АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVIII 1982 Вып. 3

УДК 551.463.26.

ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА АНИЗОТРОПНЫХ ФЛУКТУАЦИЯХ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА

Гурбатов С. Н., Щемелев Е. Г.

Исследована зависимость интенсивности при обратном рассеянии на анизотропных флуктуациях скорости звука от характерных масштабов неоднородностей, апертур антенн, длины волны. Связь интенсивности рассеяния со спектром неоднородностей и ее зависимость от угла зондирования существенно меняются при изменении соотношений между этими параметрами.

Рассматривается обратное рассеяние акустического излучения на случайных неоднородностях скорости распространения звука, обусловленных температурными флуктуациями. В большинстве работ рассматривалось рассеяние на статистически изотропных неоднородностях (см., например, [1—3]). В то же время известно, что температурные флуктуации в океане являются резко анизотропными [4—6], а именно внешние масштабы турбулентности существенно различны в горизонтальном и вертикальном направлениях.

Будем предполагать, что средняя скорость звука c_0 не меняется с глубиной, а флуктуации скорости $\mu(\mathbf{r})$ $(c(\mathbf{r})=c_0+\mu(\mathbf{r}))$ малы $(\mu\ll c_0)$ и квазиоднородны по глубине, так что их корреляционная функция и пространственный спектр могут быть заданы в виде

$$B(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{R}_\parallel)=\langle\mu(\mathbf{R}+\boldsymbol{\rho}/2)\,\mu(\mathbf{R}-\boldsymbol{\rho}/2)\rangle=\sigma^2 f(R_\parallel)\,b(\rho_\parallel, \boldsymbol{\rho}_\perp), \tag{1}$$

$$S_0(\boldsymbol{\varkappa}, R_\parallel)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int B(\boldsymbol{\rho}, R_\parallel)\,e^{i\boldsymbol{\varkappa}\boldsymbol{\rho}}\,d\boldsymbol{\rho}=\sigma^2 f(R_\parallel)\,S(\varkappa_\parallel, \boldsymbol{\varkappa}_\perp). \tag{2}$$

Здесь σ^2 — интенсивность флуктуаций μ, $R_\parallel$, $\rho_\parallel$ и $\mathbf{R}_\perp$, $\boldsymbol{\rho}_\perp$ — вертикальные и горизонтальные составляющие соответствующих векторов по отношению к поверхности, $f(R_\parallel)$ — безразмерная функция, описывающая изменение интенсивности флуктуаций с глубиной. Известно [5, 6], что интенсивность флуктуаций температуры резко возрастает в области термоклина, поэтому будем считать, что $f(R_\parallel)$ отлична от нуля в достаточно узкой области ΔH при $R_\parallel\simeq H$ $(\Delta H\ll H)$, где ΔH и H — толщина и глубина залегания слоя с интенсивными флуктуациями температуры. Если же мы рассматриваем рассеяние квазимонохроматических импульсов, то толщина рассеивающего слоя определяется длительностью импульса $\Delta H=c_0\tau_и/2$, $H=c_0t/2$.

Будем считать, что рассеивающий слой лежит в области Фраунгофера по отношению к приемной и излучающей антеннам: $H\lambda\gg d_i^2$, где λ — длина волны, d_1, d_2 — размеры апертур приемной и излучающей антенн, имеющих узкие диаграммы направленности $(d_i\gg\lambda)$.

Введем диаграммы направленности $D_{0i}(\mathbf{n}_\perp)$ этих антенн для случая вертикального зондирования, как

$$D_{0i}(\mathbf{n}_\perp)=\int u_i(\boldsymbol{\eta})\,e^{ik\mathbf{n}_\perp\boldsymbol{\eta}}\,d\boldsymbol{\eta}/S_{i\,эф}, \quad S_{i\,эф}=\int u_i(\boldsymbol{\eta})\,d\boldsymbol{\eta}, \tag{3}$$

считая, что на излучателе давление имеет вид $A_1u_1(\boldsymbol{\eta})$, где A_1 — амплитуда, $u_1(\boldsymbol{\eta})$ — нормированная безразмерная функция, описывающая распределение давления по апертуре. Приемная антенна характеризуется чувствительностью $\gamma=A_2\int u_2(\boldsymbol{\eta})\,d\boldsymbol{\eta}$, определяемой как отношение сигна-

