

Российская Академия Наук
Институт Океанологии им. П.П.Ширшова
Акустический Институт им. акад. Н.Н.Андреева

АКУСТИКА ОКЕАНА

*Сборник трудов
школы-семинара
акад. Л.М.Бреховских*



Москва
ГЕОС
1998

УДК 551.463

А 44

ББК 26.2

Акустика океана. Сборник трудов школы-семинара акад. Л.М.Бреховских. – М.: ГЕОС, 1998. 360 с.

ISBN 5-89118-042-1

В книге собраны труды VII школы-семинара акад. Л.М.Бреховских “Акустика океана”, являющейся также VII сессией Российского Акустического Общества.

Школа-семинар проходила в Институте Океанологии им. П.П.Ширшова РАН 25-28 мая 1998 г.

Доклады опубликованы в авторской редакции.

Работа опубликована при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 98-05-74003 и № 96-15-98367).



ББК 26.2

А 44

ISBN 5-89118-042-1

© РАН, 1998

© ГЕОС, 1998

ВЫЧИСЛЕНИЕ СИГНАЛА ШИРОКОПОЛОСНОГО ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА, ПРОИЗВОЛЬНО ДВИЖУЩЕГОСЯ В ОКЕАНЕ, СВОЙСТВА КОТОРОГО ЗАВИСЯТ ОТ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ КООРДИНАТ

ГНЦ РФ Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева, 117036, Москва, ул. Шверника, 4, e-mail: cva@elnet.msk.ru

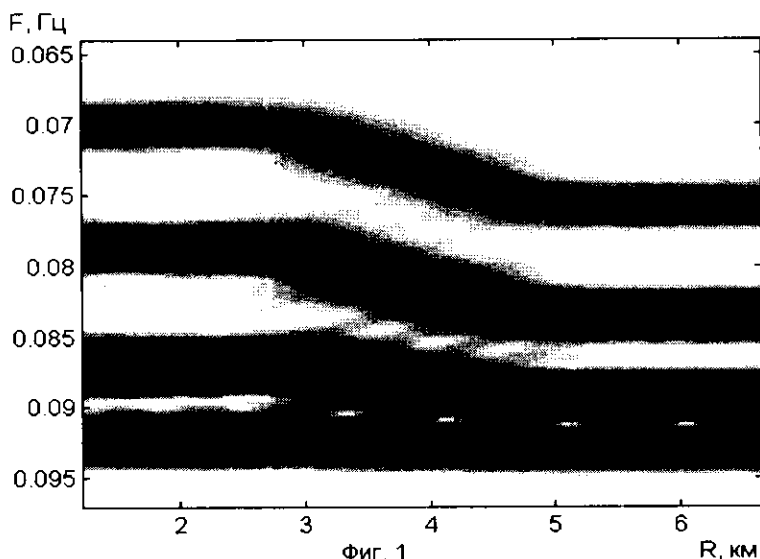
Рассмотрим источник звука, описываемый только полем его объемных скоростей $S(\mathbf{r}, t)$. Эффекты дипольных компонент и компонент более высоких порядков могут быть рассмотрены аналогично. Поле акустического давления p такого источника в произвольной жидкой среде может быть представлено в виде интеграла с функцией Грина среды G в виде [1]

$$p(\mathbf{r}_r, t_r) = \int G(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}_s, t_r - t_s) S(\mathbf{r}_s, t_s) d^3\mathbf{r}_s dt_s$$

здесь индексы r и s обозначают координаты приемника и элемента излучения, соответственно. Движущимся (поступательно) источником мы будем считать поле объемных скоростей вида $S(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s(t), t)$, где $\mathbf{r}_s(t)$ - текущая координата источника как единого целого. Точечный источник задается пространственным распределением объемной скорости в виде дельта-функции Дирака и, следовательно, движущийся точечный источник описывается выражением $S(t) \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s(t))$, а его поле может быть вычислено согласно

$$p(\mathbf{r}, t) = \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s(t_s), t - t_s) S(t_s) dt_s$$

Таким образом, знание пространственно-временной функции Грина среды позволяет вычислить поле точечного движущегося источника однократным ее интегрированием вдоль траектории движения источника. В работах [2, 3] описаны алгоритмы вычисления гармонических составляющих функции Грина для моделей океана со свойствами, произвольными по глубине и плавно зависящими от горизонтальной координаты. Нами разработан комплекс программного обеспечения, позволяющий на основе вычисления гармонических составляющих восстанавливать пространственно-временную функцию Грина и вычислять поле движущегося источника согласно приведенным выше соотношениям для моделей океана в виде двумернонеоднородного волновода, в котором с расстоянием может изменяться не только профиль скорости звука и глубина волновода, но и структура и параметры дна.



