АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXX 1984 Вып. 2 | АКАДЕМИЯ НАУК СССР | Март Апрель

Основан в 1955 г. | МОСКВА | *Выходит 6 раз в год*

УДК 534.221

УСЛОВИЯ КОГЕРЕНТНОГО СЛОЖЕНИЯ ВОЛН ПРИ ОБРАТНОМ РАССЕЯНИИ ЗВУКА В КАНАЛАХ ПРИ МНОГОЛУЧЕВОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ

Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А.

Обсуждаются возможности наблюдения когерентных эффектов при обратном рассеянии звуковых волн в волновом канале в условиях многолучевого распространения. При большом числе лучей такие эффекты могут привести к удвоению интенсивности рассеянного поля.

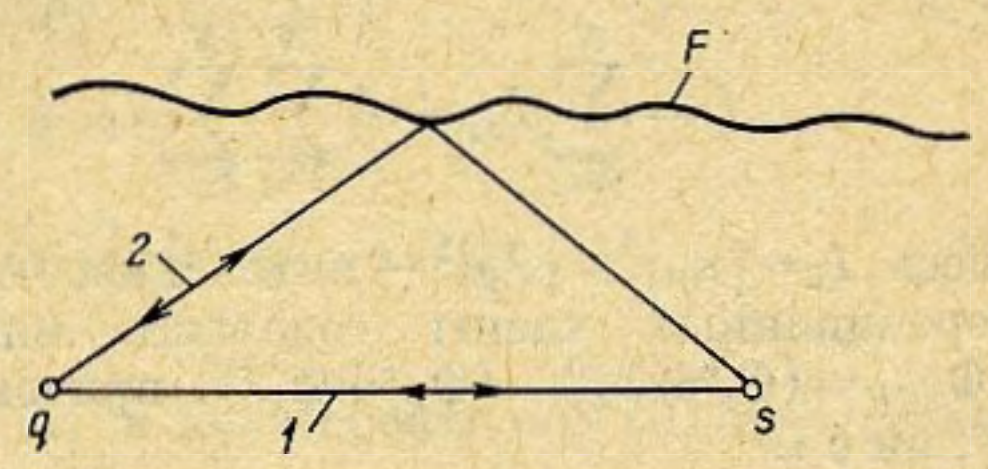
Как известно, при обратном рассеянии в неоднородных средах могут наблюдаться специфические когерентные эффекты, обусловленные двукратным прохождением волн через одни и те же неоднородности (обзор изученных к настоящему времени эффектов двукратного прохождения дан в работе [1]). Один из простейших эффектов такого рода — усиление сечения обратного рассеяния тел, находящихся вблизи поверхности взволнованного моря,— был описан в работе [2]. В этом случае имеет место двулучевое распространение волн от источника к рассеивателю и обратно (фиг. 1).

В данной работе описаны когерентные эффекты, которые могут возникнуть в подводном звуковом канале при многолучевом распространении, и определены условия существования этих эффектов.

Пусть волна, покидающая источник q, попадает к рассеивателю s по N лучам (фиг. 2), так что

$$u(q \to s) = \sum_{j=1}^{N} A_j \exp[i\Phi_j(q \to s)], \tag{1}$$

где A_j и Φ_j — амплитуды и фазы лучевых полей. Поле, порожденное на рассеивателе j-м лучом и возвратившееся к источнику по l-у лучу, обозначим через u_{jl}. Это поле можно представить в виде



Фиг. 1. q — источник, совмещенный с приемником, s — рассеиватель, F — взволнованная поверхность моря, *1* и *2* — каналы распространения волн до рассеивателя и обратно

$$u_{jl} = F_{jl} \exp[i(\Phi_j^r + \Phi_l^z)], \tag{2}$$

где $\Phi_j^r = \Phi_j(q \to s)$ — набег фазы на j-м луче на прямом пути $q \to s$, а $\Phi_l^z = \Phi_l(q \to s)$ — набег фазы на l-м луче на обратном пути $s \to q$. Выра-

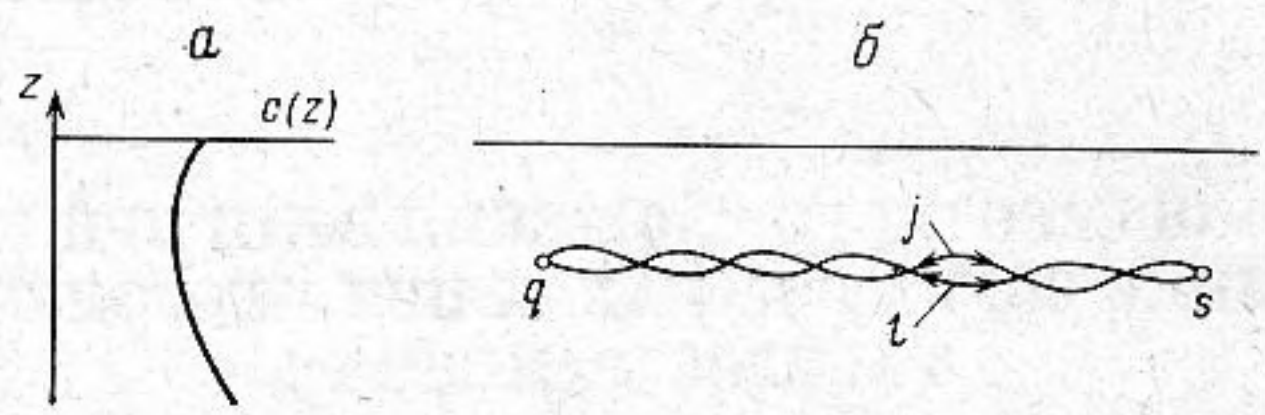
© Издательство «Наука», «Акустический журнал», 1984 г.