ла на выходе приемника к давлению нормально падающей плоской волны. В формуле (3) $\mathbf{n}_\perp=\boldsymbol{\eta}(\mathbf{n}\boldsymbol{\eta})/|\boldsymbol{\eta}|^2$, где $\mathbf{n}$ — единичный вектор из центра излучателя в точку рассеяния, $\boldsymbol{\eta}$ — координаты апертуры антенны. Будем считать, что центры приемной и излучающей антенн совмещены, и рассмотрим в общем случае наклонное зондирование слоя неоднородностей. Пусть θ_0 — угол акустической оси антенн, тогда для диаграмм направленности антенн имеем

$$D_i(\mathbf{n}_\perp)=D_{0i}(\mathbf{n}_\perp-\mathbf{n}_{0\perp});\ |\mathbf{n}_{0\perp}|=\sin\theta_0, \tag{4}$$

где D_{0i} имеет максимум при $\mathbf{n}_\perp=0$.

Поле в области рассеяния (зоне Фраунгофера) имеет вид направленной сферической волны

$$p(\mathbf{r})=p_1\frac{e^{ik|\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}|}D_1(\mathbf{n}_\perp);\quad p_1=\frac{kA_1S_{1\,\text{эф}}}{2\pi i}. \tag{5}$$

Нас будет интересовать зависимость интенсивности рассеянного сигнала от размеров антенн, характерных масштабов неоднородностей, длины волны и поэтому мы будем считать мощность излучения $P=A_1^2S_{1\,\text{эф}}/2\rho_0c_0$ фиксированной и тогда

$$p_1=k(2P\rho_0c_0S_{1\,\text{эф}})^{1/2}/2\pi i, \tag{6}$$

где ρ_0 — плотность среды, c_0 — скорость звука.

При анализе обратного рассеяния расчет отраженного поля может быть проведен в борновском приближении [1, 3]. Для сигнала на выходе приемной антенны с учетом (3)—(6) имеем [1]

$$v=\frac{k^3(2P\rho_0c_0S_{1\text{эф}})^{1/2}\gamma}{(2\pi)^2ic_0}\int\frac{\mu(\mathbf{r})e^{2ik|r|}}{|\mathbf{r}|^2}D_1(\mathbf{n}_\perp)D_2(\mathbf{n}_\perp)\,d\mathbf{r}. \tag{7}$$

Здесь пропорциональность коэффициента перед интегралом k^3 связана с тем, что мы явно представили p_1 амплитуду сферической волны на оси антенны через параметры излучателя P, $S_{1\,\text{эф}}$, k. В силу узости диаграммы направленности и условия $\Delta H\ll H$, пренебрегая изменением амплитудного множителя $(1/|\mathbf{r}'|^2|\mathbf{r}''|^2\approx1/H^4)$, для средней интенсивности сигнала на выходе получим

$$\begin{aligned}U=\langle|v|^2\rangle=&\frac{2k^6P(\rho_0c_0)S_{1\text{эф}}\gamma^2}{(2\pi)^4H^4}\left(\frac{\sigma}{c_0}\right)^2\iint\times\\ &\times\exp\{2ik(|\mathbf{r}'|-|\mathbf{r}''|)\}f\left(\frac{r_\parallel'+r_\parallel''}{2}\right)b(\mathbf{r}'-\mathbf{r}'')\times\\ &\times D_1(\mathbf{n}_\perp')D_1^*(\mathbf{n}_\perp'')D_2(\mathbf{n}_\perp')D_2^*(\mathbf{n}_\perp'')\,d\mathbf{r}'\,d\mathbf{r}''.\end{aligned} \tag{8}$$

Особенности рассеяния звука на неоднородной структуре океана связаны с тем, что корреляционная функция и спектр неоднородностей резко анизотропны, а именно для внешних масштабов турбулентности по горизонтали $\rho_\perp^*$ и по вертикали $\rho_\parallel^*$ выполняется условие $\rho_\perp^*\gg\rho_\parallel^*$. Характер рассеяния зависит от соотношения между следующими тремя масштабами $\rho_\perp^*$, $L_\perp$, $L_\text{ф}$, где $\rho_\perp^*$ — внешний горизонтальный масштаб турбулентности, $L_\perp=\min(H\lambda/d_i)$ — характерный размер пятна облучения, т. е. области при $|r|\approx H$, определяемой диаграммами направленности приемно-излучающей системы, и $L_\text{ф}=\sqrt{H\lambda}$ — поперечный размер зоны 1 Френеля для волны в области рассеяния, который определяется фазовым множителем в (8). В зависимости от соотношения между этими масштабами выделим четыре существенно различных режима рассеяния (фиг. 1). Рассмотрим особенности рассеяния акустических волн в зонах 1—3, не затрагивая зону 4, где не выполняется условие $H\lambda\gg d_i^2$.

