вспомогательного излучения, при этом затраты времени на проведение расчетов будут незначительны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тарасов А. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. — М.: Радио и связь, 1981. — 350 с.
2. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л, Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. — М.: Сов. радио, 1967.
3. Урмаев А. С. Основы моделирования на АВМ. — М. Наука, 1978. — 319 с.
4. Дробышевич В. И., Дымников В. П, Ривин Г. С. Задачи по вычислительной математике — М. Наука, 1980. — 143 с.
5. Ярив А Квантовая электроника Пер. с англ / Под ред Я. И. Ханина. — М. Сов. радио, 1980 —487 с.
6. Кочанов Н. С. Основы синтеза линейных электрических цепей во временной области. — М.: Связь, 1967.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию
19 мая 1987 г.

УДК 538.573

О НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА СЛОИСТУЮ СТОХАСТИЧЕСКУЮ СРЕДУ

Г. В. Попов, И. О. Ярощук

В работе [1] исследовалась задача распространения плоской волны в слоистой случайно-неоднородной среде при малых значениях волнового числа Такая ситуация возникает, например, при наклонном падении плоской волны на слой слоистой среды Было, в частности, установлено, что с уменьшением величины волнового числа статистические характеристики поля могут значительно различаться с диффузионным приближением [2]. Заметим, что варьирование угла падения волны вызывает не только изменение волнового числа в задаче, но и порождает изменение коэффициента диффузии и затухания волны в среде. Настоящая работа, являясь дополнением [1], посвящена изучению влияния этих факторов на статистические характеристики поля в полупространстве случайно-неоднородной среды.

Пусть слой среды занимает часть пространства $H_0 \leqslant x \leqslant H$ (далее считаем $H_0 \to -\infty$) и справа на него падает плоская наклонная волна $U_0(x, \rho) = \exp[ip(H-x)+iq\rho]$, где ρ — радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной к оси x, q — проекция волнового вектора на эту плоскость, $p^2 = k^2 - q^2$. Если $\varepsilon(x)$ — флуктуации диэлектрической проницаемости, а γ — поглощение в слое (вне слоя $\varepsilon=\gamma=0$), то внутри неоднородного слоя волновое поле $U(x, \rho) = u(x) \exp(iq\rho)$ описывается уравнением

$$(d^2/dx^2)\, u\,(x) + [p^2+k^2(\varepsilon(x)+i\gamma)]u(x) = 0 \tag{1}$$

при условии непрерывности поля и его производных на границах слоя Будем далее предполагать, что $\varepsilon(x)$ — гауссов белый шум,

$$\langle\varepsilon(x)\rangle = 0, \quad \langle\varepsilon(x)\varepsilon(x')\rangle = 2\sigma^2 l\delta(x-x')\,.$$

Если ввести параметр $\theta = \cos\varphi$, где φ — угол между нормалью к слою и волновым вектором, то уравнения погружения, эквивалентные задаче (1), в переменных $h = HD$, $\tilde{x}=xD$ (далее у x тильду не пишем, $D=k^2\sigma^2 l/2$ — коэффициент диффузии задачи (1) при $\varphi=0$) имеют вид [2]

$$(\partial/\partial h)u(x,h) = [i\alpha\theta + \theta^{-1}(i\varepsilon_1(h) - \beta/2)u_h]\, u\,(x,h)\,,$$

$$u(x,\ x) = u_x\,; \tag{2а}$$

$$(d/dh)u_h = 2i\alpha\theta\,(u_h - 1) + \theta^{-1}(i\varepsilon_1(h) - \beta/2)\, u_h^2, \quad u_{h_0} = 1\,. \tag{2б}$$

Здесь $\langle\varepsilon_1(h)\,\varepsilon_1\,(h')\rangle = \delta(h-h')$, $\alpha = k/D$, $\beta = k\gamma/D$. Отметим, что если нормировку уравнений погружения выполнить на коэффициент диффузии поля для произвольного угла падения $\tilde{D} = D\,\theta^2$, то уравнения (2а), (2б) будут иметь тот же вид, как и в случае нормального падения волны, если только вместо α записать $\tilde{\alpha}=\alpha\theta^3$, а вместо β записать $\tilde{\beta} = \beta\theta$.

При выполненных расчетах уравнений (2а), (2б), следуя работе [1], выбирались $\alpha=25$, $\beta=\{1; 0{,}08\}$, $\Delta h = 0{,}01$, а угол φ варьировался от 0 до 90°.

