АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1995, том 41, № 2, с. 223 - 231

УДК 534.26

НЕКОГЕРЕНТНОЕ НАКОПЛЕНИЕ СИГНАЛОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ

© 1995 г. С. М. Горский, В. А. Зверев, А. Л. Матвеев, В. В. Митюгов

Институт прикладной физики РАН

603600 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 25.05.94 г.

Построены математические модели наблюдения акустической дифракции в канале мелкого моря с учетом многомодового характера распространения звука. Проведен анализ устойчивости наблюдения дифракции. Разработан алгоритм нелинейной фильтрации огибающих, после которой возможно накопление сигнальных откликов от элементов вертикальной антенны. Получены уточненные формулы, позволяющие оценивать сечение акустического рассеяния дифрагирующей неоднородности по результатам эксперимента.

В последнее время широко обсуждается дифракционно-теневая (просветная) методика наблюдений в мониторинге океана [1]. Для канала мелкого моря упрощенная модель наблюдения строится по следующей схеме. Плоско-слоистую среду распространения звука в этом случае можно с известными оговорками [2] считать двумерной, а относительное движение изучаемой неоднородности (дифрактора) – одномерным. Поэтому даже использование одного датчика (гидрофона) позволяет регистрировать наличие дифрактора между ним и локальным источником тонального излучения. Применение линейных антенных цепочек или более сложных решеток предоставляет дополнительные возможности для решения задачи в сложной помеховой или нестационарной обстановке.

Представляется весьма перспективным использование указанного принципа для построения карты подводных неоднородностей методом протяжек подвижного излучателя и приема сигналов на неподвижную вертикальную антенну. По той же схеме возможно фиксировать прохождение движущихся неоднородностей и по их перемещению судить о скорости течения (например, наблюдая акустическую дифракцию от подводной части айсберга).

При очевидном энергетическом преимуществе просветной методики перед моностатической ее применение осложняется следующим обстоятельством. Отклик на появление дифрактора при такой схеме наблюдения практически невозможно разделить по времени прихода с прямым сигналом от излучателя, как это традиционно делается при импульсных посылках. Поэтому слабый сигнал всегда регистрируется на фоне относительно мощной основной составляющей. Нестационарность условий распространения сигнала обычно провоцирует значительные вариации уровня приема, сильно маскирующие ожидаемый эффект. Наиболее заметной причиной этих вариаций оказывается интерференция различных мод, которая даже при слабой и медленной нестационарности среды способна существенно изменять амплитуду приходящего сигнала за время порядка десятков секунд или нескольких минут.

Многомодовая структура реального акустического поля, в отличие от упрощенной цилиндрической модели, создает и другие нетривиальные особенности приема. В частности, в зависимости от глубин положения дифрактора и гидрофона фазовые соотношения между сигнальным откликом и первичным полем от излучателя могут изменяться в широких пределах, поэтому наблюдаемые вариации принимаемого сигнала при акустической дифракции изменяются не только по амплитуде, но и по фазе. По существу, наблюдение дифракции звука с помощью многоэлементной антенной цепочки представляет собой вариант амплитудной акустической голографии в условиях высокой и малопредсказуемой вариабельности фазовых соотношений.

Отмеченные обстоятельства существенно затрудняют наблюдение акустической дифракции. Более того, характерные времена спонтанно-интерференционных вариаций могут оказаться одного порядка с временем прохождения дифракционного минимума. Поэтому стандартные спектральные методы выделения полезного сигнала из помех здесь неэффективны. Следует еще учесть, что развитая линейная теория помехоустойчивого приема опирается в основном на гипотезу аддитивных шумов. Однако, в обсуждаемом случае основным источником помехи оказываются интерференционные случайные вариации, близкие скорее к мультипликативной модели (но и не в точности совпадающие с ней). Из сказанного ясно, что наблюдение дифракционных эффектов

в морской гидроакустике и построение надлежащих алгоритмов обработки сигнала представляет собой весьма нетривиальную проблему.

В предлагаемой статье обсуждается эффективность использования вертикальных антенных цепочек и некогерентных методов накопления сигнального отклика для решения задач указанного класса.

1. АКУСТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ В КАНАЛЕ МЕЛКОГО МОРЯ

Проведем расчеты сигнальных откликов на неоднородность для того, чтобы оценить порядки величин ожидаемых эффектов.

Сначала проведем упрощенное рассмотрение на основе плоско-цилиндрической модели (подраздел "а"). Затем проанализируем дополнительные особенности наблюдения, возникающие из-за многомодового характера распространения (подраздел "б"). Последующая детализация многомодовой модели дифракции поможет уточнить физические характеристики наблюдаемого сигнального отклика, а на этой базе – сконструировать робастные алгоритмы обработки сигнала с потенциально высоким отношением сигнал/шум.

а) Цилиндрическая модель

Рассмотрим неоднородность длины l, движущуюся перпендикулярно прямой линии, соединяющей тональный излучатель с приемником. Расстояние от приемника до точки пересечения траектории с линией источник–приемник обозначим h, а длину волны акустического излучения – λ. Для начала излучатель считаем удаленным на бесконечность, а среду распространения – двумерной (плоской). Соответственно этому полагаем, что на длине l объект перекрывает всю глубину канала распространения звука. Надлежащие уточнения, приближающие модель к реальности, будут внесены ниже.

Обозначим текущую координату середины дифрактора на траектории x, поместив ноль в точку ее пересечения с линией акустической трассы (точку створа). Согласно принципу Бабине [3] изменение за счет дифракции ΔA комплексной амплитуды приходящего излучения можно вычислить как действие противофазного распределенного излучателя в плоскости экрана. Тогда исходя из геометрии задачи запишем

$$\Delta A = -a \times$$
$$\times \int\limits_{x-l/2}^{x+l/2} \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda}\left(\sqrt{h^2+x'^2}-h\right)\right]\frac{dx'}{(h^2+x'^2)^{1/4}}, \quad (1)$$

опустив несущественный постоянный фазовый множитель $\exp(2\pi i h/\lambda)$.

