TOM XXXIII

1987

Вып. 6

УДК 537.23

## АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ СКОРОСТИ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

Лысанов Ю. П., Плоткин А. М.

Проанализировано влияние тонкой структуры поля скорости звука в океане на положение границ зон конвергенции. Дана численная оценка смещения границ зон конвергенции в зависимости от параметров тонкой структуры.

Сопоставление данных горизонтальных разрезов акустического поля, полученных экспериментально в глубоком океане, с результатами расчетов показывает, что зоны конвергенции начинаются раньше, чем это предсказывает теория, причем расхождение тем больше, чем выше номер зоны. Этот эффект наблюдался неоднократно (см. [1] и приведенную там библиографию). Многочисленные попытки объяснить наблюдаемое расхождение между теорией и экспериментом путем применения различных аппроксимаций измеренного вертикального профиля скорости звука c(z) не привели к успеху; учет сферичности Земли несколько уменьшает расхождение, но не устраняет его полностью. Это показывает, что существуют и другие факторы, влияющие на положение зон конвергенции.

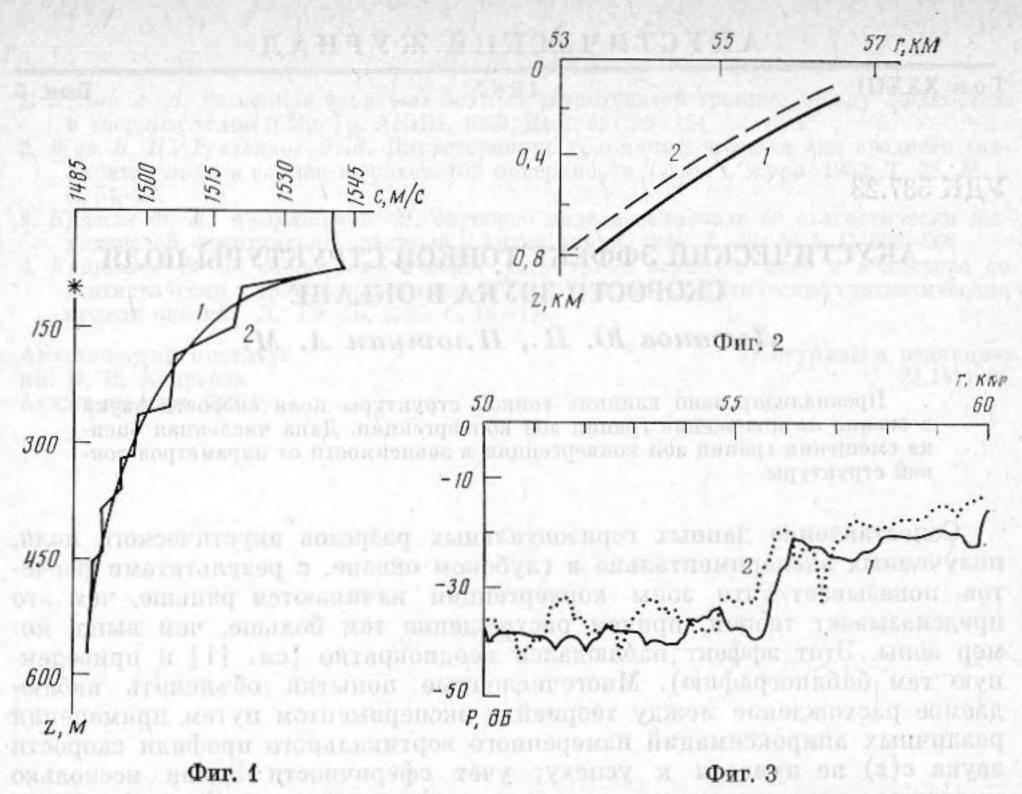
В настоящей работе анализируется влияние тонкой структуры поля скорости звука на смещение зон конвергенции. Известно [2-4], что температура, соленость и, следовательно, скорость звука изменяются в океане с глубиной часто не плавно, а имеют «ступенчатую» структуру, состоящую из квазиоднородных слоев, разделенных тонкими прослойками. Толщина этих слоев изменяется от десятков сантиметров до десятков метров; их горизонтальная протяженность может достигать десятков километров. Значения вертикальных градиентов скорости звука в прослойках на 1-2порядка превышают значения соответствующих средних градиентов. В работе [4] приведены данные, показывающие, что ступенчатая структура гидрофизических полей уверенно наблюдалась на всех исследованных горизонтах в верхнем 500-метровом слое. Акустический эффект случайной тонкой термохалинной структуры вод океана при наличии подводного звукового канала рассматривался в работе [5] на основе метода возмущений. Полученные в этом приближении оценки показали, что возможное среднее смещение границ зон конвергенции  $\Delta r$  значительно меньше (pprox 60 м на частоте 1 кГц), чем наблюдаемое на эксперименте.

