АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1997, том 43, № 4, с. 514–520

УДК 534.24

ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКОГО ДИФРАГИРОВАННОГО СИГНАЛА В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

© 1997 г. В. М. Кузькин

Институт общей физики РАН

117942 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 18.03.96 г.

Применительно к теневой (просветной) системе наблюдения исследована малопараметрическая модель акустического дифрагированного сигнала. Рассмотрение базируется на изотропности рассеяния в вертикальной плоскости и достаточной узости спектра собственных значений. Получены условия применимости модели. На ее основе получены известные ранее и новые результаты. Главный из них – выражение для базы, позволяющее оценить степень сложности сигнала в зависимости от условий наблюдения. Оценена эффективность накопления сигнальных откликов от элементов вертикальной антенны при использовании согласованной фильтрации.

В последнее время при мониторинге волноведущих систем приоритетное направление получила разнесенная теневая локация, когда объект (О) наблюдается в окрестности базисной линии (БЛ), соединяющей источник (И) с приемником (П) (см. рисунок). Это, как известно, для вытянутых объектов больших волновых размеров обусловлено следующими энергетическими факторами: во-первых, рассеянное поле при малых углах обзора $\beta \ll 1$ не зависит от акустических свойств объекта и определяется его теневым контуром; во-вторых, преобладающим становится излучение "вперед" в узкие направления, в которых собирается практически вся потенциально возможная рассеянная телом энергия. Предложен ряд подходов и на их основе разработаны численные программы, позволяющие провести моделирование характеристик возмущенного поля в океаническом волноводе (см. обзор [1]). Среди них особо стоит отметить методы, позволяющие выделить в явном виде амплитуду рассеяния [2–4], так как это помогает добиться важного с практической точки зрения результата: разделить задачу распространения и дифракции в океаническом волноводе. В работе [5], например, основываясь на приближении плавной изменчивости океанической среды [2], представлены результаты численного моделирования дифракции низкочастотных акустических волн на жестком вытянутом сфероиде в подводном звуковом канале. Они позволили, в частности, впервые выявить ряд характерных масштабов изменения возмущенного поля. Однако для полного понимания общей картины поведения характеристик дифрагированного сигнала не менее важной представляется задача об их аналитических оценках, которые позволяли бы прогнозировать результаты численных расчетов. Ценность таких оценок повышается еще и потому, что практически невозможно сопоставить между собой тонкую структуру дифрагированного поля, получаемую из расчета и эксперимента.

В условиях, когда отсутствует возможность (или нет необходимости) характеризовать принимаемый сигнал исчерпывающим образом, достаточно знать лишь его основные характеристики. К таким характеристикам с точки зрения наблюдателя следует отнести энергию сигнала, его длительность и ширину спектра. Энергия сигнала определяет надежность приема (помехоустойчивость), длительность – время накопления сигнала, ширина спектра – необходимую полосу фильтра-