В зоне 1 (фиг. 1) $\rho_\perp^*\gg L_\perp$, т. е. размер неоднородностей в поперечном направлении много больше пятна облучения. При этом можно считать, что рассеяние акустической волны происходит на плоскослоистых неоднородностях и в (7) следует положить $\mu(\mathbf{r})=\mu(r_\parallel)$ или, что более корректно, в (8) $b(\rho_\parallel,\boldsymbol{\rho}_\perp)=b(\rho_\parallel,0)$. Падающее поле в плоскости $r_\parallel=\text{const}$

при этом испытывает осцилляции, и область, существенная при рассеянии, определяется размером первой зоны Френеля $L_ф=\sqrt{H\lambda}$. Вычисляя в (7) или (8) интеграл по $\mathbf{r}_\perp$ методом стационарной фазы, т. е. считая, что $|\mathbf{r}|=\sqrt{r_\parallel^2+|\mathbf{r}_\perp|^2}\simeq|r_\parallel|+|\mathbf{r}_\perp|^2/2|r_\parallel|$, получим

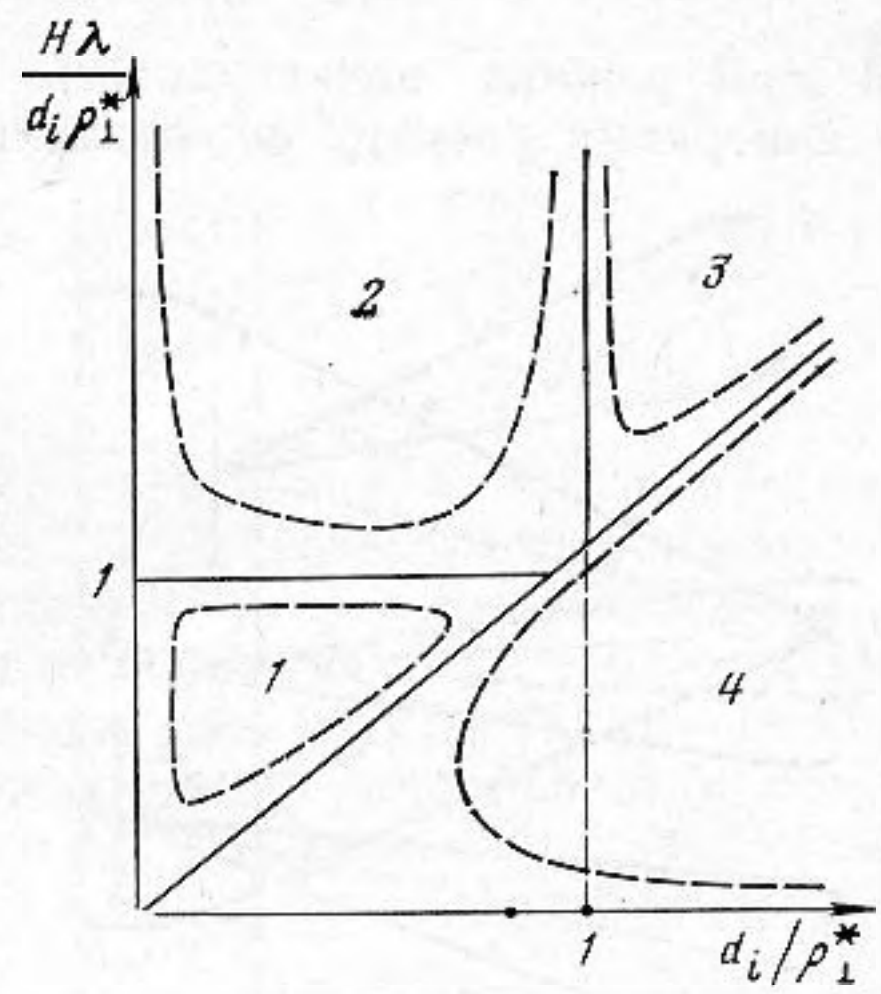
$$U=\frac{k^4P(\rho_0c_0)S_{1эф}\gamma^2}{4\pi H^2}\left(\frac{\sigma}{c_0}\right)^2|D_{01}(\mathbf{n}_{0\perp})|^2|D_{02}(\mathbf{n}_{0\perp})|^2S_\parallel(2k)\Delta H_{эф}, \tag{9}$$

