

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 16.12.2002 г.

Приводятся результаты компьютерного моделирования процесса распространения звука в океане с тонкоструктурными неоднородностями, проведенного с помощью волновой программы на базе широкоугольного параболического приближения, позволяющей оценивать энергетику возможных эффектов возмущения звуковых полей. К ним относятся эффект засветки зон геометрической тени и аномального затухания низкочастотного звука при распространении в океаническом волноводе. Проведенные расчеты наглядно демонстрируют существенное влияние тонкоструктурных неоднородностей скорости звука на процесс распространения звука в океане.

Современный уровень развития компьютерной техники позволяет использовать волновые программы для расчета энергетических характеристик звукового поля килогерцового диапазона в зонах тени глубокого океана при условии задания конкретного поля скорости звука, зависящего как от вертикальной, так и от горизонтальной координаты с дискретностью масштабов тонкоструктурных неоднородностей. Использование таких программ позволяет оценить энергетику эффекта засветки зон тени и дополнительного затухания низкочастотного звука в подводном звуковом канале в зависимости от задаваемых в широком диапазоне масштабов и интенсивностей неоднородностей тонкой структуры скорости звука.

Моделирование тонкой структуры поля скорости звука, зависящей только от вертикальной координаты (плоскослоистая среда), проводилось на основе имеющихся экспериментальных данных по характеристикам тонкоструктурных неоднородностей скорости звука [1, 2]. Непосредственные измерения скорости звука морской среды в различных районах Мирового океана проводились с пространственным разрешением около 1.5 м до глубины ~3 км с помощью циклического измерителя скорости звука с чувствительностью ~10^{-6} единиц показателя преломления. Измеренный профиль скорости звука подвергался обработке усредняющим косинус-фильтром (полуширина 30 м), в результате чего определялся профиль средней скорости. После вычитания последнего из измеренного профиля получались высокочастотные составляющие вертикального распределения скорости звука. Далее вычислялись скользящие энергетические спектры высокочастотной составляющей профиля скорости звука при длине окна анализа 200 м и шаге 100 м. Для увеличения устойчивости оценок спектральной плотности флуктуаций скорости звука полученные спектры подвергались скользящему осреднению по десяти соседним частотам.

На рис. 1 представлен пример результатов описанной обработки профилей скорости звука в тропической части Тихого океана (18°13′ с.ш., 163°50′ з.д.). Слева представлены зависимости средней скорости звука с глубиной $\bar{c}(z)$, полученные в результате фильтрации данных зондирования с помощью косинус-фильтра. В середине показана зависимость высокочастотной составляющей скорости звука с глубиной $\delta c(z) = c(z) - \bar{c}(z)$. Справа – скользящие энергетические спектры флуктуаций скорости звука, полученные по двухсотметровым отрезкам высокочастотной составляющей. Спектры изображены в двойном логарифмическом масштабе. По вертикальной оси отложены значения $\lg E_c(k_z)$ ($E_c(k_z)$ – энергетический спектр флуктуаций скорости звука с размерностью м^3/с^2), по горизонтальной оси – значения $\lg k_z$ ($k_z = 2\pi/\lambda_z$ – волновое число, λ_z – длина волны неоднородностей в метрах). Для того, чтобы определить абсолютный уровень спектров, следует горизонтальную черту на вертикальной оси совместить с горизонтальной чертой около порядкового номера соответствующего спектра, которая является также меткой глубины (ось слева) середины отрезка высокочастотной составляющей, подвергнутого спектральной обработке. Прямыми линиями изображены закономерности k_z^{-2} и