Здесь a – нормирующий множитель, значение которого уточним позднее. Введем безразмерную координату $q = x/h$ и обозначим $\alpha = h/\lambda$, $u = l/2h$. Интересуясь лишь значениями $q < 1$, заменим $\sqrt{h^2+x^2} - h \simeq hq^2/2$. Проводя приближенное интегрирование с условиями $\alpha \gg 1$, $u \ll 1$, найдем

$$\Delta A = -a\sqrt{h}\int\limits_{q-u}^{q+u} \exp\left(-i\pi\alpha q'^2\right) dq' =$$
$$= -a\sqrt{h}\left[\frac{\exp\left(-\pi\alpha q'^2\right)}{2i\pi\alpha q'}\right]_{q+u}^{q-u} \simeq \quad (2)$$
$$\simeq -a\sqrt{h}\frac{\sin\pi\left(l/\lambda\right)q}{\pi\alpha q}\exp\left(-i\pi\alpha q^2\right).$$

Удобно выбрать нормировку, при которой абсолютная величина дифракционного сигнала $|\Delta A|$ отнесена к амплитуде прямого излучения, обозначив $S(q) = |\Delta A(q)|/|A|$. Для этого, опираясь на принцип Гюйгенса–Френеля, следует положить

$$a = h^{-\frac{1}{2}}\left|\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp\left(-i\pi\alpha q^2\right)dq\right|^{-1}. \quad (3)$$

Строго говоря, при $q > 1$ написанные формулы неточны и для нормировки следует воспользоваться более корректным выражением. Однако легко показать, что при условии $\alpha \gg 1$ это различие несущественно.

Проводя вычисления с использованием известных асимптотик интегралов Френеля [4], получим

$$S(q) = \alpha^{-\frac{1}{2}}\left|\frac{\sin\left(\pi l q/\lambda\right)}{\pi q}\right|. \quad (4)$$

Эта формула позволяет оценивать относительное падение уровня приема за счет дифракционного затенения. Фактически принятый сигнал будет результатом интерференции (амплитудной голограммой) прямого излучения и отклика (2) с учетом экспоненциального фазового множителя. В обсуждаемой здесь двумерной модели их противофазность в точке створа обеспечивается уже принципом Бабине, но при многомодовом распространении ситуация не столь проста.

Оценим величину максимального эффекта S_m. При малых lq/λ из выражения (4) получаем

$$S_m = \frac{l}{\sqrt{h\lambda}}. \quad (5)$$

Таким образом, все определяется отношением размера неоднородности к полуширине центральной зоны Френеля $x_0 = \sqrt{h\lambda}$. Нетрудно показать, что если излучатель удален не на бесконечность, а находится на расстоянии L от приемника,

то величину h в (5) следует заменить на приведенную величину $h_{пр}$ по формуле

$$\frac{1}{h_{пр}} = \frac{1}{h} + \frac{1}{L-h}. \quad (6)$$

С приближением размера неоднородности к значению x_0 оценка (5) окажется несколько завышенной. Если неоднородность покроет целое число зон Френеля или просто много зон симметричным образом, минимум в центре тени вообще может смениться на максимум (пятно Пуассона [5]). Но для типичных ситуаций морской гидроакустики такая экзотическая возможность представляется практически ненаблюдаемой, если учитывать случайную горизонтальную рефракцию звукового луча [6].

Приближенно оценим численные значения. Для $h_{пр} = 2$ км, $\lambda = 15$ м (соответствует частоте $f = 100$ Гц) имеем $x_0 = 170$ м. При $l = 100$ м условие $l < x_0$ выполняется, а оценка (5) с учетом соотношения (6) дает $S_m = 0.6$.

Реальная амплитуда ожидаемого эффекта, однако, сильно снижается неполным перекрытием глубины канала неоднородностью. Если она перекрывает глубину ΔH, а поток энергии излучения сосредоточен в характерном интервале глубин H_k, оценку (5) нужно снабдить еще множителем $\gamma = \Delta H / H_k$. Величина H_k, кроме глубины моря, существенно зависит еще от гидрологической обстановки. Например, в условиях мелкого моря при глубинах трассы 70 - 80 м (Балтийское море) в летнее время разумно положить $H_k \simeq 50$ м, поскольку верхний нагретый слой (20 - 25 м) "выталкивает" звуковой луч [2]. Если же каналирование звука обеспечено холодным промежуточным слоем (Черное море), величина H_k может оказаться много меньше глубины моря и впрямую с ней не связана.

Учитывая сделанные оговорки и преобразуя (6), вместо оценки (5) получим

$$S_m = \gamma l \sqrt{L / \lambda h (L-h)}. \quad (7)$$

Выпишем формулу, позволяющую оценить сечение акустического рассеяния звука неоднородностью $\sigma = l\Delta H$ по наблюдаемой относительной величине дифракционного затенения. Используя оценку (7) и определение коэффициента γ, запишем

$$\sigma = S_m H_k \sqrt{\lambda h (L-h) / L}. \quad (8)$$

б) Соответствие с многомодовой моделью

Рассмотрим многомодовую структуру акустического поля в канале мелкого моря, воспользовавшись простейшей моделью с однородной гидрологией. Для случая длинной трассы $L \gg H$ (глубины канала) амплитуду звукового давления на глубине z удобно записать в виде разложения

$$p(z, L) = L^{-\frac{1}{2}} \sum_n a_n \sin \pi \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{z}{H} \exp(ik_n L), \quad (9)$$

где

$$k_n = \left((\omega / c)^2 - [\pi (2n+1) / (2H)]^2 \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Под глубиной H в дальнейшем будем понимать не фактическую глубину моря, а эффективную глубину канала H_k, индекс k для упрощения записи опустим.

Приступим к выяснению тех допущений, которые необходимо принять для согласования многомодового разложения (9) с плоско-цилиндрической моделью, введенной в предыдущем подразделе. Используя принцип взаимности и выражение (9), запишем (с точностью до множителя) коэффициент передачи между источником на глубине z_1 и одиночным приемником на глубине z_2 для трассы длиной L:

$$K(z_1, z_2, L) = C \sum_{n=0}^{N-1} \sin \pi \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{z_1}{H} \times \sin \pi \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{z_2}{H} \exp(ik_n L). \quad (11)$$

Множитель C и число суммируемых мод N уточним после небольшого обсуждения.