где $\Delta H_{эф}$ — эффективная толщина слоя, $S_\parallel(2k)$ — одномерный спектр неоднородностей по глубине:

$$\Delta H_{эф}=\int_0^\infty f(R_\parallel)\,dR_\parallel,$$

$$\widetilde{S_\parallel(2k)}=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}b(\rho_\parallel,0)\,e^{i2k\rho_\parallel}d\rho_\parallel=\int_{-\infty}^{\infty}S(2k,\varkappa_\perp)\,d\varkappa_\perp. \tag{10}$$

Из (9) видно, что при выполнении условия $\rho_\perp^*\gg L_\perp$ интенсивность обратного рассеяния пропорциональна одномерному спектру неоднородностей по глубине и квадрату диаграмм направленности в вертикальном направлении, т. е. при изменении угла зондирования интенсивность отраженного сигнала повторяет форму зависимости диаграмм направленности от угла. Последнее связано с тем, что при рассеянии на плоскослоистой среде происходит зеркальное отражение сигнала и на приемную антенну попадает поле, рассеянное только областью порядка зоны 1 Френеля $L_ф=\sqrt{H\lambda}$, с направления, перпендикулярного слою.



Фиг. 1. Зоны рассеяния. Зона *1* — рассеяние на плоскослоистых неоднородностях, $d_i\ll H\lambda/d_i\ll\rho_\perp^*$; *2* — на анизотропных неоднородностях в случае $d_i\ll\rho_\perp^*\ll H\lambda/d_i$; *3* — на анизотропных и изотропных неоднородностях $\rho_\perp^*\ll d_i\ll H\lambda/d_i$; *4* — в области геомакустики $d_i^2\gg H\lambda$

В работе [6] была экспериментально исследована зависимость интенсивности рассеянной звуковой волны на плоскослоистых флуктуациях температуры от угла зондирования. Рассеянное излучение принималось узконаправленной антенной (фиг. 5 [6]). Причем в соответствии с фиг. 1 прием осуществлялся в зоне 4. Однако фазовая обработка, проводимая в приемной антенне, превращающая сферическую волну в плоскую, позволяет считать, что рассеяние происходит, как в зоне 1. Было найдено, что при наклонном зондировании $\theta_0=1^0$ интенсивность рассеяния падает на 13 дБ по сравнению с вертикальным (фиг. 9 [6]). Из графика для диаграммы направленности (фиг. 5 [6]) получим, используя (9), уменьшение интенсивности рассеяния на 14—15 дБ в этом случае. Далее укажем на то, что уменьшение сигнала до уровня шума при $\theta_0=2^0$ в [6] также хорошо согласуется с (9).

В зонах 2, 3 (фиг. 1) $\rho_\perp^*\ll L_\perp$. Вводя $\mathbf{R}=(\mathbf{r}'+\mathbf{r}'')/2$, $\boldsymbol{\rho}=\mathbf{r}'-\mathbf{r}''$, перейдем в (8) к пространственному спектру неоднородностей [1]:

$$U=\frac{k^6P(\rho_0c_0)S_{1эф}\gamma^2}{\pi H^4}\left(\frac{\sigma}{c_0}\right)^2\iint f(R_\parallel)S(2kR_\parallel/|\mathbf{R}|,2k\mathbf{R}_\perp/|\mathbf{R}|)\times \tag{11}$$

$$\times|D_1(\mathbf{n}_\perp)|^2|D_2(\mathbf{n}_\perp)|^2dR_\parallel d\mathbf{R}_\perp\approx\frac{k^6P(\rho_0c_0)S_{1эф}\gamma^2}{\pi H^2}\left(\frac{\sigma}{c_0}\right)^2\times$$

$$\times\Delta H_{эф}\int S(2kn_{\parallel}, 2k\mathbf{n}_{\perp})\,|D_1(\mathbf{n}_{\perp})|^2|D_2(\mathbf{n}_{\perp})|^2\,d\mathbf{n}_{\perp},$$

где $\mathbf{n}_{\perp}=\mathbf{R}_{\perp}/|\mathbf{R}|\approx\mathbf{R}_{\perp}/|H|$, $n_{\parallel}=\sqrt{1-|\mathbf{n}_{\perp}|^2}$. В (11) в силу условия $\Delta H\ll H$ мы считали, что $|R|\approx H$.