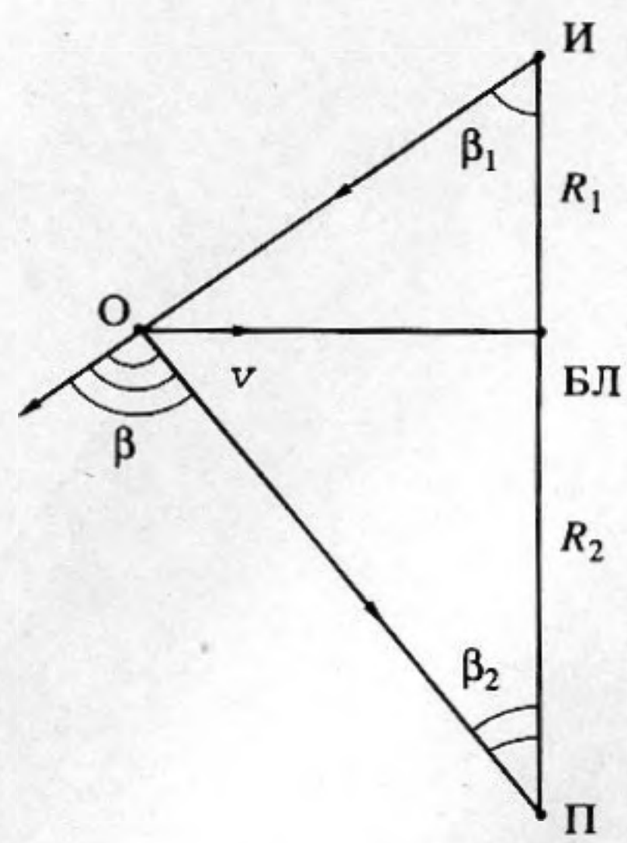

Схема расположения источника, объекта и приемника (вид сверху).

ции сигнала. Именно эти характеристики и являются предметом рассмотрения.

В настоящей статье развиваются результаты работ [5, 6], при этом используется подход, предложенный в работе [2]. Обсуждаются условия описания многомодовой картины акустического дифракционного затенения в рамках малопараметрической модели дифракции. Рассмотрение базируется на изотропности рассеяния в вертикальной плоскости и "достаточной узости" спектра собственных значений. Приведены оценки эффективности применения согласованной фильтрации [7].

1. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Ограничимся случаем монохроматического излучения и движением объекта в горизонтальной плоскости с постоянной скоростью v по нормали к БЛ. Горизонтальное расстояние между неподвижными точечными источником и приемником обозначим через R, а расстояние от точки пересечения объектом БЛ до источника и приемника соответственно R_1 и R_2 ($R = R_1 + R_2$). Далее предположим, что объект представляет собой вытянутое тело с характерным горизонтальным размером $2l$, существенно превышающим длину звуковой волны λ, $2l \gg \lambda$. Рассеяние в вертикальной плоскости считаем изотропным, $2d < \lambda/2$, $2d$ – характерный вертикальный размер. Такая постановка задачи, безусловно, является упрощенной, однако она позволяет выяснить основные особенности характеристик дифрагированных сигналов.

В приближении плавнонеоднородной среды [2] матрица рассеяния волноводных мод определяется амплитудой рассеяния объекта в однородной среде. При вычислении ее асимптотики можно воспользоваться, например, методом, основанным на сращивании внутреннего и внешнего разложений рассеянного поля (см., например, [8]) К качественно правильному результату приводят и менее строгие методы. На физическом уровне строгости ее можно вычислить, проинтегрировав излучение вторичных источников по площади проекции тела на фронт падающей волны. В пренебрежении анизотропностью характеристики направленности в вертикальной плоскости тело можно стянуть к отрезку длиной $2l$, а получающаяся при этом плотность вторичных источников зависит от формы теневого контура. Если она равномерная, что соответствует круговой цилиндрической поверхности, мы приходим к амплитуде рассеяния вида $\sin\Omega/\Omega$, где $\Omega = kl(\sin\beta_1 + \sin\beta_2)$, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, β_1 и β_2 – азимутальные углы, определяющие положение объекта относительно БЛ (см. рисунок). Для других форм, характеризующихся спаданием вертикального размера к границам тела, это приводит (по отношению к функции $\sin\Omega/\Omega$) к уменьшению боковых максимумов и расширению основного максимума.

Если теперь воспользоваться аналогией с излучением протяженных линейных антенн, т.е. сопоставить амплитуде рассеяния вытянутого тела вращения характеристику направленности антенны в виде отрезка прямой, то уравнение теневого контура можно трактовать как амплитудное распределение с фазовой компенсацией в направлении падения волны. В этой связи отметим влияние одного семейства амплитудных распределений на характеристику направленности отрезка прямой длины $2l$. Распределения вида $[1 - (z/l)^2]^m$, где $(-l \le z \le l)$ соответствуют характеристикам направленности, описываемым лямбда-функцией первого порядка [9]:

$$\Lambda_{m+\frac{1}{2}}(\Omega) = \Gamma\left(m + \frac{3}{2}\right)\left(\frac{2}{\Omega}\right)^{m+\frac{1}{2}} J_{m+\frac{1}{2}}(\Omega), \qquad (1)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция, $J_\nu(x)$ – функция Беселя ν-го порядка. При значениях $m = 0$; 1 выражение (1) определяет рассеяние плоской волны "вперед" соответственно на цилиндрической и сфероидальной поверхностях [8]. Для области значений $m = 0$–1 различия в характерной ширине основного лепестка лямбда-функции весьма незначительны. Далее для определенности мы ограничимся цилиндрической формой объекта.

