ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVIII, № 6 РАДИОФИЗИКА 1985

УДК 538.56:519.25

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Б. М. Шевцов

Для поля обратно рассеянной волны рассмотрена функция когерентности произвольного порядка, проанализирован характер амплитудных и фазовых флуктуаций рассеянного излучения. Исследование проведено на основе полученного ранее решения для моментов коэффициента отражения от полупространства случайно-неоднородной среды.

В работе [1] на основе нелинейного уравнения для рассеянного назад поля [2], полученного методом инвариантного погружения, в скалярном, малоугловом и диффузионном приближениях найдено решение статистической задачи обратного рассеяния (ОР) для моментов коэффициента отражения от полупространства трехмерной случайно-неоднородной среды при гауссовых флуктуациях неоднородностей среды. Полученное решение описывает многократное рассеяние назад, но не учитывает эффекты, связанные с многократным рассеянием по направлению распространения [3]. В [1] при нахождении решения было показано, что в уравнениях для моментов коэффициента отражения члены, связанные с многократным рассеянием по направлению распространения, приближенно взаимно сокращаются, поэтому описываемые ими эффекты в первом приближении можно не учитывать. В слоистых средах отмеченные члены уравнений сокращаются точно, а аналогичные эффекты просто отсутствуют [4].

В [1] с помощью решения для моментов коэффициента отражения от полупространства исследованы одноточечные моменты интенсивности ОР. Представляет интерес рассмотреть тем же методом и более общую характеристику ОР—функцию когерентности поля произвольного порядка — и проанализировать характер амплитудных и фазовых флуктуаций рассеянного назад излучения.

Поле ОР $U(\rho, t)$, где ρ — двухмерный вектор на границе раздела сред, а t — время, можно представить в виде

$$U(\rho, t) = \int dp\, dq\, d\omega\, R(p,q,\omega) f(p, \omega) U_0(q, \omega) \exp(i\rho p - i\omega t), \qquad (1)$$

где $R(p,q,\omega)$ — коэффициент отражения от полупространства случайно-неоднородной среды, $f(p,\omega)$ — характеристика приемника, $U_0(q,\omega)$ — спектр падающего поля.

Для статистических моментов коэффициента отражения в скалярном, малоугловом ($|p|$, $|q| \ll \varkappa_0$, кроме того, $|\omega/c - \varkappa_0| \ll \varkappa_0$, где $\varkappa_0$ — характерное волновое число задачи, а c — скорость распространения излучения в среде) и диффузионном приближениях, при гауссовых флуктуациях среды и без учета слабых эффектов многократного рассеяния по направлению распространения, получено решение [1]

$$\langle\prod_{\nu,\mu=1}^{n} R(p_\nu, q_\nu, \omega_\nu) R^*(p_\mu, q_\mu, \omega_\mu)\rangle = \Delta(n)\beta\int_0^\infty dx \left(\frac{x}{x+2}\right)^n e^{-\beta x},$$

$$\Delta(n) = \prod_{\nu=\mu=1}^{n} \delta(p_\nu - q_\nu - p_\mu + q_\mu) F(p_\mu - q_\mu),$$

$$F(p-q) = (\varkappa_0^2/2D_0)\int_0^\infty d\zeta A(\zeta, p-q)\cos 2\varkappa_0\zeta,$$

$$D_0 = (\varkappa_0^2/2)\int_0^\infty d\zeta \int_{\tau<2\varkappa_0} d\tau A(\zeta, \tau)\cos 2\varkappa_0\zeta, \tag{2}$$

$$\beta = (1/2iD_0 n)\left[\sum_{\nu=1}^{n}(\sigma_{p_\nu,\omega_\nu} + \sigma_{q_\nu,\omega_\nu}) - \sum_{\mu=1}^{n}(\sigma^*_{p_\mu,\omega_\mu} + \sigma^*_{q_\mu,\omega_\mu})\right],$$

$$\sigma_{p,\omega} = \sqrt{k^2 - p^2} \simeq k - p^2(2\varkappa_0)^{-1}, \quad k = \varkappa + i\gamma, \quad \varkappa = \omega/c, \quad \gamma = \varkappa\tilde{\gamma}/2,$$