Сведение задачи к плоской для канала конечной глубины достигается заменой точечных элементов (источника и приемника) на распределенные (нитевидные), однородно и монофазно "размазанные" от поверхности до дна. В дальнейшем для полного согласования результатов придется сделать еще одно допущение.

Учитывая сказанное, введем средний многомодово-цилиндрический коэффициент передачи

$$K_ц(L) = \frac{C}{H^2} \int_0^H K(z_1, z_2, L) dz_1 dz_2 = C \frac{4}{\pi^2} \sum_n \frac{\exp(i\Phi_n)}{(2n+1)^2}. \quad (12)$$

Интересуясь в первую очередь модами с невысокими номерами n, представим

$$k_n \simeq k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{f_0}{f}\right)^2 \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 \right], \quad (13)$$

где $k = \omega / c, f = \omega / 2\pi, f_0 = c / 2H$. Тогда с точностью

до несущественной общей фазы найдем показатели

$$\Phi_n = -\pi\frac{L}{\lambda}\left(\frac{f_0}{f}\right)^2\left(n+\frac{1}{2}\right)^2. \qquad (14)$$

Выпишем в явном виде модуль среднего коэффициента передачи для случая, когда в сумме (9) оставлены лишь две старшие моды ($n = 0; 1$). С помощью (14) получим

$$|K_ц(L)| = C\frac{4}{\pi^2}\left|1+\frac{1}{9}\exp\left[-i\frac{9\pi L}{4\lambda}\left(\frac{f_0}{f}\right)^2\right]\right|. \qquad (15)$$

Второе слагаемое под модулем в правой части (15) описывает пространственные осцилляции усредненного по глубине уровня приема (около 20% по амплитуде) – чередование зон конвергенции и "молчания". Дополнительный учет мод с высокими номерами усложнит картину пространственных осцилляций, однако уже следующее слагаемое имело бы множитель 1/25 и т.д. Несложные рассуждения показывают, что плоско-цилиндрической модели подраздела 1а отвечает удержание в сумме (9) лишь слагаемого с $n = 0$, игнорирующее (или сглаживающее, что то же самое) указанные осцилляции. В этом случае при надлежащем выборе множителя C взаимное соответствие моделей становится полным.

Наши дальнейшие усилия будут направлены на изучение численных моделей канального распространения звука и на отыскание на этой основе модельных корректирующих множителей, позволяющих (с известными оговорками) использовать оценки (7, 8) применительно к реальной картине многомодового распространения. Для этого в формуле (11) и последующих выкладках удобно выбрать $C = \pi^2/4$, чтобы в одномодово-цилиндрическом приближении сопоставление моделей оказывалось наиболее простым.

Фактически это означает, что двухточечные коэффициенты передачи при пелагических положениях источника и приемника будут нормироваться на их значения в одномодовой модели, когерентно усредненные по глубинам. Амплитудный цилиндрический множитель $L^{-1/2}$ в формуле (9) при таком выборе константы C оказывается уже учтенным и для дальнейшего несущественным, поскольку вывод формулы (7) из принципа Гюйгенса–Френеля учитывает свойства цилиндрических волн самой логикой геометро-волнового метода суммирования комплексных амплитуд.

Обсудим вопрос о пределах суммирования по модам в формулах типа (11). Теоретически максимальное число мод в канале определяется из условия существования высшей (критической) моды

$$f_0\left(n_{кр}+\frac{1}{2}\right) < f. \qquad (16)$$

Тогда полное число суммируемых мод в (11) $N = n_{кр} + 1$. В реальных условиях нужно учесть еще и модовое поглощение, снабдив показатель экспоненты в (11) чисто действительной добавкой, зависящей от номера моды в пропорциональной длине трассы. В окончательных программах при вычислении корректирующих множителей будем поступать именно таким образом.

Однако, для оценок на акустических трассах средней дальности (до десятков километров) можно поступить проще, если опереться на простые качественные соображения и конкретные численные значения коэффициентов поглощения. Дело в том, что высокие моды на практике возбуждаются излучателями плохо и нестабильно, к тому же они разрушаются за счет рассеяния на неровностях дна и быстро затухают. Опыт показывает, что для предварительных оценок стабильности приема на умеренных расстояниях разумно принять $f_0N = f/2$. Сделаем численные оценки и проведем небольшой модельный расчет. Примем исходные значения параметров, типичные для физического эксперимента в Баренцевом море [7]: $H = 150$ м, $f = 100$ Гц ($\lambda = 15$ м). Тогда из формулы (16) получаем $n_{кр} \simeq 20$ и, следуя изложенному выше, примем $N = 10$.

Легко проследить, что с изменением глубины одиночного приемника реальная часть коэффициента передачи многомодового канала варьирует как по величине, так и по знаку. К тому же выводу приводит и компьютерное моделирование, графический результат которого не приводим по соображениям экономии места. Далее увидим, что указанную закономерность необходимо учитывать при построении алгоритма обработки сигналов от многоэлементной вертикальной антенны.

2. ТРЕХТОЧЕЧНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕДАЧИ В МНОГОМОДОВОМ КАНАЛЕ

Для анализа физических особенностей наблюдения акустической дифракции необходимо изучить поведение коэффициентов передачи между следующими тремя парами точек: излучатель–дифрактор, дифрактор–приемник и излучатель–приемник. Отметим, что нас будет здесь интересовать лишь одна (но переменная) точка в плоскости протяженного дифрактора, поскольку надлежащее интегрирование уже выполнено в подразделе 1а. Далее, интересуясь лишь поведением коэффициентов передачи в момент прохождения максимума

дифракционного эффекта, будем считать все три названные точки расположенными в одной вертикальной плоскости (плоскости створа). Наконец, чтобы уменьшить число переменных в моделирующих программах, зафиксируем положение излучателя, поместив его на дне: $z_и = H$ в соответствии со стандартной методикой проведения акустического эксперимента на стационарной трассе. Исследуемые коэффициенты передачи тогда будут функциями лишь двух глубин: глубины точки в плоскости дифрактора $z_д$ и глубины положения приемника $z_п$.