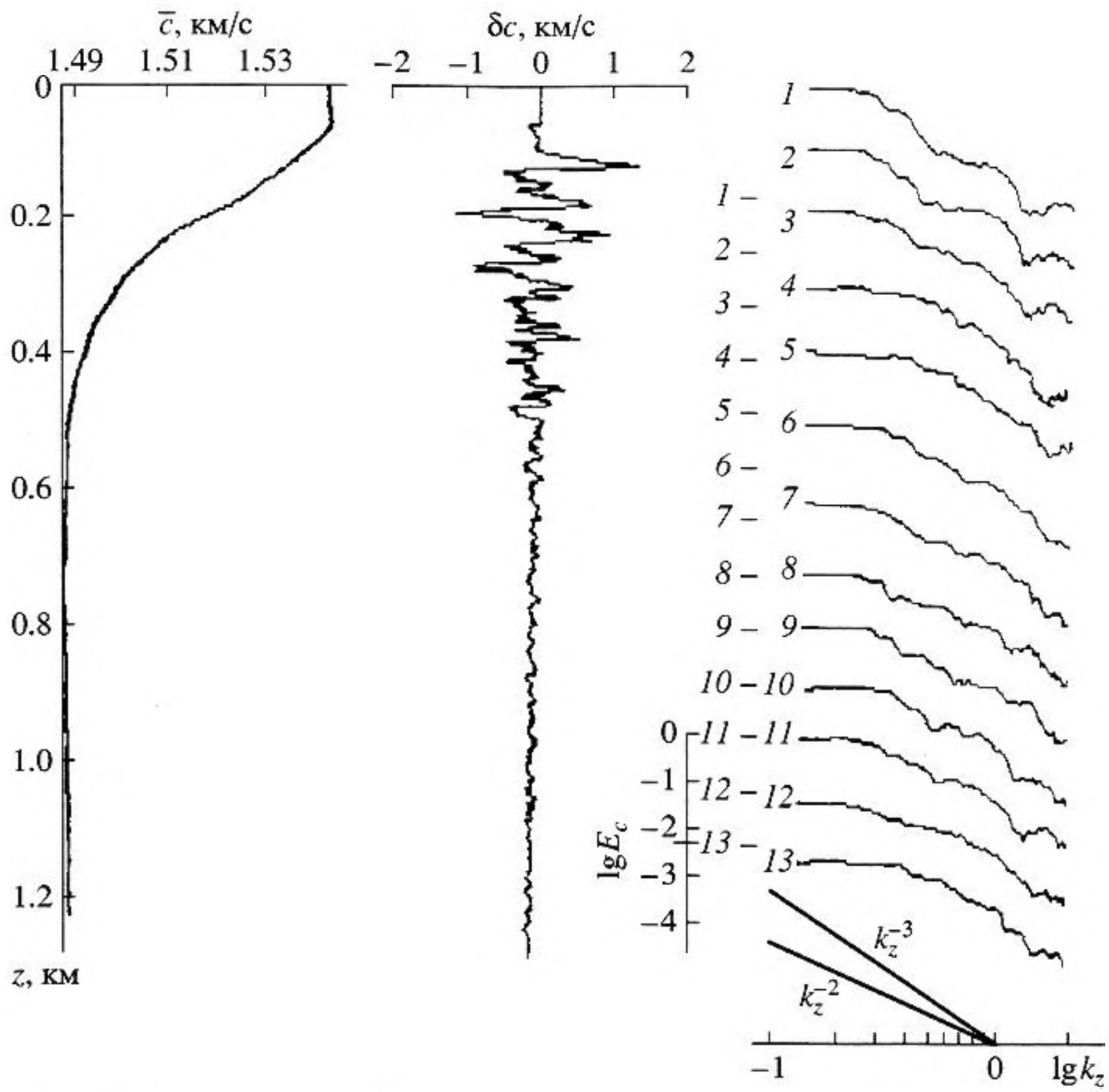

Рис. 1. Результаты статистической обработки измеренного вертикального распределения скорости звука.

k_z^{-3}. Нетрудно убедиться, что все экспериментальные спектры, за небольшим исключением, в интервале масштабов 3–30 м подчиняются в среднем степенному закону спада k_z^{-n} (где n лежит в диапазоне 2–3), причем в большинстве случаев $n = 2$.

Для получения количественных оценок зависимостей уровней спектральных плотностей флуктуаций тонкой структуры от глубины в каждой реализации производились отсчеты значений $E_c(k_z)$ при $k_z = 2\pi/\lambda_z = 1$ м$^{-1}$ ($\lg k_z = 0$). Таким образом для каждой глубины определялась константа C_c в зависимости $E_c(k_z) = C_c^2 k_z^{-2}$, характеризующая интенсивность тонкоструктурных неоднородностей.

Для того, чтобы смоделировать тонкоструктурные флуктуации $\delta c(z)$ скорости звука около среднего вертикального распределения, генерируется с помощью компьютера белый гауссовый шум $x(z)$, который подвергается фильтрации фильтром, обеспечивающим спадание спектральной мощности отфильтрованного процесса $y(z)$ по степенному закону $E \sim k^{-2}$. Затем полученный таким образом случайный процесс $y(z)$ умножается на нормировочный множитель σ, определяемый как отношение среднеквадратичных значений экспериментально измеренных флуктуаций $\delta c(z)$ на определенной глубине z и флуктуаций y ($\sigma = \sigma_c(z)/\sigma_y$), а также на функцию $f(z)$, учитывающую уменьшение $\sigma_c(z)$ с увеличением глубины. Наибольшие значения $\sigma_c(z)$ в натурных измерениях наблюдаются на глубинах слоя скачка и в термоклине. Глубже оси подводного звукового канала неоднородности тонкой структуры, как правило, вырождаются [1]. Для описания уменьшения $\sigma_c(z)$ с увеличением глубины хорошо подходит экспонента

$$f(z) = \begin{cases} 0 \text{ при } z \le z_0 \\ \exp(-(z - z_0)/d) \text{ при } z > z_0, \end{cases}$$

где z_0 – толщина приповерхностного перемешанного слоя, d – константа порядка толщины термоклина, характеризующая уменьшение уровня флуктуаций с глубиной.