где $\tilde{\gamma}$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости рассеивающей среды, описывающая поглощение излучения. Действительная часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, \rho)$ — гауссово однородное случайное поле со статистическими характеристиками $\langle\varepsilon(x,\rho)\rangle = 0$,

$$\langle\varepsilon(x, \rho)\varepsilon(x', \rho')\rangle = B(x - x', \rho - \rho'),$$

$$A(\zeta, \tau) = (1/2\pi)^2\int d^2\rho B(\zeta, \rho)\exp(-i\tau\rho).$$

В (2) D_0 — параметр среды (коэффициент диффузии излучения), а $F(p-q)$ — характеристика неоднородностей среды, которая определяет угловой спектр ОР. Зададим ее в виде

$$F(p-q) = (l_\perp^2/2\pi)\exp[-l_\perp^2(p-q)^2/2], \quad l_\perp \geqslant 1/\sqrt{2}\varkappa_0. \tag{3}$$

Здесь знак равенства означает, что характерный продольный размер рассеивающих назад неоднородностей среды связан с параметром падающего поля $\varkappa_0$, а поперечный размер неоднородностей среды $l_\perp$ не может быть меньше продольного. При $l_\perp \to \infty$ осуществляется переход к слоистым средам, а при $l_\perp = 1/\sqrt{2}\,\varkappa_0$ — к трехмерным изотропным.

Зададим спектр падающего поля:

$$U_0(q, \omega) = \left[\frac{\alpha_\parallel \alpha_\perp^2}{c(2\pi)^{3/2}}\right]\exp\left[-\frac{\alpha_\perp^2 q^2}{2} - \frac{\alpha_\parallel^2(\omega/c - \varkappa_0)^2}{2}\right], \tag{4}$$

где $\alpha_\parallel$ и $\alpha_\perp$ — продольный и поперечный размеры падающего волнового пакета ($\alpha_\parallel = c\tau$, τ — длительность импульса), определим характеристику приемника:

$$f(p, \omega) = \exp(-p^2/2p_0^2), \quad p_0/\varkappa_0 = \Psi \ll 1, \tag{5}$$

где Ψ — угол избирательности приемника.

С помощью интегрирования выражений (2)—(5), согласно (1), можно получить функцию когерентности $2n$-го порядка (само интегрирование не вызывает затруднений, поскольку все выражения имеют гауссов вид):

$$\left\langle \prod_{\nu,\mu=1}^{n} U(\rho_\nu, t_\nu) U^*(\rho_\mu, t_\mu) \right\rangle = 2n \int_0^\infty dx \frac{x^{n-1}}{(x+2)^{n+1}} J(x),$$

$$J(x) = \exp(-2\gamma x/D_0) K^{-n}(x) J_0(x),$$

$$J_0(x) = \prod_{\nu=\mu=1}^{n} \exp[i\varkappa_0(t_\mu - t_\nu) - (x - D_0nct_\nu)^2/2\varphi_\parallel^2 n^2 -$$

$$-(x - D_0nct_\mu)^2/2\varphi_\parallel^2 n^2 - \rho_\nu^2/4H_1(x) -$$

$$-(\rho_\nu H_2(x)/2H_1(x) - \rho_\mu)^2/4H_3(x)], \tag{6}$$

где

$$\varphi_\parallel = \alpha_\parallel D_0,$$

$$H_1(x) = \frac{\alpha_\perp^2}{2} + \frac{l_\perp^2}{2} + \frac{1}{2p_0^2} - \frac{(\alpha_\perp^2 + l_\perp^2 - ix/\eta)^2}{4h},$$

$$H_2(x) = (\alpha_\perp^4 + x^2/\eta^2)/2h,$$

$$H_3(x) = \frac{\alpha_\perp^2}{2} + \frac{1}{2p_0^2} - \frac{ix}{\eta} - \frac{(\alpha_\perp^2 - ix/\eta)^2}{2h} - \frac{H_2^2(x)}{4H_1(x)},$$