Промаркируем три переменные коэффициента передачи индексами r, h, L в соответствие обозначениям дальностей ($r = L - h$). Таким образом, нам понадобится изучить поведение комплексных функций $K_r(z_д, r)$, $K_h(z_д, z_п, h)$, $K_L(z_п, L)$. Чтобы уяснить, какие именно свойства этих функций нас прежде всего интересуют, проанализируем схему формирования принимаемого дифракционного отклика.

Пусть δs – элемент составляющей противофазного излучения в плоскости дифрактора (противоизлучателя Бабине). Будучи проинтегрирована по сечению рассеяния σ, после соответствующей нормировки эта величина в одномодовой модели дала бы оценку (7). Однако, здесь нас интересуют лишь поправочные множители, корректирующие эту оценку. Найдем вклад от δs в относительное изменение амплитуды принимаемого сигнала

$$|K_L| + \delta(\Delta A/A) = |K_L - \delta s K_r K_h|. \qquad (17)$$

Знак "–" в правой части отвечает именно противофазности вторичного источника. Представим

$$K_r = |K_r| \exp(i\varphi_r); \quad K_h = |K_h| \exp(i\varphi_h); \quad K_L = |K_L| \exp(i\varphi_L). \qquad (18)$$

Тогда

$$\begin{aligned} |K_L - \delta s K_r K_h| &= |K_L| \times \\ \times \{ [1 - (\delta s/|K_L|) \operatorname{Re}(K_r K_h \exp(-i\varphi_L))]^2 &+ \\ + [(\delta s/|K_L|) \operatorname{Im}(K_r K_h \exp(-i\varphi_L))]^2 \}^{\frac{1}{2}} &\simeq \\ \simeq |K_L| - \delta s \operatorname{Re}[K_r K_h \exp(-i\varphi_L)]&. \end{aligned} \qquad (19)$$

В последнем выражении вследствие малости δs опущены члены, пропорциональные $(\delta s)^2$. Пронормируем коэффициент при δs в последнем из выражений (19) на $|K_r|$, введя функцию

$$F(z_д, z_п) = \operatorname{Re}\{K_h(z_д, z_п) \exp[i(\varphi_r - \varphi_L)]\}. \qquad (20)$$

Физически ее значение для фиксированных $z_д$, $z_п$ представляет собой коэффициент пропорциональности между элементарным противофазным возбуждением в плоскости дифрактора и изменением сигнала на гидрофоне за счет интерференции порожденного им отклика с основным сигналом от излучателя. Формула (20) никак не учитывает неравномерность акустических полей по глубине в плоскости дифрактора и в месте приема, однако, все необходимые фазовые набеги в ней присутствуют. Отвлекаясь пока от факторов неравномерности акустической засветки толщи воды излучателем, мы получаем возможность более рационально подойти к задаче оптимизации приемной системы и к построению алгоритма обработки.

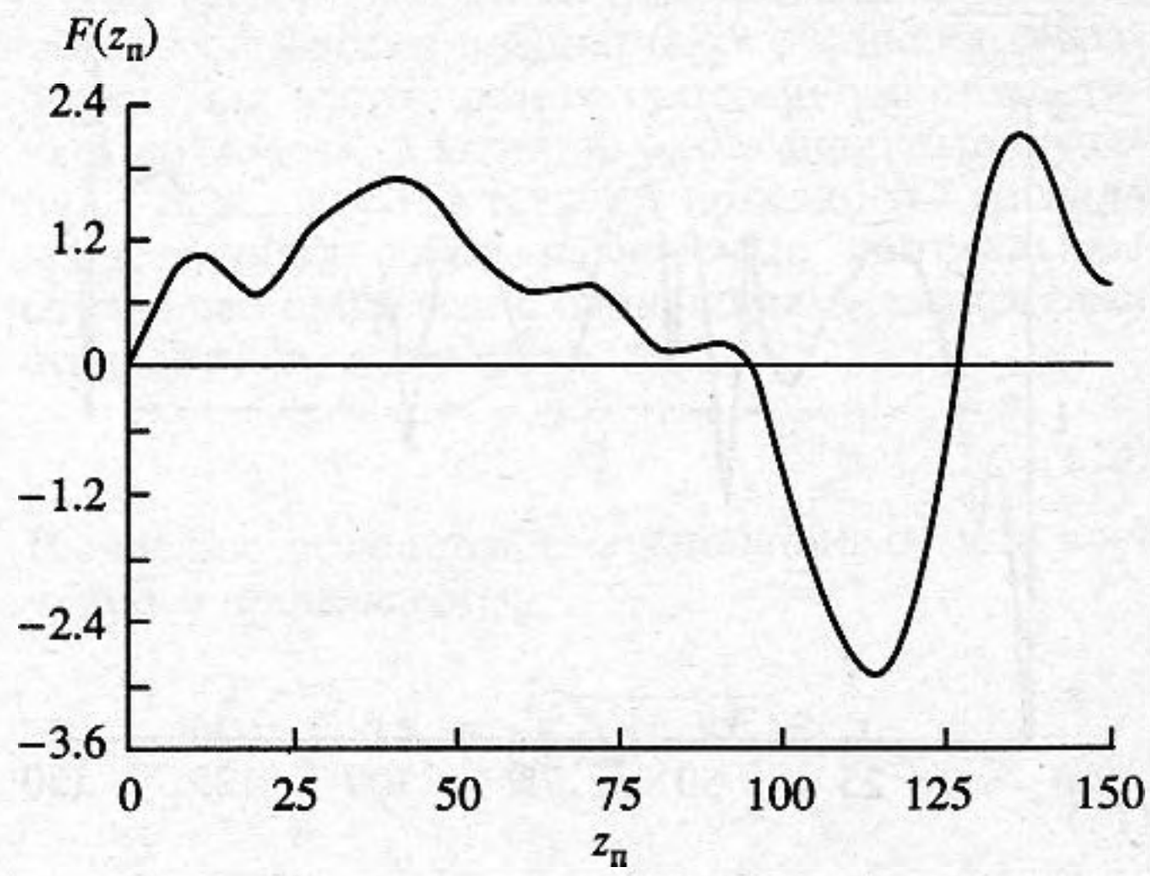

Рис. 1. Зависимость $F(z_п)$ при $z_д = H/4$.