Характерный масштаб спадания спектрального сомножителя $S(\varkappa_{\parallel}, \varkappa_{\perp})$ в (11) по $\varkappa_{\perp}$ равен $\varkappa_{\perp}^{*}\sim 1/\rho_{\perp}^{*}$, что приводит к масштабу по $n_{\perp}$, $n_{\perp}^{*}\sim\lambda/\rho_{\perp}^{*}$ характерной ширине диаграммы направленности вторичного источника, образованного неоднородностями с поперечным масштабом $\rho_{\perp}^{*}$. Второй характерный масштаб в (11) связан с шириной диаграммы направленности и равен $n_{\perp}^{0}\sim\min(\lambda/d_i)$.

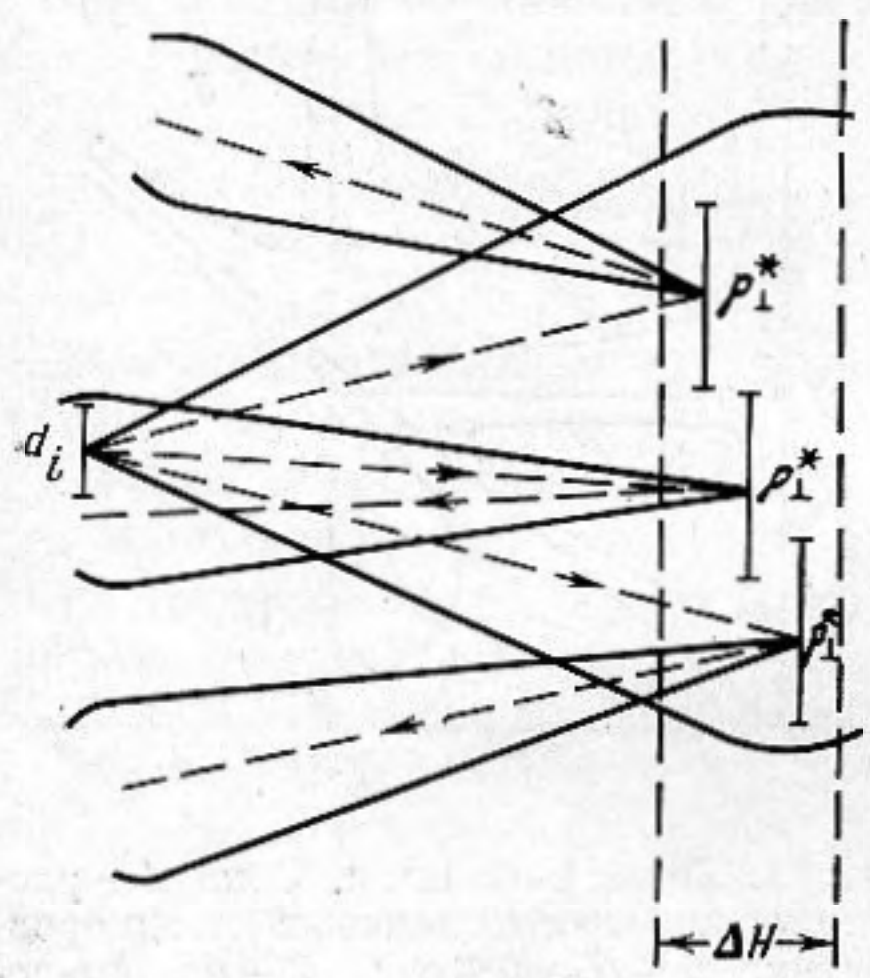
В зоне 2 $\rho_{\perp}^{*}\gg d_i$ и диаграммный множитель в (11) существенно шире спектрального, т.е. для интенсивности в этом случае имеем