На рис. 1 представлены результаты вычислений моментов модуля коэффициента отражения волны от слоя $(R_h = u_h - 1)$ $\langle |R_h|^{2n}\rangle$ $(n=1; 2)$ для $\beta=0{,}08$ (кривые *4* и *3* соответственно) и для $\beta = 1$ (кривые *2* и *1*). Так как с увеличением угла φ $\tilde{\beta}\to 0$, то волна полностью отражается полупространством случайно-неоднородной среды $\langle |R_h|^{2n}\rangle \to 1$. В отличие от диффузионного приближения [2] при $\varphi\to 90°$ интенсивность поля на границе $J_h = u_h u_h^*$ становится исчезающе мала. Дело в том, что $\langle J_h\rangle = 1 + \langle |R_h|^2\rangle + \langle R_h + R_h^*\rangle$ и при больших $\tilde{\alpha}$ величина $\langle R_h + R_h^*\rangle \sim 0$ за счет быстрых осцилляций, а с ростом φ $\tilde{\alpha}\to 0$, что вызывает усиление корреляции встречных волн [1] и величина $\langle R_h + R_h^*\rangle \to -2$. На рис. 2 представлен график $\langle R_h + R_h^*\rangle$ в зависимости от φ для $\beta=1$ и $\beta=0{,}08$. Два значения β на рис. 2 неразличимы, так как всегда $\tilde{\beta} = \beta\theta \to 0$ с увеличением угла φ. Последнюю величину можно приближенно оценить по формуле [1]

$$\langle R_h + R_h^*\rangle = -(\tilde{\beta}+3)(\tilde{\beta}+2)[(3+\tilde{\beta})^2+4\tilde{\alpha}^2]^{-1},$$

которая вполне удовлетворительно соответствует результатам расчета при $\varphi \lesssim 40°$.

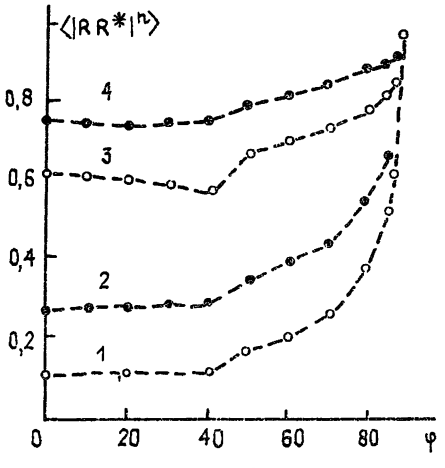

Рис. 1.

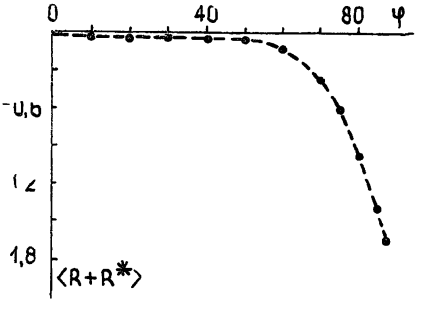

Рис. 2.

В заключение отметим, что моделирование моментов интенсивности поля внутри неоднородной среды $\langle J^n(h-x)\rangle$ не привело к какому-либо качественному различию с результатами [1]. При $\varphi\to 90°$ распределение $\langle J^n(h-x)\rangle$ имеет малое значение на границе $(\langle J^n(0)\rangle \to 0)$, и далее в глубь полупространства моменты интенсивности спадают как $\exp[-\lambda(h-x)]$ с небольшими осцилляциями, причем λ неограниченно растет с увеличением угла φ.

Авторы выражают благодарность В. И Кляцкину за полезные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ярощук И. О. // Радиофизика 1986. Т 29. № 11. С. 1392. (Изв. высш. учеб. заведений).
2. Кляцкин В. И. Метод погружения в теории распространения волн. — М.: Наука, 1986.

Тихоокеанский океанологический институт
ДВО АН СССР

Поступила в редакцию
25 сентября 1987 г.

УДК 538.3

ИЗЛУЧЕНИЕ УСКОРЕННО ДВИЖУЩЕЙСЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ПЕРЕСЕКАЮЩЕЙ ВОЛНОВОД ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО ЕГО ОСИ

Э. А. Беглоян, Э. Д. Газазян, Э. М. Лазиев

При решении задач излучения заряженных частиц в волноводе [1, 2] не рассматривались вопросы, связанные с наличием ускорения частицы. В настоящей работе