АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том III 1957 Вып. 4

ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРИЕМНОГО УСТРОЙСТВА НА СРЕДНЮЮ ИНТЕНСИВНОСТЬ СИГНАЛА, ПРИНИМАЕМОГО ЗА СЧЕТ РАССЕЯНИЯ

В. А. Зверев

Рассматривается влияние формы диаграммы направленности приемного устройства на зависимость средней интенсивности принятого рассеянного излучения от угла рассеяния. Предполагается, что рассеяние происходит на неоднородностях скорости распространения волн и рассеивающий объем находится в области дифракции Фраунгофера по отношению к приемному устройству. Из полученного выражения следуют, как частные случаи, соотношения для сильно направленных устройств, которыми пользуются в теории рассеяния радиоволн [1, 2, 3] и соотношения, следующие из работ Обухова [1], Чернова [4]. Показано, что для решения вопроса об интенсивности рассеяния достаточно знать функцию корреляции в поперечном направлении до расстояний, не превышающих размеры приемника.

При изучении распространения волн в среде с малыми случайными неоднородностями показателя преломления существуют два способа рассмотрения явления. В работах Обухова [5], Чернова [4] и некоторых других авторов решается задача о флюктуациях амплитуды и фазы волны в некоторой точке волнового фронта в зависимости от расстояния L, пройденного волной в неоднородной среде. В работах, посвященных рассеянию волн [1, 2, 3] решается задача о нахождении средней интенсивности рассеянного излучения под некоторым углом θ к направлению волнового вектора невозмущенной волны. При этом обычно вводится понятие эффективного поперечника рассеяния. Применимость того или другого из этих способов к решению конкретных задач связана с остротой диаграмм направленности передающей и приемной антенн.

Действительно, при применении ненаправленных антенн, размеры которых d много меньше длины волны λ, реализуется первый способ, так как для его применимости приемник должен воспринимать рассеянное излучение от всех точек пространства.

Второй способ применим в случае остро направленных антенн. При этом предполагается, что приемник воспринимает рассеянное излучение только из той сравнительно небольшой области пространства, которая определяется пересечением диаграмм направленности передающей и приемной антенн. Говорить, что приемная антенна принимает излучение, идущее под определенным углом θ к направлению распространения невозмущенной волны, можно только в том случае, если диаграмма направленности антенны является достаточно острой, т. е. $d \gg \lambda$. Опыты по приему рассеянного излучения обычно проводятся с большими зеркалами и условие $d \gg \lambda$ выполняется.

Однако, как показано ниже, одного этого условия еще недостаточно для применимости данного способа. Оказывается, что для решения вопроса о применимости первого или второго способа необходимо знать не только остроту диаграммы направленности приемной антенны, но и остроту диаграммы направленности излучения неоднородностей (точный смысл этого понятия выясняется ниже). Только из сравнения этих двух диаграмм можно сказать какой подход справедлив в определенных конкретных условиях. Если $d \gg \lambda$, но диаграмма направленности неоднородностей значительно острее, чем диаграмма направленности приемной антенны, приемник можно считать точечным и применять первый способ решения задачи. Второй

способ применим только в том случае, если диаграмма направленности приемной антенны значительно у́же, чем диаграмма направленности неоднородностей. В настоящей работе производится расчет зависимости интенсивности рассеянного излучения от угла рассеяния при произвольном соотношении диаграмм направленности неоднородностей и приемной антенны.