В данной работе приводятся результаты численного расчета рассматриваемого эффекта как лучевым, так и волновым методами 1. Возмущения профиля скорости звука c(z) выше оси подводного звукового канала моделировались ступенчатой структурой, состоящей из нескольких слоев (обычно – 8), разделенных прослойками. Толщина слоев составляла 25÷100 м, прослоек — 3÷10 м; значения градиентов скорости звука в прослойках в 1,5-20 раз были больше, чем в слоях. Ниже оси канала про-

филь c(z) считался невозмущенным.

На фиг. 1 показана верхняя часть типичного для открытого океана профиля c(z), принятого для расчета, с тонкой структурой и без нее, а на фиг. 2 - рассчитанная лучевым методом зависимость расстояния до границы первой зоны конвергенции от глубины. Видно, что при учете тонкой структуры зона конвергенции начинается ближе к источнику звука. Например, на глубине 200 м смещение  $\Delta r$  составляет 400 м. В зависи-

Часть полученных результатов кратко представлена в [6].



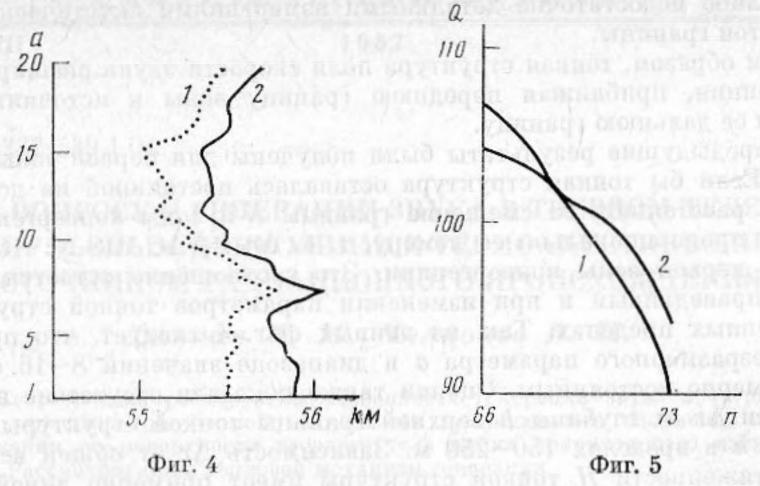
Фиг. 1. Верхняя часть профиля c(z), принятого для расчета. 1 — без тонкой структуры, 2 — с тонкой структурой. Звездочкой отмечено положение источника звука Фиг. 2. Зависимость начала первой зоны конвергенции от глубины (лучевой расчет). 1 — без учета тонкой структуры, 2 — с учетом

Фиг. 3. Горизонтальные разрезы уровня звукового давления p на частоте 1 кГц (волновой расчет). I- без учета тонкой структуры, 2- с учетом

мости от профиля c(z) выбранная модель тонкой структуры приближает начало первой зоны конвергенции на  $\Delta r = 0.15 - 0.90$  км. При данной тонкой структуре этот эффект проявляется тем заметнее, чем меньше скорость звука на глубине источника. По мере уменьшения скорости звука на глубине источника лучи, образующие ближнюю границу зоны конвергенции, поворачивают в области ниже оси канала на все меньшей глубине и, следовательно, выходят в верхние слои на все более близких расстояниях. В рассмотренном выше случае уменьшение скорости звука на глубине источника дополнительно на 1 м/с (при неизменных значениях остальных параметров тонкой структуры) приближает зону конвергенции еще на 150 м.