В волноведущих системах при описании рассеяния из моды m в моду n аргумент Ω амплитуды рассеяния заменяется на $\Omega_{mn} = (\xi_m \sin\beta_1 + \xi_n \sin\beta_2)|$, где ξ_m – постоянная распространения m-й моды [2, 5]. Предположим, что для любых номеров m и n выполняется условие $|\xi_m - \xi_n| \ll \xi_{m,n}$, т.е. диапазон собственных значений мод, формирующих поле, достаточно узок. Тогда, пренебрегая различиями между ними, дифрагированное поле можно определить как

$$p_s = C\frac{\sin\Omega}{\Omega}\sum_m\sum_n A_m B_n \exp[i(\xi_m r_1 + \xi_n r_2)]. \qquad (2)$$

Здесь под знаком двойной суммы записано в общем виде произведение полей точечных источников на расстоянии r_1 от источника до объекта и на расстоянии r_2 от объекта до приемника. Множитель C определяет значение амплитуды рассеяния в направлении падения волны $\beta = 0$.

Поле точечного источника p_0 в месте приема запишем в виде суммы мод с амплитудами D_p и постоянными распространения ξ_p:

$$p_0 = \sum_p D_p \exp[i\xi_p R]. \qquad (3)$$

В предположении $|p_0| \gg |p_s|$ возмущенное поле $\Delta p = |p_0 + p_s| - |p_0|$ имеет вид:

$$\Delta p = \frac{p_0 p_s^* + p_0^* p_s}{2|p_0|} = \frac{C}{|p_0|}\frac{\sin\Omega}{\Omega}\times \tag{4}$$
$$\times\sum_m\sum_n\sum_p A_m B_n D_p \cos(\xi_m r_1 + \xi_n r_2 - \xi_p R).$$

2. МОДЕЛЬ ДИФРАГИРОВАННОГО СИГНАЛА

При наблюдении объекта в окрестности БЛ, что предполагает малость углового спектра обзора $\beta \sim \lambda/2l \ll 1$, комплексную огибающую дифрагированного сигнала (4) в общем виде можно записать в виде:

$$U(t) = U_0\frac{\sin\alpha t}{\alpha t}\exp[i(\theta(t) + \theta_0)], \tag{5}$$

где $\alpha = 2\pi(lv/L^2)$, $L = [R_1R_2\lambda/R]^{1/2}$ – радиус первой зоны Френеля; $\theta(t)$ – изменения фазы, вызванные интерференцией прямого и рассеянного сигналов; U_0 и θ_0 – амплитуда и начальная фаза, зависящие от глубины излучения, объекта и приема, которые при большом числе мод можно рассматривать как независимые случайные величины. Это соотношение впервые получено в работе [6] для задачи о дифракции на основе плоскоцилиндрической модели, когда прямоугольный экран перегораживает всю глубину канала распространения звука. Рассмотрим характеристики сигнала (5).

Длительность сигнала. Для реалистических объектов выпуклой формы амплитуда ближнего бокового лепестка не превосходит 0.2 части амплитуды основного лепестка, в котором сосредоточено более 90% рассеянной телом вперед энергии. Поэтому из энергетических соображений объект желательно наблюдать в основном лепестке теневого рассеянного поля. Длительность сигнала, определяемая как ширина основного пика огибающей между первыми нулями, равна

$$T = L^2/lv. \tag{6}$$

Соответствующее (6) максимальное горизонтальное смещение x_{max} объекта от БЛ составляет $x_{max}(T/2) = L^2/2l$. Регистрацию дифрагированного сигнала при смещениях $x > x_{max}$ можно считать практически невозможной. Далее для простоты записи за начало отсчета по оси времени выберем точку $t = 0$, отвечающую моменту времени пересечения объектом БЛ.