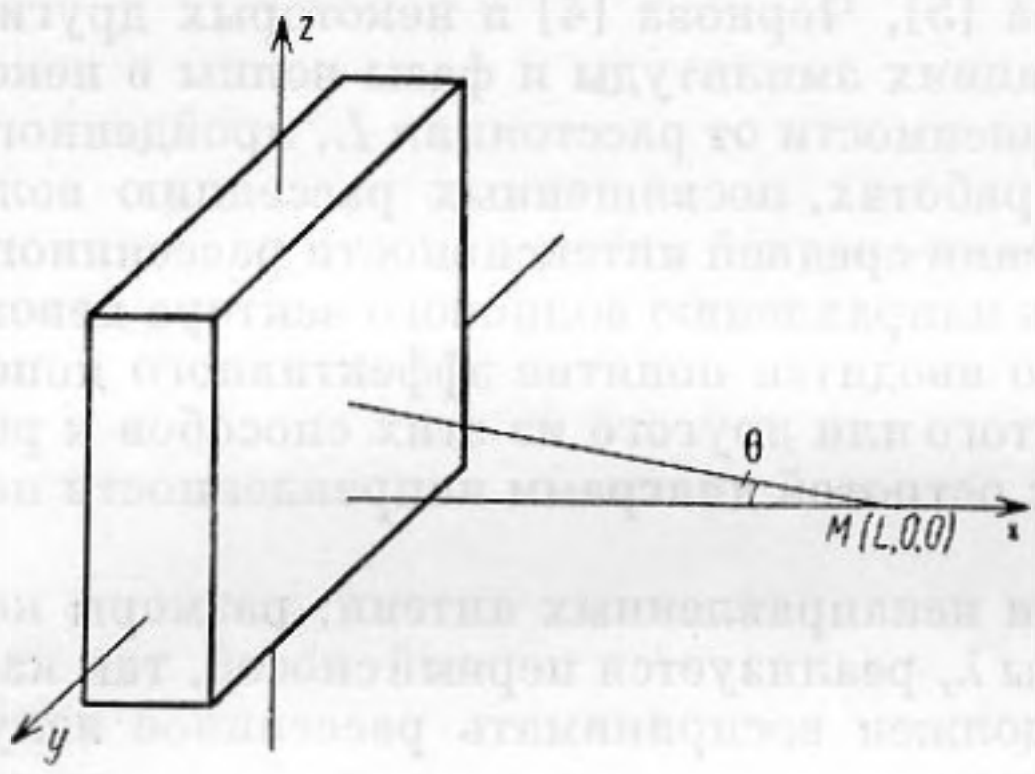
Представление среднего квадрата рассеянного сигнала в виде, аналогичном представлению среднего квадрата флюктуаций на выходе фильтра

Предполагая, что рассеяние происходит на неоднородностях показателя преломления, удовлетворяющих условию $\Delta n \ll 1$ и пренебрегая вторичным рассеянием, можно написать следующее выражение для интенсивности рассеянного излучения в точке наблюдения

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^4}{(2\pi)^2} \int \frac{\overline{\Delta n(r_1)\,\Delta n(r_2)}}{r_1 r_2} \cos\psi_1 \cos\psi_2 dV_1 dV_2. \qquad (1)$$

Здесь $r_{1,2}$— расстояние от точки наблюдения до точки рассеяния, $\psi_{1,2}$— разность фаз между рассеянной волной и волной, приходящей по прямому пути, k_0— волновое число, A_0— амплитуда невозмущенной волны.

Интеграл берется по всему объему, из которого воспринимается рассеянное излучение. Мы будем считать, что этот объем образован пересечением диаграмм направленности приемной и излучающей антенн. Этот объем с достаточной для наших целей точностью можно представить в виде совокупности элементарных объемов, ограниченных диаграммой направленности устройства парами плоскостей, касательными к фронтам невозмущенной волны. Мы не будем рассматривать изменения интенсивности рассеяния вследствие изменения величины объема пересечения диаграмм направленности при изменении угла рассеяния; поэтому для нашей цели достаточно рассмотреть зависимость интенсивности рассеяния от угла рассеяния для одного такого элементарного объема.



Геометрия объема рассеяния

Поместим начало декартовой системы координат (см. фигуру) внутри рассеивающего объема так, чтобы плоскость $x = 0$ была параллельна фронту невозмущенной волны, которую мы будем считать плоской. Приемник мы поместим в точке M (L, 0, 0), и будем считать, что он может вращаться вокруг оси, параллельной оси y, причем угол поворота приемника мы обозначим через θ. Если $d \gg \lambda$, где λ — длина волны, а d — размер приемника и $\theta \ll 1$, то выражение (1) можно представить в виде

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^4}{(2\pi)^2} \int \frac{\overline{\Delta n(r_1)\,\Delta n(r_2)}}{(L-x_1)(L-x_2)} \cos\frac{k\rho_1^2}{2(L-x_1)} \cos\frac{k\rho_2^2}{2(L-x_2)} dV_1 dV_2,$$

$$\rho_{1,2} = \sqrt{y_{1,2}^2 + z_{1,2}^2}. \qquad (2)$$

Это выражение следует из полученного Обуховым [5] для флюктуаций уровня при условии, что последние малы.

Пусть теперь величина рассеивающего объема вдоль оси x ограничена условием

$$\frac{k\rho^2}{L}\frac{x_{\max}}{L} \ll 1. \tag{3}$$

Тогда (2) можно переписать в виде

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^4}{(2\pi)^2 L^2} \int\limits_V B(r_1, r_2) \cos\frac{k\rho_1^2}{2L} \cos\frac{k\rho_2^2}{2L}\, dV_1\, dV_2, \tag{4}$$

где $B(r_1, r_2) = \overline{\Delta n(r_1)\,\Delta n(r_2)}$ — функция корреляции коэффициента преломления.