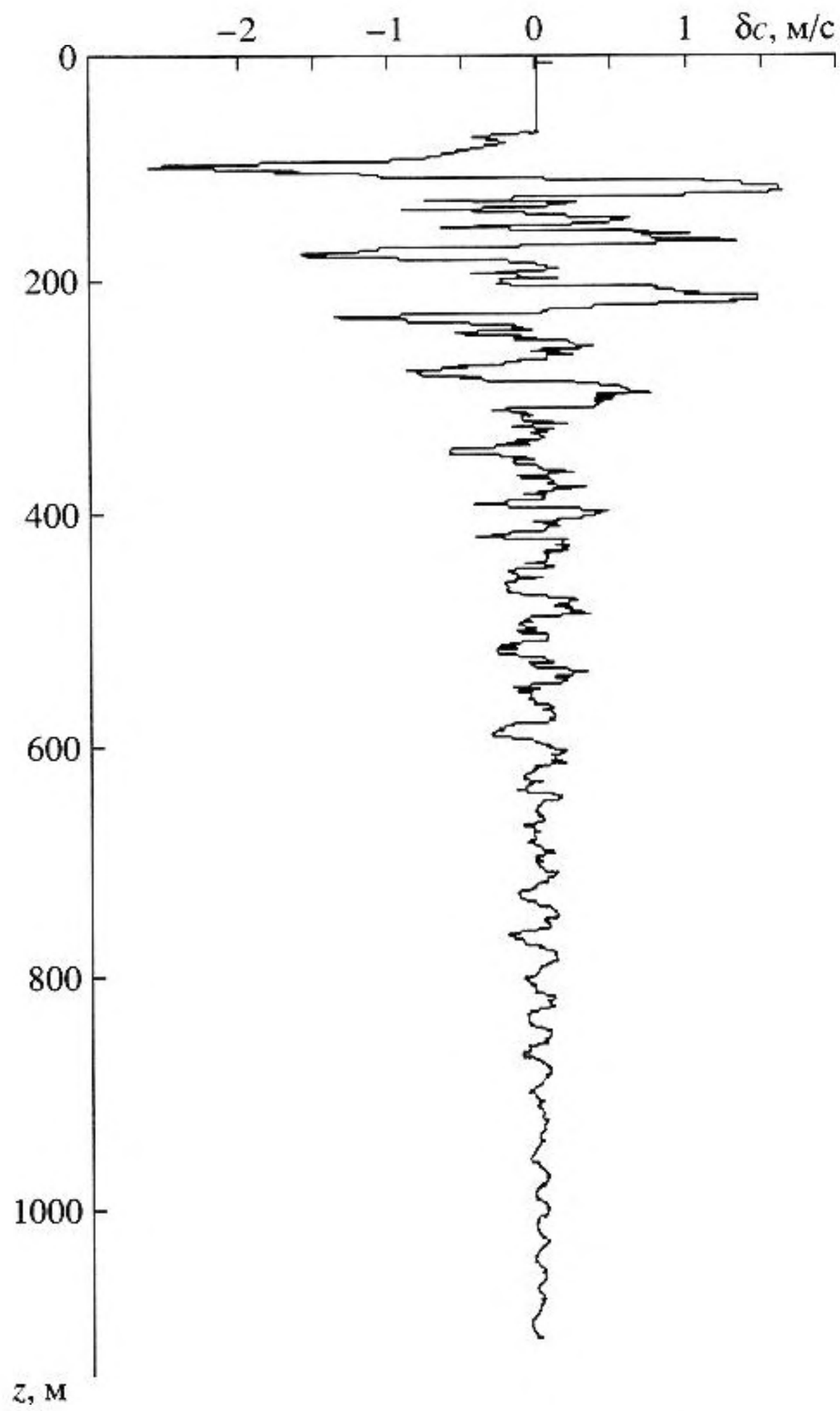

Рис. 2. Компьютерное моделирование тонкоструктурных флуктуаций скорости звука около среднего вертикального распределения.

В соответствие с вышеизложенным была разработана программа задания флуктуаций скорости звука около среднего вертикального распределения, вызванных существованием тонкоструктурных неоднородностей.

На рис. 2 показаны смоделированные по приведенному алгоритму флуктуации $\delta c(z) = \sigma y(z)\exp(-(z - z_0)/d)$ для $d = 400$ м, $z_0 = 70$ м.