В зависимости от диапазона углов выхода лучей, формирующих начало зоны конвергенции, значение  $\Delta r$  может изменяться в широких пределах. Существенный диапазон углов скольжения в свою очередь определяется значениями скорости звука на глубине расположения источника  $z_1$  и приемника z. Так, уменьшение скорости звука на глубине источника на 1 м/с приближает начало первой зоны конвергенции на той же глубине на 70 м при  $z_1$ =150 м, на 180 м при  $z_1$ =300 м и на 340 м при  $z_1$ =900 м.

Аналогичные результаты дает и волновая теория. На фиг. З приведен пример горизонтального разреза акустического поля, вычисленного с учетом и без учета тонкой структуры. Расчет выполнен на частоте 1 кГц для профиля c(z), аналогичного показанному на фиг. 1. Слой скачка скорости звука начинался на глубине 135 м, тонкая структура — на глубине 150 м. Глубина источника и приемника звука — 0,3 км. Различие в начале первой зоны конвергенции, определяемое по уровню, соответствующему сферическому закону (—35 дБ при r=55 км), составляет  $\Delta r$ = =1 км; значение  $\Delta r$  уменьшается с понижением частоты звука.



Фиг. 4. Изолинии уровня звукового давления. 1- по уровню - 25 дБ, 2- по уровню - 23 дБ

Фиг. 5. Зависимость разности горизонтальных волновых чисел последовательных нормальных волн, формирующих ближнюю границу, от номера волны. 1- без учета тонкой структуры, 2- с учетом Q- $\xi_{n-1} \xi_n$ ,  $10^{-6}$  м $^{-1}$ 

Для того чтобы выявить зависимость величины  $\Delta r$  от параметров тонкой структуры, был выполнен машинный эксперимент. При том же профиле c(z) было проведено 50 расчетов уровня акустического поля вблизи границы первой зоны конвергенции на частоте 100 Гц с различными параметрами тонкой структуры. Отношение градиента скорости звука в прослойках к градиенту в слоях а было одинаковым для всех восьми слоев и изменялось от a=1 (невозмущенный профиль) до a=20 (сильное возмущение). На фиг. 4 приведены 2 изолинии уровня звукового давления, соответствующие значениям -23 и -25 дБ. Нормировка выбрана так, что в свободном пространстве на расстоянии 1 км от источника уровень давления равен 0 дБ. Изолинии выгнуты в стороны меньших г. По этим изолиниям несложно определить зависимость сдвига начала зоны конвергенции от параметра a. Значение сдвига  $\Delta r$  находится как разность горизонтальной координаты при a=1, т. е. при отсутствии тонкой структуры, и при данном значении а. На фиг. 4 видно, что эффект сдвига первой зоны конвергенции имеет в основном однознаковый характер ( $\Delta r > 0$ ). Интересно отметить, что наибольший сдвиг  $\Delta r \approx 0.4$  км наблюдается при средних значениях параметра a=7-16.

Для объяснения этих эффектов привлечем концепцию «конструктивной» интерференции. Условия распространения звука в стратифицированном океане таковы, что поле на фиксированном расстоянии от источника эффективно формируется небольшой группой нормальных волн с близкими номерами [7]. Расстояние, на котором эта группа волн складывается в фазе (конструктивная интерференция), будет тем меньше, чем больше разность горизонтальных волновых чисел последовательных волн из этой группы. На фиг. 5 приведена зависимость разности горизонтальных волновых чисел последовательных нормальных волн, формирующих начало первой зоны конвергенции, от их номера. Видно, что кривая 1 проходит всюду выше кривой 2 (разность волновых чисел больше) и, следовательно, нормальные волны складываются в фазе на более близком расстоянии—зона конвергенции будет начинаться также ближе (в данном ступра на 0.6 км)

ном случае на 0,6 км).