Введем теперь функцию, определяющую степень направленности приемного устройства, при помощи равенств:

$$a_z(z) = \frac{g\left[\frac{k(z-\theta L)}{L}\right]}{g(0)}, \tag{5}$$

$$a_y(y) = \frac{g\left(\frac{ky}{L}\right)}{g(0)}. \tag{6}$$

Здесь функция $g(k\theta)$ определяет характеристику направленности приемного устройства. При повороте приемного устройства на угол θ вокруг оси, параллельной y, максимум функции перемещается вдоль оси z на величину θL.

Внеся функции $a_z(z)$ и $a_y(y)$ под знак интеграла (4) мы распространим интегрирование на все пространство

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^4}{(2\pi)^2 L^2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} B(r_1, r_2)\, a_{z_2} a_{y_2} a_{z_1} a_{y_1} \cos\frac{k\rho_1^2}{2L} \cos\frac{k\rho_2^2}{2L}\, dV_1\, dV_2. \tag{7}$$

Сделаем замену переменных

$$\xi = x_1 - x_2, \qquad \eta = y_1 - y_2; \qquad \zeta = z_1 - z_2,$$

$$x = \frac{x_1 + x_2}{2}, \qquad y = \frac{y_1 + y_2}{2}, \qquad z = \frac{z_1 + z_2}{2}.$$

Учитывая, что $B(r_1, r_2) = B(\xi, \eta, \zeta)$ в (7) можно проинтегрировать по координате x. В результате мы получаем

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^4 x}{(2\pi)^2 L^2} I, \tag{8}$$

где через I обозначен интеграл

$$I = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} F(\eta, \zeta)\, \varphi(\eta, \zeta)\, d\eta d\zeta, \tag{9}$$

в котором введены следующие обозначения:

$$F(\eta, \zeta) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} B(\xi, \eta, \zeta)\, d\xi, \tag{10}$$

$$\varphi(\eta, \zeta) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} \Phi\left(y + \frac{\eta}{2}, \; z + \frac{\zeta}{2}\right) \Phi\left(y - \frac{\eta}{2}, \; z - \frac{\zeta}{2}\right) dy dz, \tag{11}$$

где функция $\Phi(y, z)$ определена равенством

$$\Phi(y, z) = a_y a_z \cos \frac{k(y^2+z^2)}{2L}. \tag{12}$$

Воспользовавшись свойством интеграла Фурье

$$\iint\limits_{-\infty}^{\infty} f_1(x, y) f_2(x, y)\, dx\, dy = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint\limits_{-\infty}^{\infty} f_{1_{u,v}} f^*_{2u,v}\, du\, dv, \tag{13}$$

$$f_{1_{u,v}} = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} f_1(x, y)\, e^{-j(ux+vy)}\, dx\, dy;$$

$$f_{2u,v} = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} f_2(x, y)\, e^{-j(ux+vy)}\, dx\, dy$$

мы представили интеграл (9) в виде

$$I = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint\limits_{-\infty}^{\infty} F_{u,v}\, \varphi^*_{u,v}\, du\, dv, \tag{14}$$

где, учитывая (10),

$$F_{u,v} = \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} B(\xi, \eta, \zeta)\, e^{-j(\eta u+\zeta v)}\, d\xi\, d\eta\, d\zeta. \tag{15}$$

Для $\varphi^*_{u,v}$, с учетом (13) и (11), мы получим выражение:

$$\varphi^*_{u,v} = \Phi_{u,v}\, \Phi^*_{u,v}, \tag{16}$$

где

$$\Phi_{u,v} = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} a_z a_y \cos \frac{k(y^2+z^2)}{2L}\, e^{-j(yu+zv)}\, dy\, dz. \tag{17}$$

Таким образом, интеграл (I) мы представили в виде

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^4 x}{(2\pi)^4 L^2} \iint\limits_{-\infty}^{\infty} F_{u,v}\, \Phi_{u,v}\, \Phi^*_{u,v}\, du\, dv. \tag{18}$$

Заметим, что средний квадрат напряжения $y(t)$ на выходе фильтра с характеристикой $z(j\omega)$ при сигнале на входе $x(t)$ будет

$$\overline{y^2(t)} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} x_\omega z(j\omega)\, z^x(j\omega)\, d\omega, \tag{19}$$