Для расчета звукового поля применялась волновая программа К.В. Авилова [3], реализующая метод параболического уравнения в широкоугольном приближении. Эта программа позволяет рассчитывать звуковые поля для практически произвольного двумернонеоднородного поля скорости звука и исследовать путем численного моделирования различные эффекты влияния тонкоструктурных неоднородностей на распространение звука.

На рис. 3 показано традиционно задаваемое при таких расчетах вертикальное распределение скорости звука на конечном числе горизонтов (рис. 3а) и фрагмент того же распределения, к которому добавлена флуктуационная составляющая (рис. 3б), представленная на рис. 2.

Введение тонкоструктурной добавки (среда при этом остается плоскослоистой) приводит к существенному изменению процесса распространения звука, а именно, к известному эффекту проникновения звука в зоны тени [4–6]. Для демонстрации этого эффекта был проведен расчет звукового поля частоты 600 Гц до расстояния 105 км для "гладкого" вертикального распределения скорости звука, представленного на рис. 3а, и для вертикального распределения с тонкоструктурной добавкой на глубинах от 70 до 800 м (рис. 3б). Дно в обоих случаях задавалось как водное полупространство со скоростью звука, равной скорости звука в волноводе на максимальной глубине для того, чтобы минимизировать отраженное от дна поле, которое в нашем случае является помехой. Соответственные результаты расчета амплитуды звукового поля в градациях серого цвета представлены на рис. 4а и 4б. Хорошо видно, как введение тонкоструктурной добавки порождает звуковое поле, переизлученное от тонких высокоградиентных прослоек скорости звука, которое распространяется в зоны тени, существенно повышая там уровень по сравнению с рассчитанным при гладком профиле. Видно также, что зона конвергенции порождает дополнительное звуковое поле, переотраженное на расстояниях около 60 км в области глубин залегания слоя скачка, там, где тонкоструктурные неоднородности наиболее сильно выражены, и распространяющееся во вторую зону тени. Это поле может вызывать более раннее увеличение уровня на расстояниях около 90 км при приближении к второй зоне конвергенции, что видно на рисунке. Существенно, что такое моделирование влияния тонкоструктурных возмущений профиля скорости звука на распространение звука дает возможность представить не только качественную картину, но и оценить это влияние количественно. Так, введение тонкоструктурного возмущения в профиль скорости звука в рассматриваемом случае повышает уровень звукового поля в зоне тени на 20 дБ и более (рис. 5).

Влияние тонкоструктурных неоднородностей на распространение звука проявляется также в эффектах предреверберации [7] и дополнительного затухания низкочастотного звука. Если для оценок засветки зоны тени применима плоскослоистая модель тонкоструктурных неоднородностей, то для расчета величины дополнительного затухания необходимо задавать некоррелированные случайные добавки в профиль скорости звука через определенные интервалы по расстоя-