Прежде чем приступить к моделированию, учтем неравномерное затухание различных мод в канале распространения. Примем наиболее употребительную и простую экспоненциальную зависимость затухания от номера моды. Для этого, как уже отмечалось выше, достаточно внести чисто мнимые диссипативные добавки в модовые фазы Φ_n (14), записав

$$\Phi_n = -L\left[\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{f_2}{f}\right)^2\left(n + \frac{1}{2}\right)^2 - i\beta(n+1)\right]. \qquad (21)$$

Численное значение коэффициента β определим из опытных данных. Согласно измерительной оценке [7], затухание основной моды ($n = 0$) за счет придонного поглощения в Баренцевом море составляет 0.2 дБ/км. Другими словами, на дальности 100 км амплитуда этой моды убывает (без учета цилиндрического расхождения) в 10 раз. Таким образом, в выражении (21) следует положить $\beta = 10^{-5}\ln 10$ м$^{-1}$.

На рис. 1 показана модельная зависимость $F(z_п)$ для $z_д = H/4$, при $H = 150$ м, $L = 10$ км, $h = 5$ км, $f = 100$ Гц.

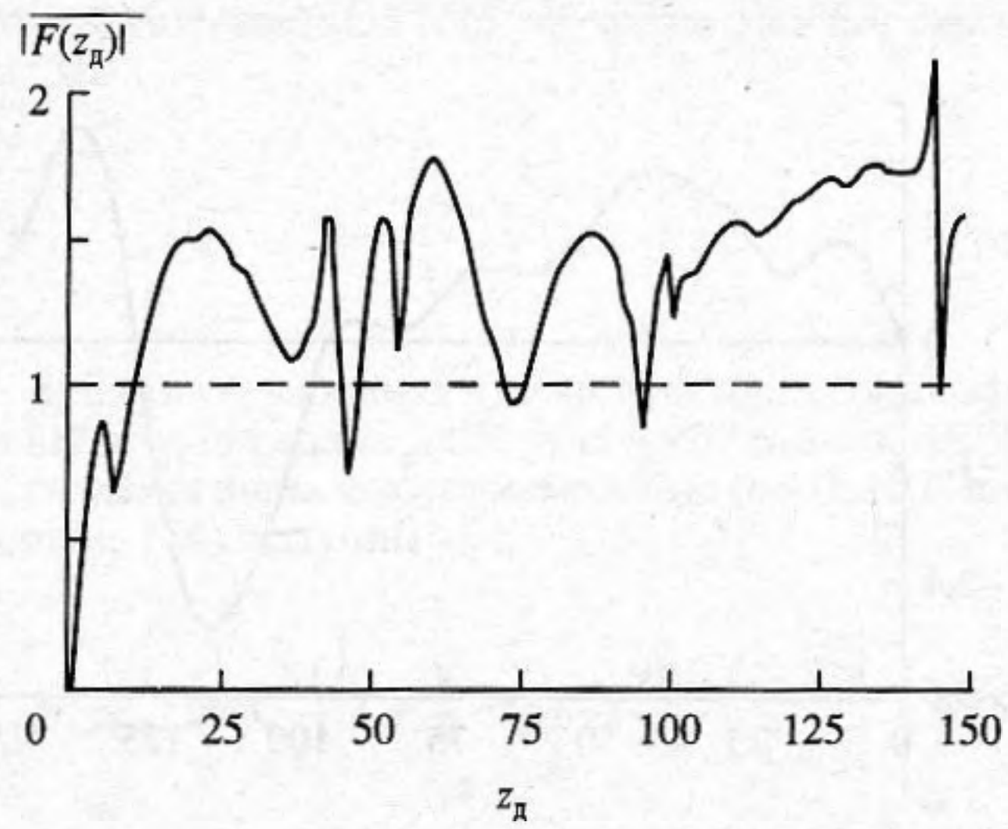

Рис. 2. Свернутая по $z_п$ зависимость $\overline{|F(z_д)|}$.

Как видно из графика, положительные значения функции преобладают. Это означает, что гидрофоны на соответствующих глубинах зарегистрируют "правильную" картину дифракции, т.е. уменьшение результирующей амплитуды в момент прохождения объектом точки створа. С другой стороны, на рис. 1 хорошо просматривается возможность обращения эффекта в многомодовом канале. Гидрофоны на глубинах с отрицательными значениями $F(z_п)$ зарегистрируют "обратную" дифракцию, неоднократно наблюдавшуюся в эксперименте.

График на рис. 1 приводит к мысли, что фазированное когерентное сложение сигналов от антенных элементов – не самый удачный способ распорядиться экспериментальным материалом. Действительно, хотя положительные значения и преобладают в этой кривой, их осцилляции в отрицательную область все же значительны. Поэтому ясно, что если при обработке суммировать по каналам (гидрофонам) антенны не сами значения $F(z_п)$, а их модули $|F(z_п)|$, то накопление окажется более эффективным.

Учитывая сказанное, сформируем модельную "наблюдаемую функцию":

$$\overline{|F(z_д)|} = \frac{1}{G}\sum_{k=1}^{G}|F(z_д, z_{пk})|, \qquad (22)$$

где $z_{пk} = kH/G$; $k = 1, \ldots, G$. В расчетах предполагалось, что вертикальная антенна имеет восемь элементов, чтобы приблизить моделирование к реалиям экспедиционного эксперимента [7].