где x_ω — спектральная плотность мощности сигнала $x(t)$, пропорциональная Фурье сопряженной от функции корреляции для $x(t)$. Между формулами (19) и (18) имеется аналогия. Действительно, в подинтегральном выражении (18) имеются два множителя, один из которых зависит только от флюктуаций среды и представляет Фурье, сопряженную от функции корреляции среды по двум координатам, а другой зависит исключительно от свойств аппаратуры. Нетрудно видеть, что функция $\Phi_{u,v}$ для приемного устройства аналогична функции $z(j\omega)$ для фильтра. К этой аналогии можно подойти и иначе, а именно, решая вопрос о дифракции волны на неоднородностях методом Рейли, т. е. применяя к теории дифракции интеграл Фурье.

Перейдем теперь к выяснению вида «резонансной кривой», т. е. функции $|\Phi_{u,v}|^2$ в зависимости от свойств реального приемного устройства.

«Резонансная кривая» приемного устройства и ее Фурье сопряженная

Согласно (17), величину $|\Phi_{u,v}|^2$ представим в виде

$$4|\Phi_{u,v}|^2 = r_v^2 r_u^2 + r_{-v}^2 r_{-u}^2 + 2 r_v r_{-v} r_u r_{-u} \cos\psi. \tag{20}$$

Величины r_v^2 и r_u^2 имеют вид:

$$\begin{aligned} r_v^2 &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} a_z\left(z - \frac{vL}{k}\right) e^{j\frac{kz^2}{2L}}\, dz \right|^2; \\ r_u^2 &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} a_y\left(y - \frac{uL}{k}\right) e^{j\frac{ky^2}{2L}}\, dy \right|^2; \end{aligned} \tag{21}$$

$$\psi = \frac{L}{k}(u^2 + v^2) + \sum_{i=1}^{4} \psi_i; \quad \operatorname{tg}\psi_i = \frac{im\, r_i}{re r_i}.$$

Произведем вычисление для случая, когда

$$\frac{L\lambda}{d^2} \gg 1. \tag{22}$$

При этом условии функции a_z и a_y можно считать медленно изменяющимися по сравнению с экспонентой под знаком интеграла (21). Учитывая это, имеем

$$\begin{aligned} r_v^2 &= a_z^2\left(\frac{vL}{k}\right) \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{kz^2}{2L}} \right|^2 = a_z^2\left(\frac{vL}{k}\right) \frac{2L}{k}\pi^2, \\ r_u^2 &= a_y^2\left(\frac{yL}{k}\right) \frac{2L}{k}\pi^2. \end{aligned} \tag{23}$$

Переход от (21) к (23) можно пояснить следующим образом. Интегралы вида (21) определяют освещенность от щели с заданной прозрачностью (функции a_y и a_z) в точках u и v. Условие (22) означает возможность воспользоваться при решении этой задачи приближением геометрической оптики. В самом деле, функции a_z, a_y существенно изменяются при изменении аргумента на величину порядка $\frac{\lambda}{\alpha} L$. При этом аргумент экспоненты (21) в силу (22) изменяется на величину, много бо́льшую π, что и говорит о применимости геометрического приближения. Формулы (23) дают как раз такое приближение.

В силу того же условия (22) член с $\cos\psi$ в (20) можно опустить, так как его вклад в интеграл (18) будет $b\frac{\sqrt{L\lambda}}{d}$ раз меньше вклада остальных членов.

Учитывая это и подставив вместо функций a_z и a_y их значения согласно (5) и (6), мы получим

$$|\Phi_{u,v}|^2 = \frac{L^2}{k^2}\pi^2 \frac{1}{g^u 4(0)} g^2(u)\,[g^2(v - k\theta) + g^2(v + k\theta)]. \tag{24}$$

По формуле (24) можно, зная характеристику направленности приемника, вычислить его «резонансную кривую». Как видно, она пропорциональна квадрату характеристики направленности, т. е. чем острее характеристика направленности, тем острее будет его «резонансная кривая». Изменение угла θ аналогично изменению настройки фильтра.