Данное соотношение впервые рассматривалось в работе [5] при обсуждении результатов численного расчета дифракции звука на вытянутом теле вращения в мелком море.

Средняя амплитуда сигнала. Амплитуду U_0 удобно описывать, нормируя ее к амплитуде G прямого сигнала, $g = U_0/G$. Грубую оценку среднего по глубине отношения $\langle g\rangle = \langle U_0/G\rangle$, а точнее по акустической засветке толщи волновода H, можно получить следующим образом. Отношение максимума модуля интерференционного отклика Δp к уровню поля излучения p_0 согласно (4) составляет $\gamma = |p_0 p_s^* + p_0^* p_s|/2|p_0|^2 = g|\cos\varphi|$, где φ – разность фаз между прямым и дифрагированным полями.

Считая сдвиг фаз φ случайной величиной с постоянным распределением, что означает $\theta(t) = 0$ в (5), в результате усреднения находим $\langle\gamma\rangle = (2/\pi)\langle g\rangle$. В соответствии с гюйгеновским принципом элементарных волн отношение $\langle\gamma\rangle$ при некогерентном сложении нормальных волн можно оценить как отношение площади теневого контура объекта S_1 к половине площади первой зоны Френеля $S_2 = 2LH$, что дает

$$\langle g\rangle = \frac{\pi}{2}\frac{S_1}{LH}. \tag{7}$$

В общем случае $\theta(t) \neq 0$ с увеличением скорости линейного изменения частоты внутри сигнала (базы сигнала) влияние начальной фазы θ_0 на величину пика ослабевает, и поэтому следует ожидать, что значение числового множителя в правой части (7) будет стремиться к единице. С учетом корректировки на синфазное сложение M нормальных волн, формирующих дифрагированное поле, величина $\langle g\rangle$ сверху оценивается как $\langle g\rangle_{max} \approx \sqrt{M}\langle g\rangle$ [5]. Оценка (7) применима, если характерный горизонтальный размер объекта не превышает размера первой зоны Френеля, $l < L$. При невыполнении этого условия амплитуда сигнала уменьшается.

Оценка (7) впервые была предложена в работе [10] и находится в хорошем согласии с результатами численного моделирования [5] и полумодельного эксперимента [6].

Ширина спектра сигнала. Оценим влияние интерференции между прямым и рассеянным полями на изменения фазы $\theta(t)$ отклика сигнала (5). Если пренебречь различиями в фазовых скоростях мод, что допустимо при условии малости диапазона собственных значений распространяющихся мод, то из (4) нетрудно получить

$$\theta(t) = -\frac{D}{2}\left(\frac{t}{T}\right)^2, \tag{8}$$

что отвечает линейной частотной модуляции (ЛЧМ). Здесь $D = WT$, $W(T) = \theta'(-T/2) - \theta'(T/2) = 2\pi(v/l)$ – девиация частоты за время T. В приближении метода стационарной фазы (при боль-

ших D) спектр комплексной огибающей ЛЧМ сигнала (5) имеет вид:

$$F(\omega) = Q\sqrt{\frac{2\pi}{D}}\frac{\sin[\omega(l/v)]}{\omega(l/v)}\times \times\exp\left\{i\left[\frac{D}{2}\left(\frac{\omega}{W}\right)^2-\frac{\pi}{4}+\theta_0\right]\right\}, \quad (9)$$

где $Q = U_0T$. Ширина спектра $\Delta\omega$, определяемая как ширина основного максимума амплитудного спектра $|F(\omega)|$ по нулевому уровню, составляет $\Delta\omega = 2\pi(v/l)$, что совпадает с девиацией частоты W.