До сих пор не была учтена флуктуационно-шумовая обстановка, что не позволяет максимизировать отношение сигнал/шум по различным способам обработки. Однако интуитивно и на основе прежнего опыта представляется очевидным, что при монотонном накоплении отклика за счет суммирования по элементам антенны следует ожидать выигрыша именно по критерию отношения сигнал/шум.

На рис. 2 представлена зависимость от глубины $z_д$ величины $\overline{|F|}$ (22) при том же наборе параметров (кроме $z_д$), что и на рис. 1. Как видно из графика, указанная процедура накопления обладает весьма высокой устойчивостью к изменению глубины положения дифрактора, исключая узкие области в верхней части канала и вблизи дна. Для оценки сечения акустического рассеяния по результатам эксперимента полезно еще вычислить дважды усредненное значение

$$\mu = \frac{1}{H}\int_0^H \overline{|F(z_д)|}\, dz_д, \qquad (23)$$

которое и послужит корректирующим множителем для оценок. Применительно к параметрам моделирования рис. 2 $\mu \simeq 1.4$.

3. НЕЛИНЕЙНЫЙ АЛГОРИТМ НАКОПЛЕНИЯ С ПОТЕНЦИАЛЬНО ВЫСОКИМ ОТНОШЕНИЕМ СИГНАЛ/ШУМ

Приступим к составлению реалистичной схемы обработки сигналов от многоэлементной вертикальной антенны. Прежде всего, для каждого из гидрофонов нам потребуется выделить знакопеременный отклик $F(z_д, z_п)$ (20) на фоне основной составляющей сигнала, изменяющейся достаточно непредсказуемо и нерегулярно.

Обозначим $X_k(t)$ огибающую принимаемого сигнала на k-м гидрофоне. Предлагаемую процедуру нелинейной фильтрации представим как последовательность трех несложных операций.

1. Линейная фильтрация сигнала $X_k(t)$ (скользящее усреднение):

$$\tilde{X}_k(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X_k(t')\theta(t-t')\, dt'. \qquad (24)$$

Ориентируясь на обработку результатов уже выполненного ранее эксперимента, не будем требовать осуществимости фильтра в реальном времени, чему отвечал бы верхний предел t в интеграле (24) вместо $+\infty$. Однако на практике достаточно распространить интегрирование до двух - трех характерных времен усреднения взамен бесконечности. Это позволит применить наши алгоритмы "почти в реальном времени" – с небольшим запаздыванием выдачи результата после прохождения дифрактора.

В практических обработках функцию $\theta(t-t')$ удобно выбрать в виде прямоугольной ступеньки (скользящего окна):

$$\theta(t-t') = \begin{cases} \tau^{-1}, & |t-t'| \le \tau/2 \\ 0, & |t-t'| > \tau/2. \end{cases} \quad (25)$$

Значение τ принималось в два - три раза больше длительности предполагаемого эффекта.

2. Нормировка на скользящее среднее

$$Y_k(t) = \frac{X_k(t)}{\tilde{X}_k(t)}. \quad (26)$$

3. Формирование знакопеременной функции

$$F_k(t) = Y_k(t) - 1. \quad (27)$$

Это и есть предлагаемый алгоритм предварительной нелинейной фильтрации. Если реализация $X(t)$ содержит лишь небольшие отклонения от стационарного среднего $\bar{X}$ (в наших условиях это не так), процедуры (26) - (27) можно приближенно линеаризовать. Тогда алгоритм аналогичен линейному фильтру, "вырезающему" из огибающей нижние частоты вплоть до τ^{-1} вместе с постоянной составляющей. Изменяя $\bar{X}$ в переменных условиях по результатам наблюдений, мы делаем алгоритм адаптивным.

Нетрудно проследить, что преобразованная реализация $F_k(t)$ полностью подобна модельной функции $F(z_{nk})$ (20), изменяющейся во времени. Из сказанного ясно, что оставшиеся два этапа окончательной обработки очевидным образом определяются формулой (22).

4. Взятие модуля $|F_k(t)|$. Заметим, что этот шаг представляет собой еще один нелинейный элемент в результирующей обработке.

5. Суммирование по элементам антенны с формированием сигнала

$$S(t) = \frac{1}{G}\sum_k |F_k(t)|, \quad (28)$$

где G – полное число элементов (каналов приема). В большинстве обсуждаемых нами примеров $G = 8$.

Максимальный выброс S_m функции $S(t)$ за счет акустической дифракции и есть та величина, которую следует сопоставить оценке (7) с учетом корректирующего множителя μ (23). Еще раз учитывая, что $L = r + h$, перепишем уточнение формулы (7) в окончательном виде

$$S_m = \gamma\mu l\sqrt{L/\lambda r(L-r)}. \quad (29)$$

Разумеется, соответствующие коррективы следует внести и во все последующие оценки, использующие (7).

Обсудим вкратце вопрос о потенциальной помехоустойчивости предлагаемого способа обработки. Для этого примем простейшую статистическую модель, в которой одноканальные функции $F_k(t)$ в отсутствие полезного сигнала представляют собой независмые центральные случайные процессы с одинаковыми квадратами стандартных отклонений

$$\sigma^2 = \overline{F_k^2}. \quad (30)$$

Вычислим стандартное отклонение σ_S для случайного процесса $S(t)$:

$$\sigma_S^2 = \overline{S^2} - \bar{S}^2 = \frac{1}{G^2}\sum_{k\ne j}\overline{|F_k|}\,\overline{|F_j|} + \frac{1}{G^2}\sum_k \overline{|F_k|^2} - \left(\frac{1}{G}\sum_k \overline{|F_k|}\right)^2 = \frac{1}{G}\left(\sigma^2 - \overline{|F|}^2\right). \quad (31)$$

Таким образом, результирующая шумовая амплитуда ~ σ_S с увеличением числа каналов накопления G убывает как $G^{-1/2}$. Очевидно при этом, что при сложении положительно определенных сигнальных откликов в момент максимального эффекта сумма растет в среднем пропорционально G, а будучи нормирована на G по формуле (28) – стремится к постоянному пределу S_m. Следовательно, отношение сигнал/шум растет как $\sqrt{G}$. Существенным является требование статистической независимости функций $F_k(t)$ по каналам. Для этого гидрофоны антенны должны располагаться на расстоянии, превышающем радиус пространственной корреляции высокочастотных флуктуаций огибающей. В реальных условиях флуктуации в разных каналах могут оказаться различными просто в силу неодинаковости условий приема на разной глубине. Поэтому критерием независимости удобно выбрать малость симметризованного коэффициента корреляции

$$\frac{\overline{F_k F_j}}{\sigma_k \sigma_j} \ll 1, \quad (32)$$

учитывающего возможное различие σ_k и σ_j (вычисляются по достаточно длинным реализациям уже после нелинейной фильтрации).

4. ПОЛУМОДЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проверки предлагаемой методики наблюдения акустической дифракции с последующей накопительной обработкой был проведен компьютерный эксперимент с использованием записей реальных шумов мелководного морского канала. В качестве основного сигнала послужила 30-минутная запись излучения тонального источника ($f \simeq 100$ Гц), зарегистрированная на восьми элементах вертикальной приемной антенны [7].

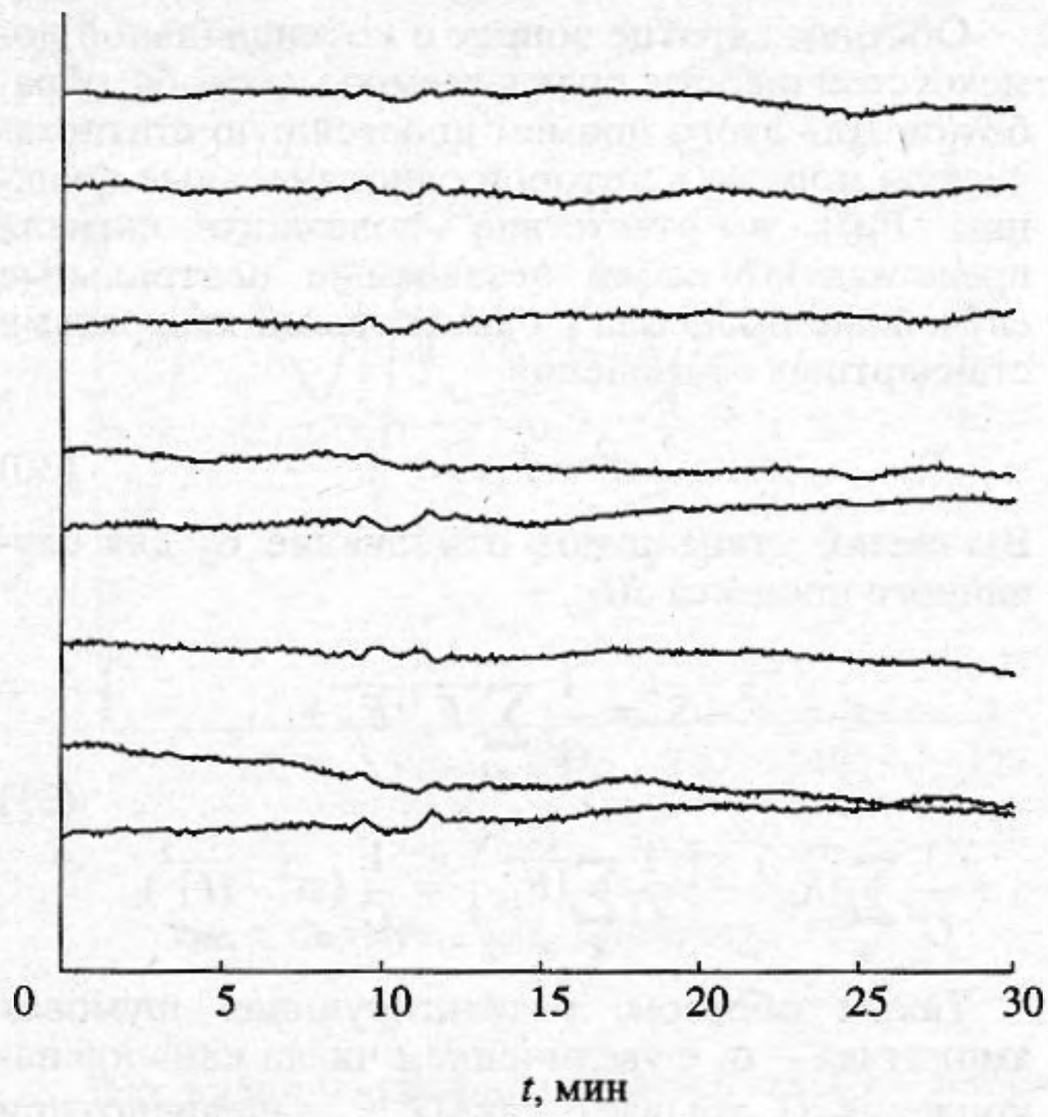

Рис. 3. Полумодельные огибающие для восьми каналов.