жение для амплитуды F_{jl} не конкретизируем, так как для целей последующего анализа оно не понадобится.

Полное поле u, вернувшееся назад к источнику по всем N лучам, определяется двойной суммой

$$u=\sum_{j=1}^{N}\sum_{l=1}^{N}u_{jl}. \tag{3}$$

В этой сумме имеются N слагаемых, отвечающих рассеянию с сохранением номера луча (канал $j\to j$), и N^2-N — слагаемых, отвечающих кросс-



Фиг. 2. a — профиль скорости звука, $б$ — q — источник, совмещенный с приемником, s — рассеиватель, j, $l=1, 2, 3, \ldots, N$ — номера прямых и обратных лучей

каналам $j\to l\,(l\neq j)$. Эти кросс-каналы как раз и ответственны за когерентные эффекты при обратном рассеянии. Запишем рассеянное обратно поле в виде

$$u=\sum_{j=1}u_{jj}+\sum_{j=1}^{N}\sum_{l=1}u_{jl}. \tag{4}$$

Условие фактической стационарности среды и, стало быть, условие когерентности кросс-каналов можно сформулировать в виде неравенства

$$|\Delta\Phi_{jl}|=|(\Phi_j^r+\Phi_l^z)-(\Phi_l^r+\Phi_j^z)|\ll 1, \tag{5}$$

которое означает, что фазы волн, распространяющихся на пути $q\to s\to q$ по каналам $j\to l$ и $l\to j$ не должны заметно отличаться друг от друга.

При выполнении этого условия интенсивность $I=|u|^2$ [3] равна

$$I=\sum_{j=1}^{N}I_{jj}+4\sum_{j=1}^{N}\sum_{l>j}^{N}I_{jl}+\text{интерференционные члены}. \tag{6}$$

Здесь $I_{jl}=|u_{jl}|^2=|F_{jl}|^2$ — интенсивность парциальной волны u_{jl}, а интерференционные члены содержат множители вида $\exp(i\Delta\Phi_{jlj'l'})$, где $\Delta\Phi_{jlj'l'}=(\Phi_j^r+\Phi_l^z)-(\Phi_{j'}^r+\Phi_{l'}^z)$, причем индексы j' и l' не совпадают ни с j, ни с l.

Усредним выражение (6) либо по статистическому ансамблю реализаций среды, либо по положениям источника или рассеивателя. При достаточно большом значении разности фаз усреднение обратит интерференционные члены в нуль, что дает когерентную сумму

$$\bar{I}_{\text{когер}}=\sum_{j=1}^{N}\bar{I}_{jj}+4\sum^{N}\sum\bar{I}_{jl}. \tag{7}$$

Здесь имеется N членов в первой сумме и $N(N-1)/2$ членов во второй. В условиях, когда все $\bar{I}_{jl}$ сравнимы между собой по величине, т. е. $\bar{I}_{jl}\sim I_0$, где I_0 — интенсивность в парциальном канале, из (7) получим оценку

$$\bar{I}_{\text{когер}}\approx\left[N+4\frac{N(N-1)}{2}\right]I_0=(2N^2-N)\,I_0. \tag{8}$$

Если условие когерентного сложения не выполнено, то $u_{jl}\neq u_{lj}$, и тогда

вместо (7) получим оценку

$$\bar{I}_{\text{неког}} = \sum_{j=1}^{N} \bar{I}_{jj} + 2 \sum_{j=1}^{N} \sum_{l>j} \bar{I}_{jl}. \tag{9}$$

Полагая $\bar{I}_{jl} \sim I_0$, из (9) получим оценку

$$\bar{I}_{\text{неког}} \sim \left[N + 2 \frac{N(N-1)}{2} \right] I_0 = N^2 I_0. \tag{10}$$

Отношение

$$K = \bar{I}_{\text{когер}} / \bar{I}_{\text{неког}} \tag{11}$$

можно назвать коэффициентом усиления обратного рассеяния, обусловленного эффектами когерентного сложения полей по кросс-каналам. Из (8) и (10) имеем

$$K \sim (2N^2 - N)/N^2 = 2 - 1/N. \tag{12}$$

При двулучевом распространении ($N=2$) коэффициент усиления равен 1,5, что согласуется с результатами работы [2].

При $N \to \infty$ коэффициент $K \to 2$, т. е. к значению, которое характерно для гауссовой статистики поля [1].