Для демонстрации возможностей комплекса рассмотрим два простейших примера. На Фиг. 1 представлена спектрограмма сигнала движущегося в волноводе точечного источника звука, излучающего гармонический сигнал 45 Гц. Источник, находящийся на глубине 21 м, удаляется от приемника, расположенного на глубине 70 м, со скоростью 6 узлов. Волновод протяженностью 8 км состоит из трех участков: первый, от 0 до 3 км, с постоянной глубиной 75 м, второй, от 3 до 5 км, переходный участок, где глубина линейно растет до 95 м и третий, от 5 до 8 км, с постоянной глубиной 95 м. Профиль скорости звука приведен в таблице:

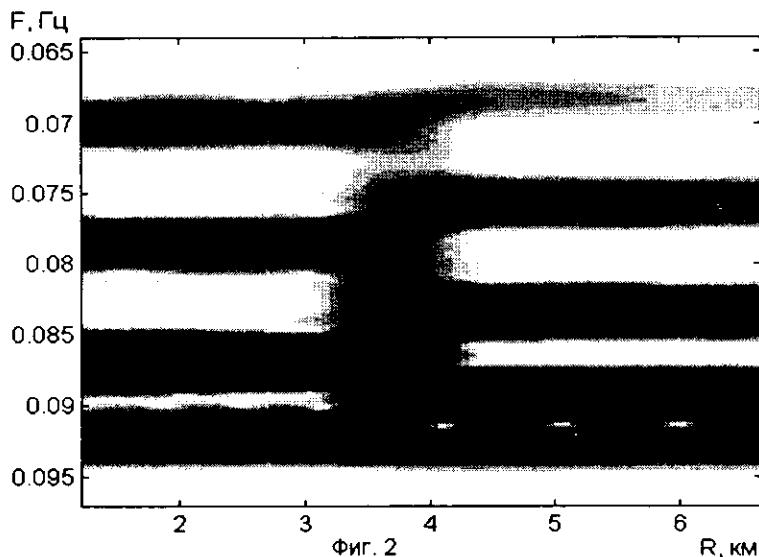
z, м	0	12	14	21	31	54	75	95
c(z), м/с	1536.6	1536.8	1536.7	1520.3	1480.9	1479.4	1479.5	1479.6

Дно моделировалось жидким слоем толщиной 20 м, скоростью продольных волн $1564 - i \cdot 2.66$ м/с и плотностью 1800 кг/м^3 , лежащего на жидком полупространстве со скоростью $2300 - i \cdot 6.98$ м/с и плотностью 1995 кг/м^3

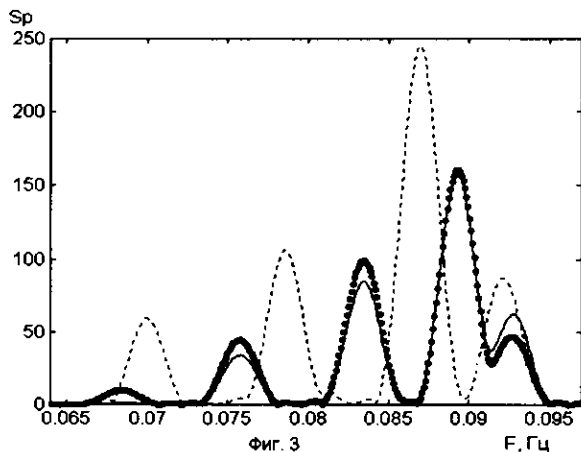
Для получения скользящего спектра (на Фиг. 1 F- значение абсолютного отклонения от частоты 45 Гц) использовалось временное окно длительностью 800 секунд с весовой функцией Хеннинга, что позволило наблюдать в спектре максимумы соответствующие четырем нормальным волнам, распространяющимся в волноводе, причем первая нормальная волна имеет максимальное доплеровское смещение. При увеличении глубины волновода можно наблюдать увеличение доплеровских смещений, соответствующее

увеличению фазовых скоростей. Если величину переходного участка уменьшить до 100 м то вид спектрограммы (Фиг. 2) станет более сложным, в частности появляется не видимая ранее на спектре пятая мода, а наблюдаемая ранее преобладание спектральных максимумов нормальных волн одного номера нарушается, что может говорить о взаимодействии нормальных волн. На Фиг.3 представлены частотные спектры в левой части волновода (штриховая линия) и в правой для двух рассмотренных моделей волновода (тонкая сплошная линия при переходном участке в 2 км и жирная пунктирная линия при переходном участке в 0.1 км). Можно отметить, что при более резком изменении глубины амплитуды нормальных волн высоких номеров с третьей по пятую возросли, а амплитуда первой нормальной волны уменьшилась, что является убедительным свидетельством взаимодействия нормальных волн.