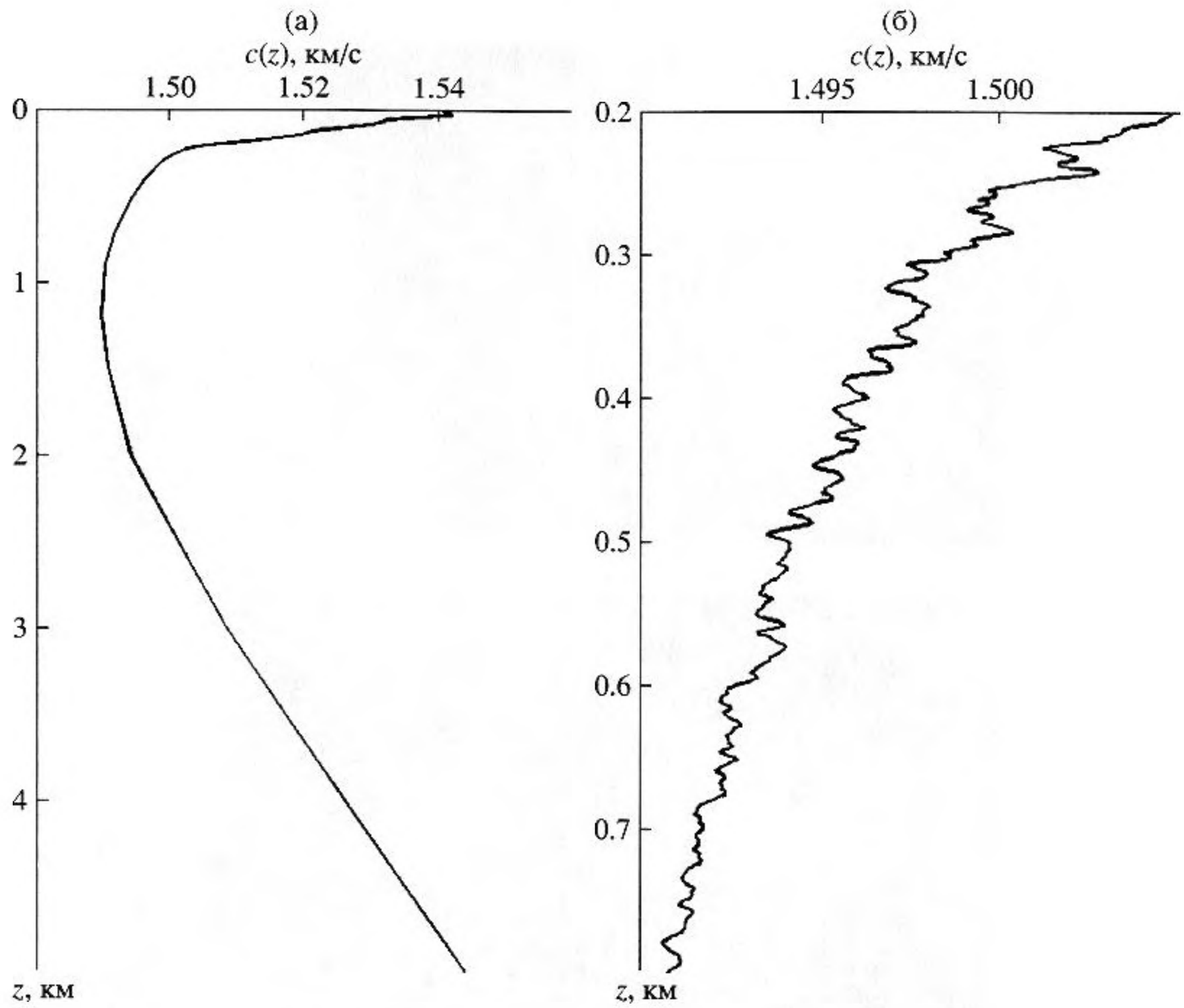

Рис. 3. Среднее вертикальное распределение скорости звука (а) и вертикальное распределение скорости звука с учетом тонкоструктурной добавки (б).

нию, которые соответствуют горизонтальному радиусу корреляции неоднородностей. В этом случае обеспечивается конечная полуширина индикатрисы рассеяния и утечка звуковой энергии по крутым углам, превышающим угол захвата подводным звуковым каналом. Для этого указанным выше образом генерировались в необходимом количестве некоррелированные добавки $\delta c(z)$ в диапазоне глубин от поверхности до 800 м, которые затем суммировались с неизменным средним вертикальным распределением скорости звука, и каждый результирующий профиль привязывался к определенному расстоянию через равные промежутки вдоль трассы распространения. Для конкретного пробного расчета было задано 400 профилей, а интервал, через который они задавались вдоль трассы, – 1 км. Среднее вертикальное распределение скорости звука в волноводе было выбрано схематически билинейным со скоростью звука на поверхности и у дна (глубина 3.0 км), равной 1524 м/с, а скорость звука на оси канала (глубина 1.0 км) равнялась 1500 м/с. Длина трассы распространения была соответственно 400 км. Радиус корреляции неоднородностей по вертикали был около 20 м, и коэффициент анизотропии таким образом заданных тонкоструктурных неоднородностей (отношение горизонтального масштаба 1 км к вертикальному 20 м) был порядка 50. Дно в обоих случаях задавалось как водное полупространство со скоростью звука, равной скорости звука в волноводе на глубине 3000 м.

Расчет звукового поля проводился для гармонического источника с частотой 25 Гц, расположенного на глубине 300 м, в одном случае для трассы с гладким вертикальным распределением скорости звука (плоскослоистый океан без тонкоструктурных неоднородностей), а в другом – с тонкоструктурными неоднородностями скорости звука, смоделированными как описано выше. На рис. 6 показаны результаты расчетов. Верхний рисунок демонстрирует уровень звукового поля в градациях серого цвета, а нижний – спадание суммарной звуковой энергии (осредненной по вертикальному разрезу на каждом шаге вычислений) в канале в децибелах без учета цилиндрического расхождения.