Тогда для базы сигнала m, характеризующей его сложность, получаем выражение

$$m = \Delta fT = (L/l)^2. \quad (10)$$

Согласно (10) база сигнала не зависит от скорости движения объекта и растет с увеличением расстояния от источника до приемника и длиной волны как $(R\lambda)$. Для простых сигналов, т.е. когда $m \approx 1$, ширина спектра сигнала обусловлена модуляцией амплитуды рассеяния и оценивается как $\Delta f \approx 1/T = (lv)/L^2$. Сложные сигналы ($m \gg 1$) перед простыми обладают рядом преимуществ, которые реализуются при оптимальных методах обнаружения и выделения информации. Различия между ними начинают заметно проявляться при $m > 2$ (выигрыш в отношении сигнал/помеха (с/п) на выходе фильтра более 3 дБ), т.е. при превышении радиуса первой зоны Френеля горизонтального размера объекта, $L > 2l$.

Выражение для фазы сигнала (8) ранее было получено иным способом в работе [6].

Важно отметить, что рассмотренные выше оценки дифрагированного сигнала (5) находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования акустической дифракции [5].

3. ПРИМЕНИМОСТЬ МОДЕЛИ ДИФРАГИРОВАННОГО СИГНАЛА

Обсудим условия применимости полученных результатов. Приведенные оценки были основаны на изотропности рассеяния в вертикальной плоскости и достаточной узости спектра собственных значений. Уточним эти понятия применительно к геометрии рассмотренной задачи.

Изотропность рассеяния в вертикальной плоскости. В однородной среде условие изотропности рассеяния выглядит как $2d < \lambda/2$. В мелком море из-за поглощения модовый состав обедняется и дискретный спектр собственных значений распространяющихся мод достаточно узок. Другими словами, поле формируется небольшим числом M мод с близкими номерами. В этом случае для "волноводного" обоснования условия изотропности рассеяния достаточно потребовать, чтобы угловой спектр мод не превышал характерную угловую ширину теневого рассеянного поля, в пределах которой уменьшение уровня не превышало бы заданную величину, например уровня 0.7. Тогда мы приходим к условию:

$$2d < \lambda/2\sqrt{1-(\xi_m/k)^2}. \quad (11)$$

На расстояниях, где остается небольшое число M мод, это неравенство гораздо слабее аналогичного условия в однородной среде. На малых расстояниях, где распространяется максимально возможное число мод (верхнее значение определяется номером критической моды), эти условия, естественно, эквивалентны.

Малость ширины спектра собственных значений. Постоянные распространения ξ_m запишем в виде $\xi_m = \xi_1(1-\sigma_m) = \xi_1 - \Delta\xi_m$. Выясним требования к ширине спектра $\Delta\xi = \xi_1 - \xi_M$ при рассмотрении огибающей сигнала и оценках его фазовых изменений. Допустимое значение $\Delta\xi/\xi_1$ можно оценить из следующих соображений.

В условиях многомодового распространения форма амплитуды рассеяния не искажается, если в пределах горизонтальной апертуры не нарушается синфазность нормальных волн, т.е. они не разрешимы. В противном случае амплитуда рассеяния будет состоять из ряда максимумов, отвечающих модам различных индексов. В качестве критерия синфазности m-й и n-й мод можно принять условие, что их разность фаз не превышает π: $l|\xi_m - \xi_n|(\sin\beta_1 + \sin\beta_2) < \pi$. По отношению к максимальному удалению x_{max} объекта от БЛ получаем $\Delta\xi/\xi_1 < 1$. Заметим, что допустимая ширина $\Delta\xi$ не зависит от горизонтального размера объекта. Таким образом, ширина основного пика огибающей сигнала в волноведущей системе увеличивается по сравнению с однородной средой в $[1 + (\Delta\xi/\xi_1)]$ раз.