$$U=\frac{k^4P(\rho_0c_0)S_{1эф}\gamma^2}{4\pi H^2}\left(\frac{\sigma}{c_0}\right)^4|D_{01}(\mathbf{n}_{0\perp})|^2\times \tag{12}$$

$$\times|D_{02}(\mathbf{n}_{0\perp})|^2\overline{S_{\parallel}(2k)}^{\rho_{\perp}^{*}}\Delta H_{эф},$$

$$\overline{S_{\parallel}(2k)}^{\rho_{\perp}^{*}}=\int S(2k\sqrt{1-|\varkappa_{\perp}|^2/(2k)^2}, \varkappa_{\perp})\,d\varkappa_{\perp}\approx\widetilde{S_{\parallel}(2k)}. \tag{13}$$

В этом режиме интенсивность рассеянного сигнала пропорциональна одномерному спектру флуктуаций по глубине, на частоте брэгговского рассеяния $2k$, усредненному по области волновых чисел $(2k, 2k(1-{}^1/_8(k\rho_{\perp}^{*})^2)$. Если перейти в (11) к интегрированию по $\mathbf{R}_{\perp}$, то видно, что рассеянное излучение принимается не со всей области облучения, а только с площади $\sim(H\lambda/\rho_{\perp}^{*})^2$. Физически этот результат легко объясним. Представим неоднородную среду как совокупность вторичных источников, имеющих апертуру $\rho_{\perp}^{*}$ в поперечном направлении (фиг. 2). Угловая ширина диаграммы направленности такого источника порядка $\lambda/\rho_{\perp}^{*}$ много меньше ширины диаграмм приемной и излучающей антенн, которые порядка λ/d_i. В силу этого на приемную антенну придет излучение, рассеянное только областью $\sim(H/\lambda/\rho_{\perp}^{*})^2$.



Фиг. 2. Рассеяние в зоне 2, качественная картина

В зоне 3 $\rho_{\perp}^{*}\ll d_i$ и наиболее узким в (11) является диаграммный множитель «выкалывающий» значение спектра неоднородностей с волновым числом $2k\mathbf{n}_0$, где $\mathbf{n}_0$ — направление на максимум диаграммы направленности. В силу этого для интенсивности получим

$$U=\frac{4\pi k^4P(\rho_0c_0)S_{1эф}\gamma^2}{H^2S_{эф}}\left(\frac{\sigma}{c_0}\right)^2S(2k\mathbf{n}_{0\parallel}, 2k\mathbf{n}_{0\perp})\,\Delta H_{эф}, \tag{14}$$

где $S_{эф}=\min(S_{1\,эф}, S_{2\,эф})$ и $\mathbf{n}_{0\parallel}$, $\mathbf{n}_{0\perp}$ — горизонтальная и вертикальная составляющие вектора $\mathbf{n}_0$. В данном случае рассеянное назад излучение принимается из всей области облучения и его интенсивность пропорциональна трехмерному спектру неоднородностей в направлении максимума диаграммы направленности (т. е. узкая диаграмма вырезает только одну спектральную компоненту из спектра «пространственной решетки» неоднородностей).

Если длина волны λ много больше внешнего масштаба турбулентности по вертикали, то с изменением θ_0 пространственный спектр по вертикали в (14) практически не меняется и зависимость интенсивности от $\mathbf{n}_0$ определяется в основном изменением горизонтального спектра неоднородно-

стей. При этом представляется возможность определения пространственного спектра неоднородностей по горизонтали. Заметим, однако, что для этого необходимым является условие $d_i \gg \rho_\perp^*$.

При уменьшении λ, начиная с $\lambda \ll \rho_\parallel^*$, турбулентность на данных пространственных частотах можно считать изотропной, т. е. $S(2k) = S(2k\mathbf{n}_{0\parallel}, 2k\mathbf{n}_{0\perp})$ и интенсивность рассеянного излучения перестает зависеть от $\mathbf{n}_0$, а (14) переходит в известное выражение для рассеяния на изотропных неоднородностях [3].