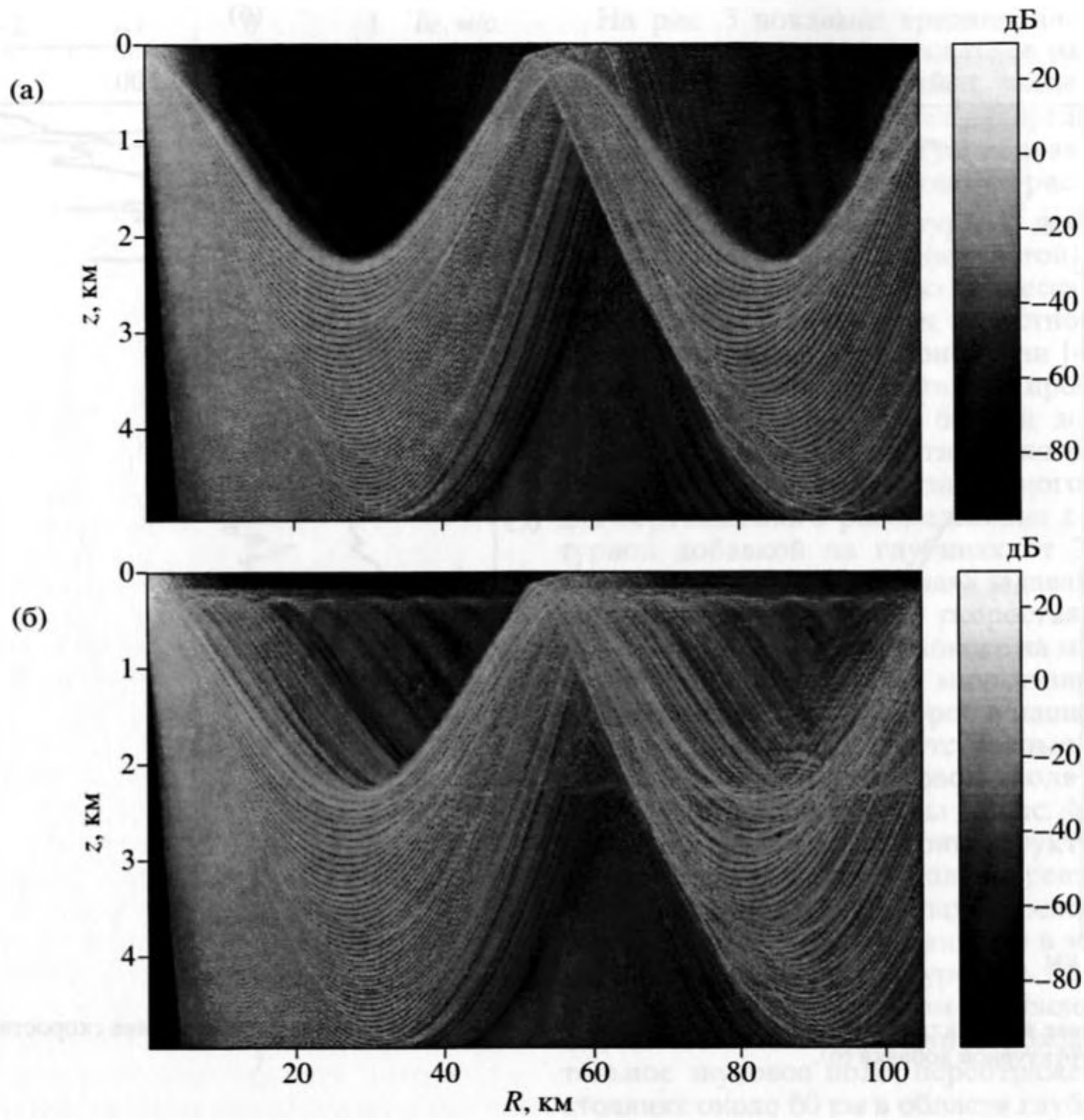

Рис. 4. Результаты расчета звукового поля по среднему вертикальному распределению скорости звука (вверху) и с учетом тонкоструктурной добавки (внизу). Глубина излучения 300 м.