$$K(x) = 1 + 2\frac{\alpha_\perp^2 + l_\perp^2}{\alpha_\perp^2 l_\perp^2 p_0^2} + 2\frac{\alpha_\perp^2 + l_\perp^2/2}{\alpha_\perp^4 l_\perp^2 p_0^4} + \frac{x^2}{d_\perp^4 \eta^2},$$

$$d_\perp^{-4} = 2\frac{1}{\alpha_\perp^4 l_\perp^2 p_0^2} + \frac{2\alpha_\perp^4 + 5\alpha_\perp^2 l_\perp^2 + 2l_\perp^4}{(\alpha_\perp^2 + l_\perp^2/2)\alpha_\perp^4 l_\perp^2},$$

$$h = \alpha_\perp^2 + l_\perp^2/2, \quad \eta = 2\varkappa_0 D_0 n.$$

При $\alpha_\parallel \to \infty$ в (6) осуществляется переход к стационарному случаю, а при $\alpha_\parallel \ll \sqrt{n}\, ct$ — к случаю короткого падающего импульса (дельта-импульса).

Нетрудно найти асимптотики выражения (6) в слоистых ($l_\perp \gg \alpha_\perp$) квазислоистых ($\alpha_\perp \gg l_\perp \gg 1/\sqrt{2}\,\varkappa_0$) и трехмерных изотропных средах ($l_\perp = 1/\sqrt{2}\,\varkappa_0$).

Видно, что выражение (6) отлично от нуля, если все t_ν и t_μ сосредоточены на временном интервале порядка τ. Отсюда можно сделать вывод, что временные радиусы корреляции как поля, так и интенсивности ОР есть величины порядка τ, не зависящие от времени.

Для задач локации и зондирования представляет интерес рассмотрение нестационарного ОР при коротком падающем импульсе. Исследуем в этом случае поперечную функцию когерентности, под которой будем понимать обычную функцию когерентности при $t_\nu = t_\mu = t$. Если $\alpha_\parallel \ll \sqrt{n}\, ct$, то выражение (6) для нее дает асимптотику

$$\left\langle \prod_{\nu,\mu=1}^{n} U(\rho_\nu, t) U^*(\rho_\mu, t) \right\rangle = 2n\varphi_\parallel \sqrt{\pi n} \times$$

$$\times \frac{(nT)^{n-1}}{(nT+2)^{n+1}} \frac{\exp(-2\gamma nT/D_0)}{[K(nT)]^n} P(\rho_\nu^+, \Delta\rho_\nu, nT); \tag{7}$$

$$P(\rho_\nu^+, \Delta\rho_\nu, nT) = \prod_{\nu=1}^{n} \exp\{-(\rho_\nu^+ - \Delta\rho_\nu)^2/4H_1(x) -$$

$$- [(1 - H_2(x)/2H_1(x))\rho_\nu^+ + (1 + H_2(x)/2H_1(x))\Delta\rho_\nu]^2/4H_3(x)\}_{x=nT}, \tag{8}$$

$$T = D_0 ct, \quad \rho_\nu^+ = (\rho_\nu + \rho_\mu)/2, \ \Delta\rho_\nu = (\rho_\mu - \rho_\nu)/2, \quad \mu = \nu.$$

Полагая в (8) $n=1$ и $\rho_\nu^+=0$, можно найти поперечный радиус корреляции поля $\rho_\perp$ на оси падающего нестационарного пучка,

$$2\rho_\perp^2 = (4H_1(x)H_3(x)/M(x))\,|_{x=nT}, \tag{9}$$

$$M(x) = \alpha_\perp^2 [1 + 1/\alpha_\perp^2 p_0^2 + x^2/\alpha_\perp^2(\alpha_\perp^2 + l_\perp^2/2)\eta^2].$$

Полагая в (8) $n=2$ и $\Delta\rho_\nu=0$, можно найти радиус корреляции интенсивности ОР $\tilde{\rho}_\perp$,

$$2\tilde{\rho}_\perp^2 = (4H_1(x)H_3(x)/\tilde{M})\,|_{x=nT},$$

$$\tilde{M} = \alpha_\perp^2 [1 + 1/\alpha_\perp^2 p_0^2 - \alpha_\perp^2/(\alpha_\perp^2 + l_\perp^2/2)]. \tag{10}$$