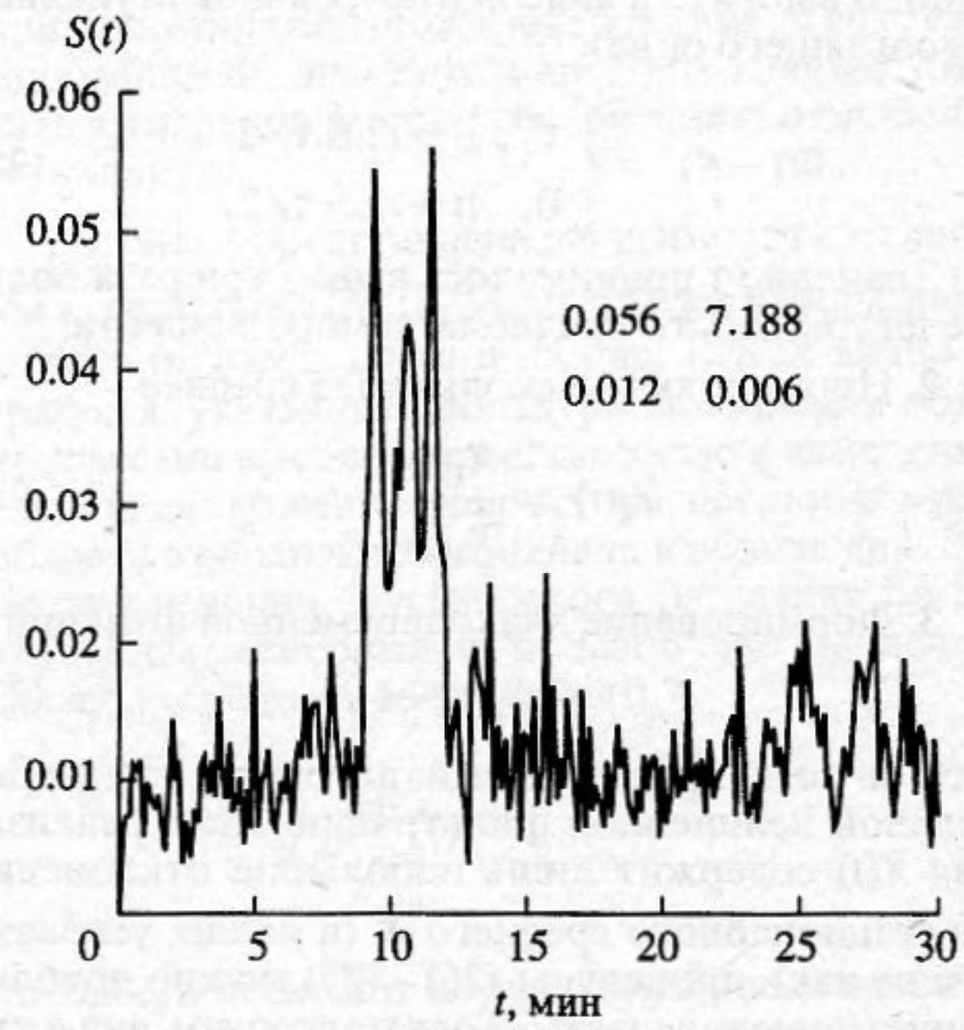

Рис. 4. Результат накопительной обработки.

Модельный дифракционный сигнал вносился в каналы приема по формуле (2) с надлежащими амплитудными и фазовыми множителями. Эти множители и последующая обработка строились на основе формулы (20) применительно к значениям параметров: $L = 10$ км, $h = 5$ км, $z_д = H/4$, $\sigma = 10^3$ м^2, $l = 100$ м. Для согласования геометрических и временных характеристик при моделировании была принята постоянная скорость движения дифрактора, равная 3 м/с.

На рис. 3 показаны огибающие сигналов по указанным восьми каналам с внесенными в них модельными откликами дифракции. Максимум дифракции положен на 640 с от начала записи. На рис. 4 представлен результат накопительной обработки с последовательным применением всех изложенных выше процедур. Измеренное значение S_m составило 0.056; при этом $\sigma_S = 0.006$ (вычисление σ_S проводилось по участкам, свободным от сигнала). Отношение сигнала S_m (за вычетом шумовой составляющей $\bar{S} = 0.012$) к шуму σ_S оказалось равным примерно 7.2. По обычным правилам математической статистики этого вполне достаточно для уверенной регистрации факта наблюдения [8].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, указанная схема наблюдения вполне позволяет регистрировать акустическую дифракцию на умеренных дальностях в типичных условиях морского гидроакустического эксперимента. Отдельного обсуждения заслуживает вопрос о неоднородностях акустической засветки, который не разбирался в данной статье. Компьютерное моделирование показывает, что эти неоднородности могут оказаться значительными.

Есть, однако, еще одна возможность повышения стабильности наблюдения и помехоустойчивости накопительной обработки, не обсуждавшаяся здесь. Речь идет об одновременном использовании двух или нескольких тональных излучателей при той же приемной системе. Так, наличие всего двух рабочих частот при некогерентном накоплении фактически удваивает эффективное число элементов антенны. К тому же, применение двух- или многочастотного режима накопления существенно повысило бы устойчивость наблюдения по отношению к неоднородностям акустической засветки. Дополнительным резервом повышения помехоустойчивости системы является также применение цифровых согласованных фильтров, ориентированных на расчетную форму ожидаемого дифракционного отклика. Однако, такой анализ уже выходит за рамки одной статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Горский С.М., Зверев В.А., Хилько А.И.* Особенности дифракции акустических полей на пространственно-локализованных неоднородностях в волноводах океанического типа // Формирование

акустических полей в океанических волноводах. Н. Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. С. 82
2. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
3. *Скучик Е.* Основы акустики. Т. 1. М.: ИИЛ, 1953.
4. Справочник по специальным функциям. / Под ред. Абрамовица М., Стиган И. М.: Наука, 1979.
5. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М.: Наука, 1979.
6. *Кузькин В.М.* Горизонтальная рефракция звуковых волн // Акуст. журн. 1993. Т. 36. № 4. С. 697.
7. *Матвеев А.Л., Митюгов В.В.* Отчет отряда обработки и анализа акустической информации – Гл. 7 отчета по 7 рейсу НИС "Академик Сергей Вавилов" // М.: ИО АН СССР, 1990.
8. *Урик Р.Дж.* Основы гидроакустики / Пер. с англ. Л.: Судостроение, 1978.

Incoherent Accumulation of Acoustic Diffraction Signals

S. M. Gorskii, V. A. Zverev, A. L. Matveev, and V. V. Mityugov

Mathematical models of acoustic diffraction observation in a shallow sea channel are constructed with allowance for the multimode propagation of sound in the waveguide. The stability of diffraction observations is analyzed. An algorithm of nonlinear filtering of signal envelopes is developed that enables accumulation of signal responses from the elements of a vertical antenna array. Refined formulas are derived to estimate the acoustical scattering cross-section of an inhomogeneity from experimental diffraction data.