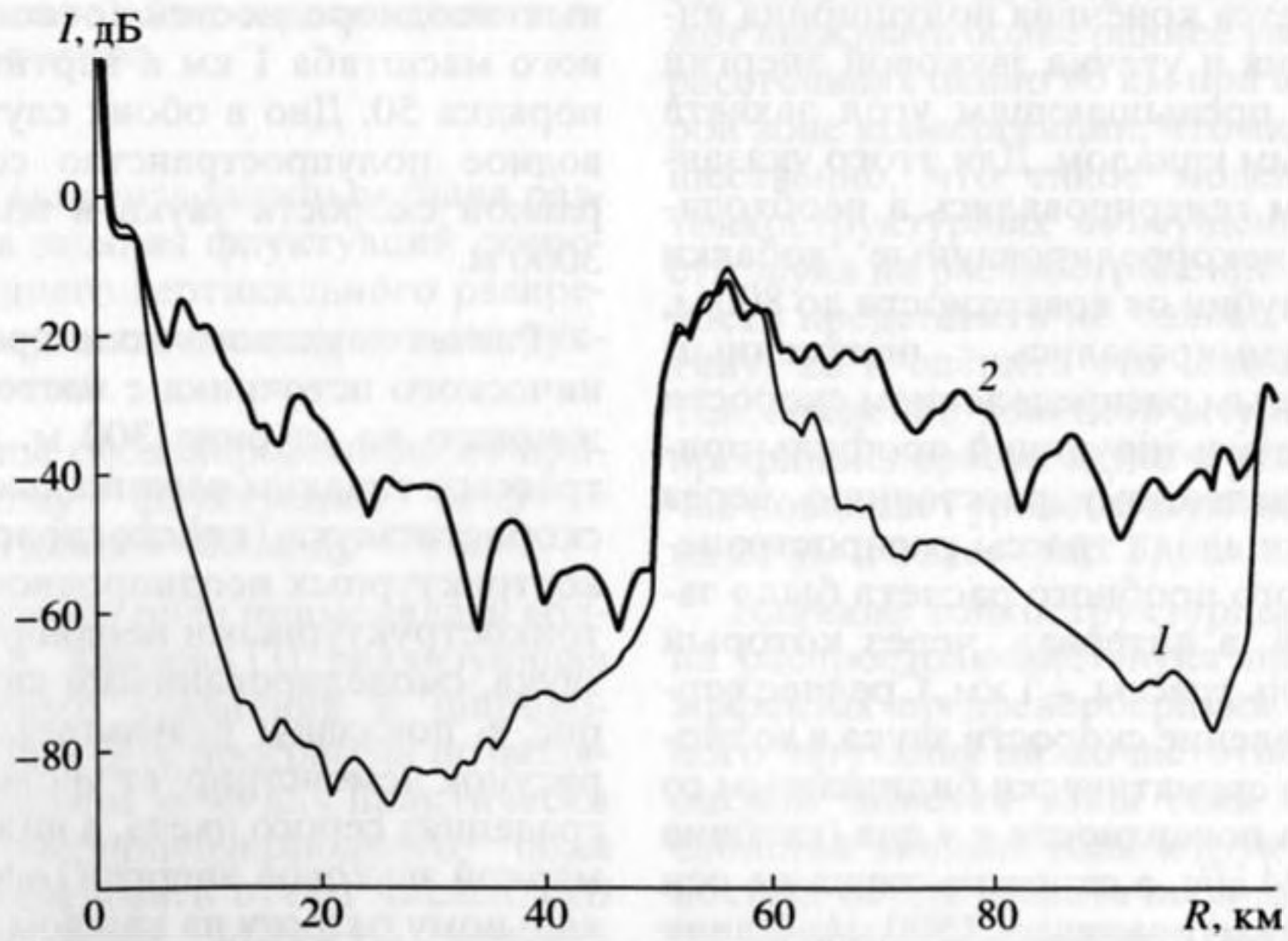

Рис. 5. Горизонтальные разрезы звукового поля на горизонте 300 м, рассчитанные для среднего вертикального распределения скорости звука (кривая *1*) и с учетом тонкоструктурной добавки (кривая *2*).