Исследуем выражения (9) и (10) на примере изотропных сред ($l_\perp = 1/\sqrt{2}\,\varkappa_0$), для которых получается

$$2\rho_\perp^2 = \frac{1}{(\Psi\varkappa_0)^2}\left[1 + \frac{(\Psi/2)^2 T^2}{\alpha_\perp^2 D_0^2}\right]\left[1 + \frac{(1/2\alpha_\perp\varkappa_0)^2 T^2}{\alpha_\perp^2 D_0^2}\right]^{-1}; \tag{11}$$

$$2\tilde{\rho}_\perp^2 = \alpha_\perp^2 [1 + (\Psi/2)^2 T^2/\alpha_\perp^2 D_0^2]. \tag{12}$$

Обычно $\Psi \gg 1/\alpha_\perp\varkappa_0$, поэтому при анализе (11) и (12) можно выделить три зоны. В волновой зоне

$$(\Psi/2)T/\alpha_\perp D_0 \ll 1, \quad \rho_\perp \simeq 1/\sqrt{2}\Psi\varkappa_0, \quad \tilde{\rho}_\perp \simeq \alpha_\perp.$$

В зоне Френеля

$$(\Psi/2)T/\alpha_\perp D_0 \gg 1, \text{ но } T \ll 2\alpha_\perp^2 \varkappa_0 D_0, \quad \rho_\perp \simeq ct/2\sqrt{2}\alpha_\perp\varkappa_0, \quad \tilde{\rho}_\perp \simeq (\Psi/2)ct.$$

В зоне Фраунгофера $T \gg 2\alpha_\perp^2\varkappa_0 D_0$, $\rho_\perp \simeq \alpha_\perp$, $\tilde{\rho}_\perp \simeq (\Psi/2)ct$. Если рассматривать $\rho_\perp$ как радиус корреляции фазы, а $\tilde{\rho}_\perp$ — как радиус корреляции амплитуды поля ОР, то можно сделать вывод, что, согласно найденным выше асимптотикам выражений (11) и (12), фаза поля по сравнению с амплитудой (интенсивностью) испытывает более частые флуктуации в зависимости от координаты ρ. Для сравнения отметим, что в слоистых средах

$$2\rho_\perp^2 = 2\tilde{\rho}_\perp^2 = \alpha_\perp^2 [1 + T^2/(\alpha_\perp^2 \varkappa_0 D_0)^2], \tag{13}$$

а это указывает на отсутствие мелкомасштабных флуктуаций фазы, что хорошо согласуется с механизмом рассеяния в слоистых средах. На примере изотропных сред покажем, что амплитуда поля (интенсивность) ОР не флуктуирует в зависимости от координаты ρ. Для этого рассмотрим одноточечные моменты интенсивности ОР $\langle I^n \rho, t)\rangle$, где $I(\rho, t) = U(\rho, t) U^*(\rho, t)$. Полагая в (7) $\rho_\nu = \rho_\mu = \rho$ и $l_\perp = 1/\sqrt{2}\varkappa_0$ (изотропные среды), получим

$$\langle I^n(\rho, t)\rangle = 2n\sqrt{\pi n}\varphi_\parallel \left(\frac{\Psi}{2}\right)^{2n} (\pi\alpha_\perp^2)^n \frac{(nT)^{n-1}}{(nT+2)^{n+1}} \times$$

$$\times \exp(-2\gamma nT/D_0)\, Q_0^n(\rho, T); \tag{14}$$

$$Q_0(\rho, T) = (1/2\pi\tilde{\rho}_\perp^2) \exp(-\rho^2/2\tilde{\rho}_\perp^2), \tag{15}$$

где $\tilde{\rho}_\perp$ определяется соотношением (12). Выражение (14) было впервые получено в [1]. Видно, что моменты интенсивности отличны от нуля в круге с радиусом, равным радиусу корреляции интенсивности. Площадь круга, в котором моменты интенсивности отличны от нуля, можно рассматривать как апертуру ОР, тогда получается, что интенсивность скоррелирована на всей апертуре, а это и говорит об отсутствии флуктуаций интенсивности (амплитуды поля) ОР в зависимости от координаты ρ. Однако существуют флуктуации рассматриваемой величины в зависимости от времени. Покажем это, вычисляя относительную дисперсию интенсивности (индекс мерцания) ОР σ_I^2.