Таким образом, изменение интенсивности рассеяния в зависимости от угла зондирования позволяет определить, в каком режиме происходит рассеяние акустической волны. Так, если при увеличении θ_0 зависимость интенсивности рассеянного сигнала совпадает с диаграммным множителем $|D_{01}(\mathbf{n}_{0\perp})|^2 |D_{02}(\mathbf{n}_{0\perp})|^2$, то в соответствии с (9), (12), (фиг. 1) рассеяние происходит либо в зоне 1, либо 2. Если же зависимость интенсивности от θ_0 имеет другую структуру, то можно говорить, что рассеяние происходит в зоне 3 (14), (фиг. 1), где интенсивность рассеянного сигнала пропорциональна трехмерному спектру неоднородностей с волновым числом $2k\mathbf{n}_0$. В частности, при рассеянии на изотропных неоднородностях, интенсивность вообще не будет зависеть от угла. Заметим, что только в условиях зоны 3 удобно вводить коэффициент обратного рассеяния:

$$m_V = \frac{IR^2}{I_0 V_p}, \tag{15}$$

$$m_V = 2\pi \left(\frac{\sigma}{c_0}\right)^2 S(2kn_{0\parallel}, 2k\mathbf{n}_{0\perp}), \tag{16}$$

где $I = U/\gamma^2$ — интенсивность рассеянного излучения в точке приема, R — рассеяние до рассеивающего объема, I_0 — интенсивность падающей волны на оси антенны в области рассеяния, V_p — рассеивающий объем. При рассеянии в зоне 1 или 2 использование формул (15), (16) с введением вместо V_p эффективного рассеивающего объема $V_{эфф}$ [1] не целесообразно, так как при этом зависит от неизвестных характеристик неоднородностей. Так, в зоне 2 $V_{эфф} \sim V_p (d_i/\rho_\perp^*)$. В данном случае, когда $\rho_\perp^* \gg \rho_\parallel^*$ и рассеяние происходит в зоне 1 или 2 (фиг. 1), удобно ввести величину

$$\tilde{m}_V = \frac{\tilde{I}_{эф}}{I_{0\parallel} \Delta H_{эф}}, \tag{17}$$

где $\tilde{I}_{эф} = U/\gamma^2 |D_{02}(\mathbf{n}_{0\perp})|^2$ — интенсивность рассеянного излучения в точке приема, ΔH — эффективная толщина рассеивающего слоя (10), $I_{0\parallel} = p_1^2 |D_{01}(\mathbf{n}_{0\perp})|^2 / H^2$ — интенсивность падающей волны в слое в вертикальном направлении (p_1^2 — интенсивность излучения, приведенная к расстоянию 1 м (6)). Для $\tilde{m}_V$ из (9), (12), (17) имеем:

$$\tilde{m}_V = \frac{\pi}{2} k^2 \left(\frac{\sigma}{c_0}\right)^2 \widetilde{S_\parallel(2k)}, \tag{18}$$

где $\widetilde{S_\parallel(2k)}$ — одномерный спектр неоднородностей в вертикальном направлении.

Таким образом, при обратном рассеянии на анизотропных неоднородностях в зависимости от соотношения между масштабами турбулентности, размером антенн и длиной волны, реализуются существенно разные режимы рассеяния. Интенсивность рассеянного сигнала может быть пропорциональна как одномерному, так и трехмерному спектру неоднородностей. Отметим, что для рассеяния вперед на изотропных неоднородностях этот вопрос рассматривался в работе [7].

Авторы благодарны А. И. Саичеву и А. Н. Малахову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рытов С. М., Татарский В. И., Кравцов Ю. А.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. М.: Наука, 1978.
2. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.
3. *Чупров С. Д., Швачко Р. Ф.* Звуковое поле в океане с учетом случайных неоднородностей среды.– В кн.: Акустика океана. М.: Наука, 1974, с. 559.
4. *Федоров К. Н.* О ступенчатой структуре температурных инверсий в океане.– Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 11, с. 1178.
5. *Федоров К. Н.* Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1976.
6. *Kayer G. T., Anderson V. C.* Scattering from oceanic microstructure: Detection with a large aperture array.– J. Acoust. Soc. Amer., 1979, v. 66, № 3, p. 842.
7. *Зверев В. А.* Влияние направленности приемного устройства на среднюю интенсивность сигнала, принимаемого за счет рассеяния.– Акуст. ж., 1957, т. 3, № 4, с. 329.

Горьковский государственный
университет им. Н. И. Лобачевского

Поступила в редакцию
10.II.1981