Фазовые изменения $\varphi(t)$, обусловленные интерференцией прямого и рассеянного полей $\varphi(t) = \xi_m r_1(t) + \xi_n r_2(t) - \xi_p R$, определяются выражением:

$$\varphi(t) = \frac{1}{2}\xi_1 x^2(t)\frac{R}{R_1R_2} - \frac{1}{2}\xi_1 x^2(t)\left(\frac{\sigma_m}{R_1}+\frac{\sigma_n}{R_2}\right) - - \xi_1(R_1\sigma_m + R_2\sigma_n - R\sigma_p), \quad (12)$$

в котором первое, второе и третье слагаемые описывают соответственно регулярную временну́ю компоненту (8), временну́ю компоненту и составляющую, не зависящую от времени, обусловленные взаимодействием мод. Две последние составляющие можно рассматривать при большом числе мод как случайные. Последнее слагаемое, очевидно, приводит лишь к смещениям пика сигнала. Этими смещениями можно пренебречь, если они не превышают полуширины спектра $\Delta\omega$, что приводит к условию: $(\Delta\xi/\xi_1) < c_1 l/2Rv$, где $c_1 =$

$= \omega/\xi_1$ – фазовая скорость первой моды. Это неравенство, если не рассматривать малые дистанции, всегда выполняется. Интерференционная картина поля, вызванная регулярной составляющей, будет оставаться достаточно контрастной, если приращения фазы для взаимодействующих мод (вторая составляющая) на предельном удалении x_{max} не превышают $\pi/2$. Это условие приводит к неравенству:

$$\Delta\xi/\xi_1 < 1/m. \tag{13}$$

При большой базе сигнала m оно накладывает довольно жесткие требования на относительные изменения собственных значений. Для простых сигналов неравенство (13), как и следовало ожидать, переходит в условие не искажения формы амплитуды рассеяния.

Обобщая полученные результаты, можно сказать, что предложенная модель дифрагированного сигнала вполне применима при выполнении неравенств (11) и (13).

4. СОГЛАСОВАННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ НАКОПЛЕНИЯ

В условиях многомодового распространения дифрагированный сигнал испытывает по глубине волновода большие изменения [5]. Для устойчивого наблюдения его прием необходимо вести на протяженную вертикальную цепочку приемников, и ключевым моментом является выбор алгоритма накопления сигнальных откликов от элементов антенны. Для решения этой задачи в работах [6, 7] предложены, основываясь на модели сигнала (5), алгоритмы нелинейной и согласованной фильтрации. Их эффективность показана на полумодельном эксперименте с аддитивной помехой.

В развитие работы [7] рассмотрим оценки потенциальной помехоустойчивости способа обработки, использующего накопление корреляционных откликов. Упрощая задачу, ограничимся случаем аддитивного белого шума. Как известно, при действии такой помехи согласованный фильтр (или коррелятор) максимизирует отношение с/п на своем выходе. Это отношение при действии на входе фильтра белого шума со спектральной плотностью N_0 и сигнала с энергией E равно $q = \sqrt{2E/N_0}$. При этом максимальное значение сигнала на выходе фильтра, достигаемое к концу действия, равно E, а скз помехи – $\sqrt{EN_0/2}$ [11]. Оценим эффективность согласованной (когерентной) обработки при различных видах помехи. На горизонтах приема выборки сигнала и помехи полагаем статистически независимыми.

1. Положим, что скз помехи на входе согласованного фильтра i-го канала приема σ_i пропорционально величине прямого сигнала G_i, т.е. $\sigma_i = G_i\sigma_\eta$, а среднее относительное отклонение σ_η одинаково для всех каналов. Тогда при суммировании корреляционных откликов получаем

$$u_{max} = \sum_{i=1}^{N} u_{imax} = \frac{T}{4}\sum_{i=1}^{N} U_{0i}^2 \tag{14}$$

– сигнал отклика,

$$\sigma_{out} = \frac{\sigma_\eta}{2\sqrt{2}}\sqrt{\frac{T}{\Delta f}\sum_{i=1}^{N} U_{0i}^2 G_i^2} \tag{15}$$

– скз помехи, так что отношение с/п на выходе составит

$$q_{out} = \frac{u_{max}}{\sigma_{out}} = \sqrt{\frac{m}{2\sigma_\eta^2}}\frac{\sum_{i=1}^{N} U_{0i}^2}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N} U_{0i}^2 G_i^2}}, \tag{16}$$