Для дальнейшего нам понадобится Фурье сопряженная от $|\Phi_{u,v}|^2$. Определим ее посредством уравнения

$$|\Phi_{u,v}|^2_{x,y} = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} |\Phi_{u,v}|^2 e^{j(ux+vy)}\, du\, dv. \tag{25}$$

Подставив (24) в (25), имеем

$$|\Phi_{u,v}|^2_{x,y} = \left(\frac{L^2}{k^2}\frac{\pi^2}{g^4(0)}\right)\left(\int\limits_{-\infty}^{\infty} g^2(u)\, e^{jux}\, du\right)\left(\int\limits_{-\infty}^{\infty} g^2(v)\, e^{jvy}\, dv\right) 2\cos k\theta y. \tag{26}$$

Пусть распределение колебаний по поверхности приемного устройства дается функцией $E(x)$. Как известно, эта функция пропорциональна Фурье, сопряженной от функции $g(u)$, т. е. между $E(x)$ и $g(u)$ есть следующая связь:

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} g(u)\, e^{jxu}\, du = g(0)\, 2\pi \frac{E(x)}{E_0},$$

где (27)

$$E_0 = \int\limits_{-\infty}^{\infty} E(x)\, dx.$$

В правой части (27) стоит спектральная плотность функции $g(u)$. В выражение (26) входит спектральная плотность квадрата $g(u)$.

Спектральная плотность квадрата функции $[f^2(t)]_\Omega$ через спектральную плотность функции $f\omega$ выражается следующим образом:

$$[f^2(t)]_\Omega = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} f_\omega(\omega)\, f^*_\omega(\omega-\Omega)\, d\omega. \tag{28}$$

Применяя равенство (28) к интегралам, входящим в (26), и учитывая (27), имеем

$$|\Phi_{u,v}|^2_{x,\,y} = \frac{L^2}{k^2}\pi^2(2\pi)^2\left(\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{E(\xi)\,E(\xi+x)}{E_0^2}d\xi\right)\left(\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{E(\xi)\,E(\xi+y)}{E_0^2}d\xi\right) 2\cos k\theta y. \tag{29}$$

Равенство (29) выражает Фурье, сопряженную от «резонансной кривой» через функции корреляции от распределения колебаний по поверхности приемника.

Интенсивность рассеяния от неоднородностей

Подставив в (18) значение $F_{u,\,v}$ из (15) и изменяя порядок интегрирования, имеем

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^4 x}{(2\pi)^4 L^2}\iiiint\limits_{-\infty}^{\infty} B(\xi,\ \eta,\ \zeta)\,|\Phi_{u,\,v}|^2 e^{-j(\eta u+\zeta v)}\, d\xi d\eta d\zeta du dv. \tag{30}$$

Учитывая (25), это можно записать в виде

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^4 x}{(2\pi)^4 L^2}\iiint\limits_{-\infty}^{\infty} B(\xi,\ \eta,\ \zeta)\,|\Phi_{u,\,v}|^2_{\eta,\,\zeta}\, d\xi\, d\eta\, d\zeta. \tag{31}$$

Или на основании (29)

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^2 x}{2} \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} B(\xi,\ \eta,\ \zeta) \cos(k\theta\zeta)\, K(\eta)\, K(\zeta)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta, \tag{32}$$

где

$$K(\eta) = \frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty} E(\xi)\, E(\xi+\eta)\, d\xi}{\left(\int\limits_{-\infty}^{\infty} E(\xi)\, d\xi\right)^2}. \tag{33}$$

Учитывая четность подинтегрального выражения, можно написать

$$\overline{A^2} = 4A_0^2 k_0^2 x \iiint\limits_{0}^{\infty} B(\xi,\ \eta,\ \zeta)\, K(\eta)\, K(\zeta) \cos k\theta\zeta\, d\xi\, d\eta\, d\zeta. \tag{34}$$

Прием рассеянного излучения «поршневым» приемником

Пусть распределение амплитуды по поверхности приемного устройства при подаче напряжения на его зажимы имеет вид прямоугольника:

$$E(\xi) = \begin{cases} E & \xi \leqslant d \\ 0 & \xi > d \end{cases}, \tag{35}$$

т. е. приемник в режиме излучения колеблется как прямоугольный поршень. Тогда

$$K(\eta) = \begin{cases} \frac{d-\eta}{d^2} & \eta < d \\ 0 & \eta \geqslant d. \end{cases} \tag{36}$$

$$\overline{A^2} = \frac{4A_0^2 k_0^2 x}{d^2} \int\limits_0^{\infty}\int\limits_0^{d}\int\limits_0^{d} B(\xi,\ \eta,\ \zeta)\, \frac{d-\eta}{d}\, \frac{d-\zeta}{d} \cos k\theta\zeta\, d\xi\, d\eta\, d\zeta. \tag{37}$$