Согласно (14), находим

$$\sigma_I^2 = (1/4\varphi_\parallel)\sqrt{2/\pi}\; T(T+2)^4 (T+1)^{-3}. \tag{16}$$

Выражение (16) также было получено и обсуждалось в [1]. Здесь лишь отметим, что оно указывает на рост флуктуаций интенсивности ОР, который связан с нестационарностью падающего поля, причем в области многократного рассеяния назад ($T \gg 1$) этот рост увеличивается.

Для сравнения рассмотрим одноточечные моменты интенсивности в случае изотропных сред и стационарного ОР, при котором флуктуации интенсивности могут быть малы или вообще отсутствовать. С помощью (6) можно исследовать и фазовые флуктуации стационарного поля ОР, однако на этом здесь останавливаться не будем. Для одноточечных моментов интенсивности ($\rho_\nu = \rho_\mu = \rho$) при стационарном падающем поле ($\alpha_\parallel \to \infty$) и в случае изотропных сред ($l_\perp = 1/\sqrt{2}\varkappa_0$) согласно (6) получается выражение

$$\langle I^n(\rho)\rangle = 2n(\pi\alpha_\perp^2)^n (\Psi/2)^{2n} \int_0^\infty dx \frac{x^{n-1}}{(x+2)^{n+1}} \times$$

$$\times \exp(-2\gamma x/D_0)\, Q_0^n(\rho, x/n), \tag{17}$$

где $Q_0(\rho, x/n)$ определяется формулой (15). Найдем некоторые асимптотики соотношения (17).

Рассмотрим случай широкого пучка (квазиплоской волны) при $(\Psi/2)^{-1} 2\gamma\alpha_\perp n \gg 1$ или $(\Psi/2)^{-1} D_0 \alpha_\perp n \gg 1$. Асимптотика (17) будет иметь вид

$$\langle I^n(\rho)\rangle \simeq (\Psi/2)^{2n}\exp(-n\rho^2/\alpha_\perp^2)\, I_0(n, 2\gamma/D_0),$$

$$I_0(n, 2\gamma/D_0) = 2n\int\limits_0^\infty dx\,\frac{x^{n-1}}{(x+2)^{n+1}}\,e^{-2\gamma x/D_0}, \tag{18}$$

I_0 — решение одномерной задачи [5].

При $2\gamma/D_0 \ll 1$ $I_0 \simeq 1, \sigma_I^2 \simeq 0$. При $2\gamma/D_0 \gg 1$ $I_0 \simeq n!\,(D_0/2\gamma)^n/2^n$, $\sigma_I^2 \simeq 1$. Рассмотрим случай узкого пучка, например, при $\gamma = 0$ и $(\Psi/2)^{-1}D_0\alpha_\perp n \ll 1$. Исследуем сначала моменты интенсивности в центре пучка ($\rho = 0$). При этих условиях асимптотика (17) получается в следующем виде:

$$\langle I^n(0)\rangle \simeq (\Psi\alpha_\perp D_0/4)^n n^{n+1}\Gamma^2(n/2)/2(n-1)!, \tag{19}$$

где $\Gamma(n/2)$ — гамма-функция от дробного аргумента, $\sigma_I^2 \simeq (4/\pi)^2 - 1$. Следует отметить, что флуктуации интенсивности для узкого пучка возросли по сравнению со случаем квазиплоской волны при $\gamma = 0$.

Рассмотрим опять случай узкого пучка при $\gamma = 0$ и $(\Psi/2)^{-1}D_0\alpha_\perp n \ll \ll 1$, но моменты интенсивности найдем вне апертуры пучка при $\sqrt{n}\,\rho/\alpha_\perp \gg 1$. Здесь возможны две ситуации.