Второй пример – расчет спектрограммы движущегося источника излучающего шумовой сигнал в полосе 14-50 Гц фиг. 4. Условия те же, что и в приведенном выше примере, только глубина волновода постоянна и составляет 75 м. Источник, находясь на удалении от приемника на 2 км, движется прямолинейно со скоростью 6 узлов в сторону приемника, проходит на минимальном расстоянии до приемника 100 м и затем удаляется на расстояние 2 км. Спектрограмма (на Фиг. 4 F – абсолютное значение частоты), полученная с временным окном в 10 секунд, имеет периодическую структуру, вызванную интерференцией нормальных волн. На частотах ниже 17 Гц интерференции не наблюдается, поскольку распространяется практически одна

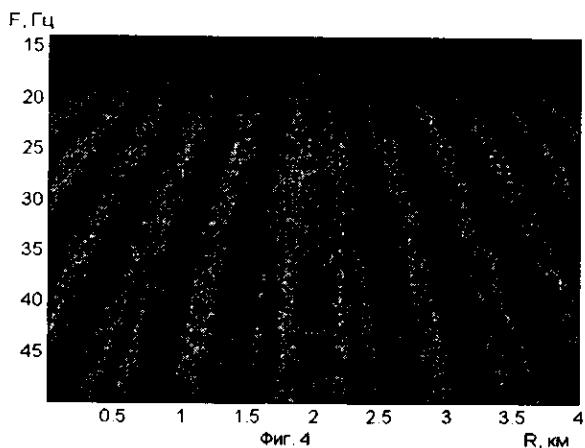


Фиг. 2



нормальная волна. На частотах от 17 до 34 Гц можно выделить один характерный период, соответствующий интерференции первой и второй нормальных волн. По мере роста частоты растет число распространяющихся нормальных волн и соответственно усложняется интерференционная структура.

Спектрограмма практически симметрична относительно точки 2 км на графике, соответствующей минимальному расстоянию между источником и приемником, поскольку на скорости 6 узлов отличия по абсолютной величине



доплеровских смещении при сближении и удалении источника от приемника незначительны.

Приведенные примеры и опыт эксплуатации комплекса программ подтверждают возможность моделирования широкополосных звуковых полей движущихся источников в моделях волноводов близких к реальным.

Литература

1. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М., ИИЛ, 1960.
2. К.В. Авилов Вычисление гармонических звуковых полей в волноводах в уточненном широкоугольном параболическом приближении // Волны и дифракция-85, IX Всес. симп. по дифракции и распространению волн. Тбилиси: ТГУ, 1985, Т. 2 С. 236-239.
3. К.В. Авилов Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численное решение// Акуст.журн., 1995, т. 41, № 1, С. 5 - 12 (Translated in Acoustical Physics, 1995, v. 41, no. 1).

УДК 551.463.21

Д.Е.Лейкин

ВОЛНОВАЯ ТОМОГРАФИЯ ОКЕАНА

АКИН, 117036, Москва, ул. Шверника 4, e-mail: leikin@orc.ru

В докладе излагаются физические принципы дифракционной томографии океана. Проблема реконструкции неоднородностей среды по данным акустических измерений рассматривается как обратная задача для параболического уравнения, описывающего распространение звука в подводном звуковом канале. Синтез алгоритма реконструкции основан на специальном операторном представлении пропагатора звукового поля в рефракционных волноводах. Метод иллюстрируется результатами численного моделирования, демонстрирующими возможность восстановления пространственной структуры неоднородности по данным измерения акустического поля на одной частоте при малом (порядка $N=10$) числе распространяющихся мод. Обсуждаются перспективы разработки новых подходов к проблеме акустического мониторинга океана.

I. Модель распространения и постановка задачи

Решающее значение для успешного решения задач реконструктивной томографии имеет построение модели распространения сигнала, позволяющей выделить наиболее информативные параметры наблюдаемых волновых полей. В настоящей работе в основу подхода к формулировке прямой задачи положена теория представлений. Эволюция волнового поля $p(r, z) = \langle z | p(r) \rangle$ в r - z плоскости (здесь и далее используются дираковские обозначения) в однородном канале с эффективным показателем преломления