Расчет показывает, что разность волновых чисел нормальных волн, формирующих дальнюю границу первой зоны конвергенции, будет меньше при учете тонкой структуры, чем без нее. Это означает сдвиг дальней зоны конвергенции в сторону больших расстояний. Экспериментально такой эффект пока еще не был отмечен, что объясняется либо маскировкой его донными отражениями и ликиджами из верхнего перемешанного слоя

океана, либо недостаточно детальными измерениями акустического полявблизи этой границы.

Таким образом, тонкая структура поля скорости звука расширяет зону конвергенции, приближая переднюю границу зоны к источнику звука

и удаляя ее дальнюю границу.

Все предыдущие результаты были получены для первой зоны конвергенции. Если бы тонкая структура оставалась постоянной на достаточнобольшом расстоянии, то смещение границы N-й зоны конвергенции  $\Delta r_N$ было бы пропорционально ее номеру, т. е.  $\Delta r_N = N \Delta r$ , где  $\Delta r -$  смещение границы первой зоны конвергенции. Это соотношение остается приближенно справедливым и при изменении параметров тонкой структуры в определенных пределах. Так, из данных фиг. 4 следует, что при изменении безразмерного параметра a в диапазоне значений 8-16 сдвиг  $\Delta r$ был примерно постоянным. Оценки также показали отсутствие явной зависимости  $\Delta r$  от глубины h верхней границы тонкой структуры при изменении h в пределах 150-250 м. Зависимость  $\Delta r$  от общей вертикальной протяженности Н тонкой структуры имеет примерно линейный характер, но влияние более глубоких ступенек менее существенно.

Ступенчатая тонкая структура скорости звука наблюдается в верхних слоях океана. В глубинных слоях океана ниже оси подводного звукового канала возмущения профиля c(z) могут быть вызваны внутренними волнами. Предварительные волновые расчеты уровня акустического поля в глубоком океане, в которых возмущения профиля скорости звука моделировались приливной внутренней волной (десятая мода) полусуточногопериода, показали, что на частотах выше 1 кГц также наблюдается за-

метное смещение начала зоны конвергенции.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Галкин О. П. О структуре звукового поля в глубоком океане // Акустика океана/ Под ред. Бреховских Л. М., Андреевой И. Б. М.: Наука, 1982. С. 92-106.

2. Журбас В. М., Озмидов Р. В. Формы ступенчатых структур океанского термоклина и механизм их генерации // Океанология. 1984. Т. 24. № 2. С. 197—203.

3. Федоров К. Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.: Гидрометеоиздат. 1976. 184 c.

4. Журбас В. М., Озмидов Р. В. Квазистационарная ступенчатая структура главноготермоклина в северо-западной части тропической Атлантики // Докл. АН СССР. 1986. T. 290. № 1. C. 220-224.

5. *Малкина И. Г.* Акустический эффект тонкой структуры океана при наличии зву-кового канала // Докл. АН СССР. 1977. Т. 237. № 1. С. 56-59.

6. Лысанов Ю. П., Плоткин А. М. О влиянии тонкой структуры поля скорости звукана смещение границ зон конвергенции в океане // Докл. АН СССР. 1987. Т. 295. N 3. C. 717-719.

7. Ди Наполи Ф. Р., Девенпорт Р. П. Численные модели подводного распространения звука // Акустика океана. М.: Мир, 1982. С. 91-176.

ESTABLY PLANTON THEORY ALLEGAN MODERN STREETS OF STREETS ASSESS A SECURIOR STREET

The Valves, freehings is but I care under senting and a property against the latest and an appropriate of the latest

nowhorstrand of the anyther started that the control of the party and the party of the party of the first

дока отовницивниции отраздентни вымендации и выписывато ведания, ото

"I TEXTOR OTH DEFEND AUTOMON AN TO INSTRUMENTAL SINCE MOREST DESCRIPTION OF THE MOREST PROPERTY OF

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

Поступила в редакцию-24.II.1987.