При $(\Psi/2)^{-1}D_0\alpha_\perp n \ll 2\alpha_\perp/\sqrt{n}\,\rho$ (ближняя к центру пучка область по ρ) асимптотика (17) будет иметь вид

$$\langle I^n(\rho)\rangle \simeq (\Psi D_0\alpha_\perp n/2)^n n\Gamma(n/2)\,(\alpha_\perp^2/n\rho^2)^{n/2}/2^{n+1}, \quad \sigma_I^2 \simeq 8/\pi - 1. \tag{20}$$

Отметим незначительное (примерно в два раза) увеличение флуктуаций интенсивности по сравнению с центром пучка.

При $(\Psi/2)^{-1}D_0\alpha_\perp n \gg 2\alpha_\perp/\sqrt{n}\rho$ (дальняя от центра пучка область по ρ) асимптотика (17) будет иметь вид

$$\langle I^n(\rho)\rangle \simeq (\Psi/2)^{n+1}\Gamma(n+1/2)\,(\alpha_\perp^2/n\rho^2)^{n+1/2}/\alpha_\perp D_0,$$

$$\sigma_I^2 \simeq (3/4\sqrt{2\pi})\,(\Psi/2)^{-1}\alpha_\perp D_0(\rho/\alpha_\perp). \tag{21}$$

Отметим существенное изменение характера флуктуаций с увеличением ρ. Данный эффект связан с конечными размерами падающего пучка.

Подводя итог рассмотрению флуктуаций интенсивности в стационарном и нестационарном ОР, можно отметить их характерную особенность: они становятся сильными вне пределов волнового пакета (пучка).

Выше, на примере изотропных сред, были рассмотрены статистические характеристики ОР. Аналогично можно исследовать их в случае слоистых и квазислоистых сред, при этом решения изменятся лишь с точностью до замены комбинаций параметров задачи.

В связи с тем, что в литературе поднимается вопрос о применении линейной теории переноса излучения для описания ОР [6], представляет интерес сравнение статистического решения задачи ОР (для средней интенсивности в нестационарном случае, см. выражение (14) при $n = 1$) с феноменологическим решением, найденным в области однократного [7, 8] и многократного [9] рассеяния назад. Аналогичное сравнение проводилось в случае слоистых сред [4]. При этом был сделан вывод о невозможности применения теории переноса в области многократного рассеяния назад.

Если в статистическом решении (14) при $n = 1$ параметр D_0 приравнять феноменологическому параметру—изотропной части коэффициента рассеяния, а 2γ — феноменологическому коэффициенту поглощения, то выражение (14) ($n=1$) просто совпадает с результатами работ [7, 8] в области однократного рассеяния и несущественно разойдется в области однократного рассеяния назад, но многократного по направлению распространения. Это незначительное расхождение можно отнести за счет приближенного характера статистического решения, не учитывающего многократное рассеяние по направлению распространения. Таким образом, можно сделать вывод, что статистическое и феноменологическое решения хорошо согласуются в области однократного рассеяния назад.

. Соотношение между двумя решениями существенно меняется в области многократного рассеяния назад. Сравним (14) при $n=1$ с результатами работы [9]. В области многократного ОР ($T \gg 1$) решение (14) при $n=1$ и $\rho=0$ в волновой зоне, соответствующей случаю плоского импульса, дает $\langle I \rangle \propto t^{-2} \exp(-2\gamma ct)$, а в зонах Френеля и Фраунгофера, соответствующих случаю ограниченного по размеру источника, — $\langle I \rangle \propto t^{-4} \exp(-2\gamma ct)$. Феноменологическое решение [9] в случае плоского импульса дает $\langle I \rangle_{\text{ф}} \propto t^{-3/2} \exp(-2\gamma ct)$, а в случае ограниченного по размеру источника — $\langle I \rangle_{\text{ф}} \propto t^{-5/2} \exp(-2\gamma ct)$. В двух последних выражениях использованы статистические обозначения.

Заметим, что вторая феноменологическая асимптотика представляется несколько завышенной по сравнению с первой. Учет геометрического фактора при переходе от первой асимптотики ко второй дает степень минус 2, а, значит, вместо второй асимптотики должна быть $\langle I \rangle_{\text{ф}} \propto t^{-7/2} \exp(-2\gamma ct)$. Первая и третья феноменологические асимптотики согласуются с аналогичными результатами в слоистых средах [4], а вторая — нет.