Рассмотрим частные случаи:

1. Пусть приемник настолько большой, что функция $B(\xi,\ \eta,\ \zeta)$ изменяется быстро по сравнению с $K(\eta)$ и $K(\zeta)$, т. е. $d \gg l$, где l — масштаб корреляции. Тогда

$$\overline{A^2} = \frac{4A_0^2 k_0^2 x}{d^2} \iiint\limits_{0}^{\infty} B(\xi,\ \eta,\ \zeta) \cos k\theta\zeta\, d\xi\, d\eta\, d\zeta. \tag{38}$$

Введя в рассмотрение Фурье сопряженную от функции корреляции $B(\xi,\ \eta,\ \zeta)$

$$B_k = \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} B(\xi,\ \eta,\ \zeta)\, e^{j(w\zeta+u\eta+v\zeta)}\, d\xi\, d\eta\, d\zeta, \tag{39}$$

мы получим

$$\overline{A^2} = \frac{A_0^2 k_0^2 x}{2d^2} B_k(k\theta). \tag{40}$$

Введя эффективный поперечник рассеяния σ, посредством

$$\overline{A^2} = \frac{\sigma V_{\text{эфф}}}{L^2} A_0^2, \tag{41}$$

мы получим, положив эффективный объем рассеяния $V_{эфф}$ равным $x\left(\frac{\lambda}{d}L\right)^2$,

$$\sigma = \frac{(2\pi)^2}{2\lambda^4} B_k(k\theta). \tag{42}$$

По формуле (42) для конкретных функций корреляции получаются выражения, совпадающие с имеющимися в литературе. При этом заметим, что мы получили этот результат только при условии, что $d \gg l$. В этом случае направленность приемника становится очень острой и «резонансная кривая» начинает играть роль «пинцетного множителя» в выражении (18), практически отличного от нуля только при $v = k\theta$. Пользуясь этим, мы из формулы (18) сразу же получаем (40).

2. Пусть теперь $d \ll l$. При этом функция $B(\xi, \eta, \zeta)$ при интегрировании по η и ζ практически не изменяется. На этом основании (для $\theta = 0$) мы получаем

$$\overline{A^2} = A_0^2 k_0^2 x \int_0^\infty B(\xi, 0, 0)\, d\xi. \tag{43}$$

Этот результат совпадает с получаемым из формулы Обухова [5], если в ней положить флюктуации уровня малыми, а расстояния, проходимые волной,— большими. Заметим, что формула (43) имеет место только в случае, если выполнено условие $d \ll \lambda$ или, если $\theta = 0$. Для любого θ и d порядка или больше λ, но много меньшего l, мы имеем из (37)

$$\overline{A^2} = A_0^2 k_0^2 x \frac{\sin^2 \frac{k\theta d}{2}}{\left(\frac{k\theta d}{2}\right)^2} \int_0^\infty B(\xi, 0, 0)\, d\xi. \tag{44}$$

Формула (44) применима для случая остро направленных приемных устройств, но при таких неоднородностях, масштаб корреляции которых значительно превосходит размер приемного устройства d. При этом, если бы мы наблюдали рассеянное излучение при помощи приемника с $d' \gg l$, мы обнаружили бы, что рассеянное излучение обладает гораздо большей направленностью, чем приемное устройство размера d. Поэтому смысл выражения (44) состоит в том, что мы учитываем только рассеяние вперед, принимая его приемником с какой-то характеристикой направленности. Рассеяние, происходящее в сторону, мы учтем только, если примем, что $B(\xi, \eta, \zeta)$ как функция η и ζ изменяется на протяжении порядка d.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. G. Booker, N. E. Gordon. A theory of radio scattering in the troposphere. April, 1950. Proc. IRE, 38, 401—412.
2. F. Villars, V. F. Weisskopf. The scattering of electromagnetic waves by turbulent atmospheric fluctuations. Phys. Rev., 1954, 94, 232—240.
3. F. Villars, V. E. Weisskopf. On the scattering of radio waves by turbulent fluctuations of the atmosphere. Proc. IRE, Oktober, 1955, 43, 1232—1239.
4. Л. А. Чернов. Корреляция флюктуаций амплитуды и фазы при распространении волн в среде со случайными неоднородностями. Акуст. журн., 1955, 1, 1, 89—95.
5. А. М. Обухов. О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света. Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1953, 2, 153—165.

Н.-и. радиофизический институт
при Горьковском государственном
университете

Поступила в редакцию
22 января 1957 г.