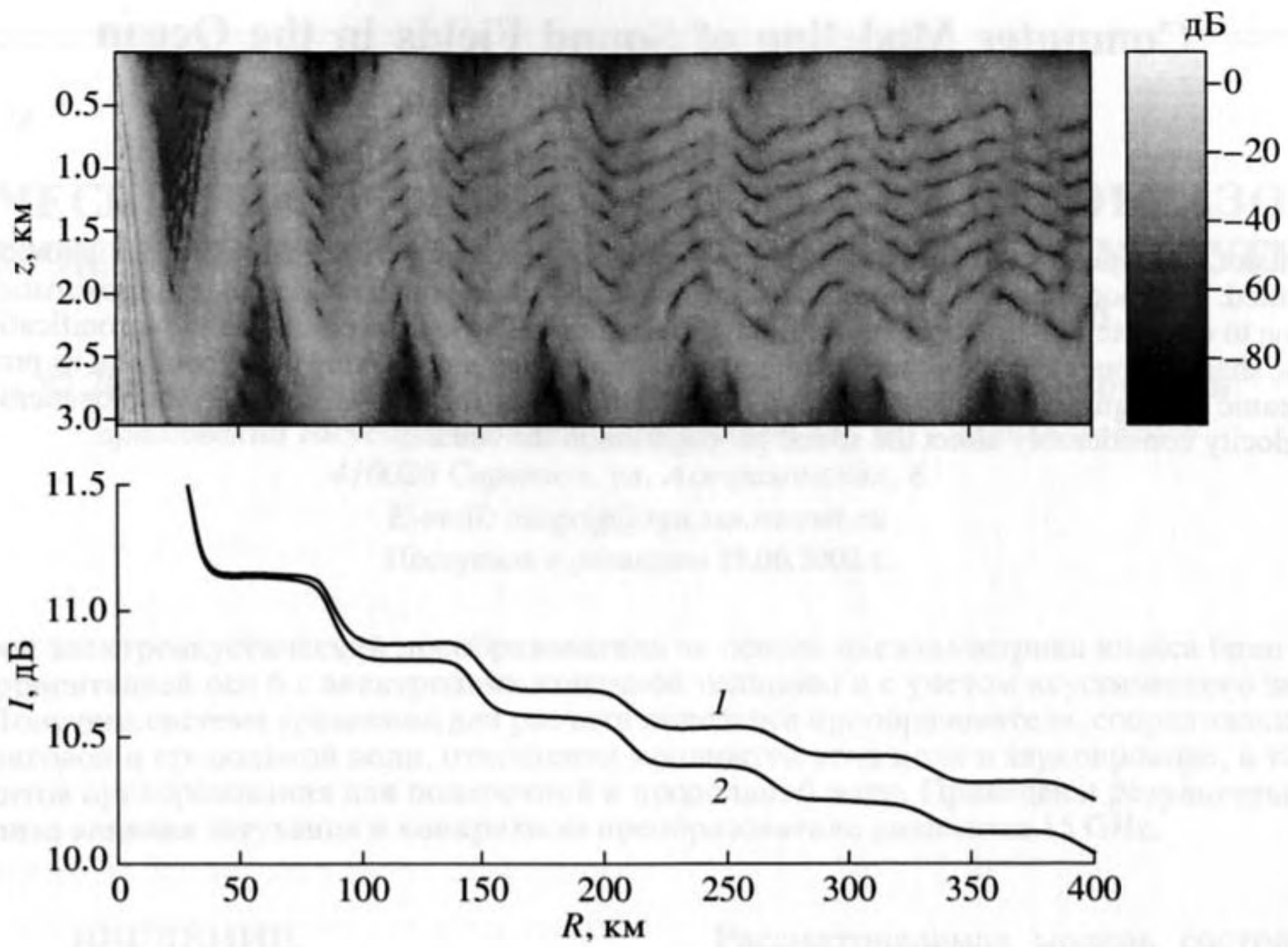

Рис. 6. Кривые спада суммарной звуковой энергии: *1* – в волноводе с гладким профилем скорости звука, *2* – в волноводе с тонкоструктурными неоднородностями, вверху – зональная структура звукового поля в градациях серого цвета.

На рис. 6 видно, что спад суммарной энергии звукового поля имеет ступенчатый характер с периодичностью зональной структуры звукового поля. Резкое уменьшение суммарной энергии звукового поля в канале происходит на расстояниях максимального усиления звуковой энергии на придонных глубинах в областях ее утечки в дно. Рассеяние звука тонкоструктурными неоднородностями в приповерхностных слоях увеличивает утечку звуковой энергии в дно, что приводит к дополнительному ослаблению звукового поля (разность кривых *1* и *2* на рис. 6). На частоте 25 Гц дополнительное затухание составило 0.3 дБ на 400 км (0.75 дБ на 1000 км), что согласуется с данными экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 02-05-64265 и № 01-05-64711).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гостев В. С., Швачко Р. Ф.* Акустические характеристики тонкоструктурных образований в океане // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 153–164.

2. *Гостев В. С., Потылицин Н. Г., Швачко Р. Ф.* Спектральная модель мелкомасштабных неоднородностей скорости звука в океане // Докл. XI Всесоюзной акустической конференции. М.: АКИН, 1991. Сек. Д. С. 109–111.

3. *Авилов К.В.* Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численные решения // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 5–12.

4. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Региональная изменчивость эффекта проникновения звука в зоны тени в океане с тонкоструктурной стратификацией // Акуст. журн. 2001. Т. 2. № 5. С. 623–631.

5. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Многолучевая структура звукового поля, проникающего в зоны тени в океане с тонкоструктурными неоднородностями // Докл. IX научной школы-семинара акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана". М.: ГЕОС, 2002. С. 120–123.

6. *Авилов К.В., Микрюков А.В., Попов О.Е.* Применение волновых методов для расчета чисто водных импульсных сигналов в зоне геометрической тени / Докл. IX научной школы-семинара акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана". М.: ГЕОС, 2002. С. 41–45.

7. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Некоторые кинематические модели объемной предреверберации в глубоком океане // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 6. С. 857–860.

Computer Modeling of Sound Fields in the Ocean with Fine-Structured Inhomogeneities

V. S. Gostev, O. E. Popov, and R. F. Shvachko

The results of a computer modeling of sound propagation in the ocean with fine-structured inhomogeneities are presented. The modeling was performed using a wave code based on the wide-angle approximation, which allows one to estimate the effects of sound field perturbations. These effects include the insonification of the geometric shadow zones and the abnormal attenuation of low-frequency sound in the course of its propagation in an oceanic waveguide. Calculations clearly demonstrate that the fine-structured inhomogeneities of the sound velocity considerably affect the sound propagation in the ocean.