Независимо от того, какую взять асимптотику решения теории переноса (вторую или третью), феноменологическое решение, по сравнению со статистическим, дает более медленное затухание рассматриваемой величины как в случае плоского импульса, так и в случае ограниченного по размеру источника. Это говорит о том, что оба решения по-разному учитывают многократное ОР. Такой вывод можно сделать и из вида исходных уравнений. Дело в том, что поле ОР в статистической теории описывается нелинейным уравнением [2], исходя из которого нельзя получить замкнутого линейного уравнения переноса излучения.

В статистической теории ОР существуют два других приближенных метода: обычная [6] и модифицированная [10] теории возмущений в приближении однократного рассеяния, которые применимы, как показывает сравнение с рассмотренным решением, в области однократного рассеяния, а обычная теория возмущений (борновское приближение) еще и при условии сильного поглощения. С точностью до эффектов многократного рассеяния по направлению распространения результаты этих двух приближенных методов можно использовать и в области однократного рассеяния назад.

В заключение отметим, что слабые эффекты в ОР от многократного рассеяния по направлению распространения в статистическом решении можно учесть, например, по теории возмущений в уравнениях для статистических характеристик ОР (например, в уравнениях для моментов коэффициентов отражения, полученных в работе [1]).

Автор выражает глубокую благодарность В. И. Кляцкину за полезные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шевцов Б. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 4, с. 434.
2. Бабкин Г. И., Кляцкин В. И., Любавин Л. Я. — ДАН СССР, 1980, 250, с. 1112.
3. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. — УФН, 1982, 137, вып. 3, с. 501.
4. Шевцов Б. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 9, с. 1032.
5. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1980.
6. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. — М.: Наука, 1978.
7. Ермаков Б. В., Ильинский Ю. А. — Изв. вузов—Радиофизика, 1969, 12, № 5, с. 694.
8. Долин Л. С., Савельев В. А. — Изв. АН СССР, Сер. физика атмосферы и океана, 1971, 7, № 5, с. 505.
9. Зеге Э. П., Кацев И. Л. — Изв. АН СССР. Сер. физика атмосферы и океана. 1972, 8, № 9, с. 945.
10. Шевцов Б. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 11, с. 1351.

Тихоокеанский океанологический институт
ДВНЦ АН СССР

Поступила в редакцию
16 марта 1984 г.

THE STATISTICAL CHARACTERISTICS OF THE BACK SCATTERING FIELD

B. M. Shevtsov

The coherence function of the arbitrary order has been considered for the back scattering field on the basis of earlier obtained solution for the moments of the reflection coefficient by the half-space of the randomly inhomogeneous medium. The character of back scattering wave amplitude and phase fluctuations has been investigated.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1985.—20 л.

В книге впервые в мировой литературе нашло отражение современное состояние одной из ведущих проблем квантовой электроники и нелинейной оптики, связанной с созданием мощных лазеров с идеальной направленностью и доставкой лазерной энергии без потерь на рассеяние. Основной упор сделан на физику процессов, приводящих к обращению волнового фронта при вынужденном рассеянии, четырехволновом смешении, обращении поверхностью и других методах. Много места уделено вопросам вынужденного рассеяния, нелинейной оптики кубичных сред, дифракции спекл-полей.

Для научных работников и инженеров, работающих в области квантовой электроники и нелинейной оптики, а также аспирантов и студентов, специализирующихся в этих областях и интересующихся современной оптикой.

Клименко И. С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1985. — 17 л.

Книга представляет собой введение в голографию сфокусированных изображений и спекл-интерферометрию, играющих существенную роль в понимании физического механизма голографии. Этот метод интерференционных измерений реализуется на основе использования одной из разновидностей голограмм сфокусированных изображений. На развитие спекл-интерферометрии заметное влияние оказали методы голографической интерферометрии.

Для научных работников и инженеров, занимающихся голографией и ее приложениями, специалистов смежных областей, заинтересованных в использовании когерентно-оптических и голографических методов, а также аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.