В промежуточном случае частичной когерентности полей u_{jl} и u_{lj} среднюю интенсивность можно представить в виде

$$\bar{I} = \sum_{j=1}^{N} \bar{I}_{jj} + \sum_{j=1}^{N} \sum_{l>j} \langle |u_{jl} + u_{lj}|^2 \rangle = \sum_{j=} \bar{I}_{jj} +$$

$$+ \sum_{j=1}^{N} \sum_{l=1}^{N}{}' \bar{I}_{jl} + \sum_{j=1}^{N} \sum_{l=1}^{N}{}' \langle u_{jl} u_{lj}^* \rangle, \tag{13}$$

где штрих у знака суммы по l означает исключение слагаемого с $j=l$. При $u_{jl}=u_{lj}$ отсюда следует формула (7), а при $\langle u_{jl} u_{lj}^* \rangle = 0$ — формула (9).

Пренебрегая амплитудными флуктуациями полей u_{jl} и считая случайные набеги фазы полей на пути до рассеивателя и обратно до приемника распределенными нормально, имеем

$$\langle u_{jl} u_{lj}^* \rangle = \bar{I}_{jl} \exp[-(1/2) D_{jl}], \tag{14}$$

где $D_{jl} = \langle \Delta\Phi_{jl}^2 \rangle$. В итоге

$$\bar{I} = \sum_{j=1}^{N} \bar{I}_{jj} + 2 \sum_{j=1}^{N} \sum_{l>j} \bar{I}_{jl} \{1 + \exp[-(1/2) D_{jl}]. \tag{15}$$

Переход от когерентного значения (7) к некогерентному (9) происходит при $D_{jl} \sim 2$, что соответствует условию (5).

Для оценок величины D_{jl} в случае среды с неоднородностями, зависящими от времени, можно воспользоваться результатами работы [4]. Если $\tau_н$ — характерное время жизни неоднородностей, а $\tau_0 = 2L/c$ — время распространения звука в прямом и обратном направлениях, то D_{jl} можно оценить следующим образом:

$$D_{jl} \cong 4\sigma_\varphi^2 (\tau_0/\tau_н)^2, \tag{16}$$

где σ_φ^2 — флуктуации фазы на пути $q \to s$,

$$\sigma_\varphi^2 = \left\langle \left[(k_0^2/2) \int_0^L \tilde{\varepsilon}\, ds \right]^2 \right\rangle \cong (1/2) k_0^2 \sigma_\varepsilon^2 l_н L, \text{ а}$$

$\tilde{\varepsilon} = n^2 - \bar{n}^2$ — флуктуации квадрата коэффициента преломления среды, $l_н$ — характерный масштаб неоднородностей. Критическая длина трассы L, при превышении которой когерентное сложение сменяется некогерентным,

определяется из условия $D_{jl}\sim 2$ и оценивается так:

$$L_{\text{крит}}\sim 4c^2\tau_{\text{н}}^2/k_0^2\sigma_\varepsilon^2 l_{\text{н}}. \qquad (17)$$

Заметим, что если амплитудные флуктуации полей u_{jl} выражены достаточно сильно, то в сумме (13) проявится эффект усиления обратного рассеяния, обусловленный прохождением волн через одни и те же неоднородности [1, 3]. При поперечном разнесении лучей j и l, превышающем масштаб неоднородностей $l_{\text{н}}$, эффект усиления отразится только в слагаемых вида I_{jj}. В предельном случае насыщенных флуктуаций $\bar{I}_{jj}\approx 2I_0$, где I_0 — интенсивность волны, вернувшейся назад в отсутствие флуктуаций в среде.

Пространственная область наблюдения когерентных эффектов вблизи источника определяется сектором углов θ, в котором сосредоточены вернувшиеся назад лучи. Поперечный размер области проявления многоканальных эффектов оценивается как $l_\perp\sim\lambda/\theta$, а продольный как $l_\parallel\sim\lambda/\theta^2$. Вне этой области нарушается равенство полей u_{jl} и u_{lj}, так что когерентная сумма (7) переходит в некогерентное выражение (9).

Зона наблюдения многоканальных когерентных эффектов налагается на область проявления эффекта усиления обратного рассеяния, которая занимает коридор шириной $l_{\text{н}}$ вокруг каждого луча [3]. Это препятствует наблюдению эффекта усиления в условиях многолучевого рассеяния в чистом виде.

В заключение отметим, что практическое наблюдение многоканальных когерентных эффектов можно облегчить, используя в качестве рассеивателя активный ответчик.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кравцов Ю. А., Саичев А. И.* Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах.– Успехи физ. наук, 1982, т. 137, № 3, с. 501–526.
2. *Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А.* Когерентные эффекты при обратном рассеянии звука телами, расположенными вблизи взволнованной поверхности.– Акуст. ж., 1982, т. 28, № 4, с. 438–440.
3. *Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.* Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями.– Изв. вузов. Радиофизика, 1973, т. 16, № 7, с. 1064–1070.

Институт общей физики
Академии наук СССР
Московский государственный
педагогический институт им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
22.X.1982