где N – число элементов антенны (каналов приема). Если принять во внимание, что на входе антенны средняя интенсивность сигнала равна $I_0 = (1/4)\sum_{i=1}^{N} U_{0i}^2$, а мощность помехи $\sigma_{in}^2 = \sigma_\eta^2\sum_{i=1}^{N} G_i^2$, т.е. отношение с/п на входе

$$q_{in} = \frac{\sqrt{I_0}}{\sigma_{in}} = \frac{1}{2\sigma_\eta}\left[\frac{\sum_{i=1}^{N} U_{0i}^2}{\sum_{i=1}^{N} G_i^2}\right]^{1/2}, \tag{17}$$

то увеличение (выигрыш) отношения с/п на выходе по сравнению с отношением с/п на его входе можно определить как

$$\rho = \frac{q_{out}}{q_{in}} = \sqrt{2m}\left[\frac{\sum_{i=1}^{N} U_{0i}^2 \sum_{i=1}^{N} G_i^2}{\sum_{i=1}^{N} U_{0i}^2 G_i^2}\right]^{1/2}. \tag{18}$$

Если амплитуда дифрагированного сигнала или (и) величина прямого сигнала не зависят от номера канала, то выигрыш $\rho = \sqrt{2mN}$. Значение $\sqrt{2mN}$ можно трактовать как оценку среднего выигрыша $\langle\rho\rangle$, $\langle\rho\rangle = \sqrt{2mN}$, если рассматривать U_{0i} и G_i как случайные независимые величины. В данном примере, как легко видеть, статистическая оценка отношения q_{out} не зависит от расстояния

между источником и приемниками. Действительно, усреднив отношение (16), получим среднее значение отношения с/п на выходе $\langle q_{out} \rangle = \sqrt{mN\langle U_{0i}^2 \rangle / 2\sigma_\eta^2 \langle G_i^2 \rangle}$. Используя оценки для базы сигнала (10) и средней относительной амплитуды (7), это отношение по порядку величины можно оценить как

$$\langle q_{out} \rangle \approx \eta \frac{\sqrt{N} 2d}{\sigma_\eta H}. \quad (19)$$

При получении оценки (19) для площади теневого контура объекта использовалось выражение: $S_1 = 4\eta ld$, где η – коэффициент, зависящий от его формы. Например, значение η для цилиндра и сфероида соответственно равны 1 и $\pi/4$. Как видно, помехоустойчивость обработки определяется лишь средним относительным отклонением и не зависит от мощности излучения.

2. Положим, что на входе антенны действует шум со спектральной плотностью N_{0i}, зависящей от номера канала i. Данный пример формально сводится к предыдущему, если в (15)–(18) положить $\sigma_\eta = 1$, $G_i^2 = \sigma_i^2$, где $\sigma_i^2 = N_{0i}\Delta f$ – интенсивность помехи на входе i-го канала. Оценка для среднего значения отношения $\langle q_{out} \rangle$ в форме записи, аналогичной (19), составляет

$$\langle q_{out} \rangle \approx \eta \frac{2d}{H} \sqrt{N} \sqrt{\frac{\langle G_i^2 \rangle}{\langle \sigma_i^2 \rangle}}. \quad (20)$$

В рассматриваемом случае максимальная дальность действия системы обработки определяется допустимым превышением прямого сигнала над уровнем помехи и, следовательно, зависит от мощности излучения.

3. Допустим, что помеха представляет собой произвольный импульс, ширина спектра которого перекрывает ширину спектра сигнала, и в ее пределах спектральная плотность помехи постоянна. В этом случае выигрыш в помехоустойчивости в $\sqrt{2m}$ раз больше, чем при действии рассмотренной выше шумовой помехи [11].

Из (19), (20) видно, что в рамках рассмотренной шумовой помехи характеристики обнаружения не зависят от места расположения точки пересечения объектом БЛ.

Отметим, что согласованная фильтрация по сравнению с нелинейной фильтрацией [6], как легко видеть, дает выигрыш в помехоустойчивости в $\sqrt{m/2}$ раз. Указанный выигрыш, как следует из (10), растет с увеличением расстояния и длины звуковой волны и уменьшением горизонтального размера объекта. В качестве иллюстрации обратимся к результатам работ [6, 7]. В полумодельном эксперименте ($2l = 100$ м, $f = 100$ Гц, $R_1 = R_2 = R/2 = 5$ км, $v = 3$ м/с) применение согласованной фильтрации в системе некогерентного накопления позволило увеличить отношение с/п примерно втрое [7], что близко к оценке в 2.8, даваемой теорией.

Обратимся к условию (13). Если оно не выполняется для всего спектра собственных значений распространяющихся мод, то в схеме накопления согласованных канальных откликов когерентно будут накапливаться лишь те пары мод, для которых неравенство (13) будет иметь место. Получающееся при этом уменьшение выигрыша в помехоустойчивости по сравнению с оценкой (18) можно оценить как отношение числа когерентно накапливающихся мод к общему числу распространяющихся мод.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналитические оценки характеристик дифрагированного сигнала важны с концептуальной точки зрения, поскольку иметь правильное представление о модели сигнала не менее важно, чем знать подробный алгоритм расчета. В рамках рассмотренной геометрии задачи модель дифрагированного сигнала при определенных условиях, как показали исследования, допускает малопараметрическое описание. Такое описание дает возможность для повышения эффективности способа обработки использовать методы согласованной фильтрации, ориентированные на ожидаемую форму дифрагированного отклика [12].

Подход, развитый в настоящей работе, может оказаться полезным и при рассмотрении более общего случая, когда объект пересекает БЛ под углом, отличным от $\pi/2$.

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. 82–114.
2. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Дифракция волн на регулярных рассеивателях в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 2. С. 339–343.
3. *Collins M.D., Werby M.F.* A parabolic eqyation model for scattering in the ocean // JASA. 1989. V. 85. № 5. P. 1895–1905.
4. *Ergatis P., Charalambopoulos A., Dassios G.* Scattering of an underwater point source field by small bosses // Proc. of 3rd European conference un underwater acoustics, FORTH-IACM. Heraklion, Crete. 1996. V. 1. P. 93–98.

5. *Григорьев В.А., Кузькин В.М.* Дифракция акустических волн на жестком вытянутом сфероиде в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 3. С. 410–414.
6. *Горский С.М., Зверев В.А., Матвеев А.Л., Митюгов В.В.* Некогерентное накопление сигналов акустической дифракции // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 223–231.
7. *Зверев В.А., Матвеев А.Л., Митюгов В.В.* Согласованная фильтрация откликов акустической дифракции при некогерентном накоплении на вертикальной антенне // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 4. С. 591–595.
8. *Федорюк М.В.* Дифракция плоской волны на вытянутом теле вращения // ДАН СССР. 1983. Т. 272. № 3. С. 587–590.
9. *Смарышев М.Д., Добровольский Ю.Ю.* Гидроакустические антенны: Справочник // Л.: Судостроение, 1984. 304 с.
10. *Зверев В.А.* Антенна темного поля // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 3. С. 401–404.
11. *Варакин Л.Е.* Теория сложных сигналов // М.: Сов. радио, 1970. 373 с.
12. *Van Trees H.L.* Detection, Estimation and Modulation Theory. Part 1. N.Y.: Wiley, 1968.

Characteristics of Diffracted Acoustic Signals in an Oceanic Waveguide

V. M. Kuz'kin

A few-parameter model of acoustic diffracted signal is studied for a shadow (projector) observation system. The consideration rests on the isotropic characteristics of scattering in the vertical plane and a sufficiently narrow spectrum of eigenvalues. The validity limits of the model are established. Tests of the model gave familiar and new results. An expression is derived which enables one to estimate the degree of complexity of a signal design depending on the conditions of observation. The efficiency of accumulation of individual responses from the elements of a vertical array in matched filtering is estimated.