СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Афанасьев Н. Г., Савицкий Г. А., Шарданов А. Х. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия Физика высоких энергий и атомного ядра. Вып. 2(14). Харьков, 1975, с. 25. [2] Афанасьев Н. Г., Савицкий Г. А., Шарданов А. Х. Там же, с. 23. [3] Борзов И. Н., Камерджиев С. П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, **41**, с. 4. [4] Гисматулин Ю. Р. Там же, 1981, **45**, с. 674. [5] Афанасьев Н. Г. и др. ЖЭТФ, 1967, **37**, с. 1671. [6] Madsen V. A., Henley E. M. Nucl. Phys., 1962, **33**, p. 1. [7] Высоцкий Г. Л., Высоцкая А. В. Ядерная физика, 1969, **9**, с. 1177.

Поступила в редакцию
10.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.87:621.371

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНИХ ЛУЧЕВЫХ ТРАЕКТОРИЙ В ИОНОСФЕРНОМ СЛОЕ С ИЗОТРОПНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В. Д. Гусев, И. Г. Васильева

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследования последнего времени показывают, что случайные неоднородности среды играют большую роль при ионосферном распространении радиоволн [1, 2]. При распространении в случайно-неоднородной среде волна подвергается возмущающему воздействию неоднородностей и траектория луча может отклоняться от невозмущенной. Данная работа посвящена исследованию средних лучевых траекторий в ионосферном слое с изотропными неоднородностями во втором приближении геометрической оптики (ГО).

Для последующих расчетов используются лучевые уравнения в стандартной форме [1]:

$$d\mathbf{p}/d\sigma=\nabla n, \qquad (1)$$

где σ — путь вдоль траектории луча; $\mathbf{p}=n\mathbf{S}$, $\mathbf{S}$ — единичный вектор, касательный к траектории луча; n — показатель преломления среды. Для случайно-неоднородной среды с рефракцией диэлектрическая проницаемость записывается в виде

$$\varepsilon(\mathbf{r})=\varepsilon_0(z)+\varepsilon_1(x, y, z),$$

$\varepsilon_0(z)$ — детерминированная, а ε_1 — случайная функция координат, причем $\sigma_{\varepsilon_1}\ll\varepsilon_0$. Ограничимся линейной аппроксимацией детерминированной части диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_0(z)=1-z/z_0$.

Рассмотрим наклонное падение волны на слой, выбирая в качестве плоскости падения плоскость XZ и используя x и z в качестве независимых переменных для соответствующих компонент вектора $\mathbf{p}$. Тогда из (1) с учетом соотношения $\mathbf{S}=d\mathbf{r}/d\sigma$ можно получить следующие решения:

$$p_x=\sqrt{p_{x0}^2+\int\limits_0^x\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial x}dx},\quad p_z=\sqrt{p_{z0}^2+\int\limits_0^z\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial z}\partial z},\quad p_y=\frac{1}{2}\int\limits_0^x\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial y}\frac{dx}{p_x}, \qquad (2)$$

где $p_{x0}^2=\sin^2\theta_{00}$; $p_{z0}^2=\cos^2\theta_{00}-z/z_0$; $p_{y0}=0$; θ_{00} — угол падения волны на слой. Учитывая (2), запишем условие отражения луча от слоя $p_z=0$ в развернутом виде:

$$\cos^2\theta_{00}-\frac{z_{\text{отр}}}{z_0}+\int\limits_0^{z_{\text{отр}}}\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial z}dz=0. \qquad (3)$$

Из (2) следует, что уровень отражения возмущенной траектории в общем случае не совпадает с уровнем отражения невозмущенной траектории $z_0\cos^2\theta_{00}$. Пусть уровень отражения возмущенной траектории записывается следующим образом:

$$z_{\text{отр}}=z_0\cos^2\theta_{00}-\Delta z, \tag{4}$$

где Δz можно определить из (3):

$$\Delta z=-z_0\int\limits_0^{z_{\text{отр}}}\frac{\partial\varepsilon_{1\text{в}}}{\partial z}dz=-z_0U_{\text{в}}. \tag{5}$$

Здесь и ниже индексы «в» и «н» будут обозначать величины, относящиеся к восходящей и нисходящей ветвям траектории. Если отражение возмущенной траектории может происходить и выше, и ниже уровня отражения невозмущенной траектории (случай слабых неоднородностей), т. е. $U_{\text{в}}$ является знакопеременной величиной, то $\overline{\Delta z}=0$ в первом приближении ГО. Для достаточно интенсивных мелкомасштабных изотропных неоднородностей радиуса a при выполнении условия

$$\sigma_{\varepsilon_1}z_0/a\geqslant 2 \tag{6}$$

отражение возмущенной траектории будет происходить только ниже уровня отражения невозмущенной траектории. Формула (6) получена при условии, что число пересечений случайной функции $U_{\text{в}}$ в (3) с детерминированной прямой [3] больше одного. Тогда $U_{\text{в}}<0$ и для нормальных флуктуаций

$$\overline{\Delta z}=-z_0\overline{U}_{\text{в}}=-z_0\sigma_U\sqrt{2/\pi},$$

т. е. $\overline{\Delta z}$ для этого случая имеет составляющую в первом приближении ГО.

Для получения Δz во втором приближении ГО следует учесть, что случайная часть диэлектрической проницаемости должна быть записана в виде

$$\varepsilon_1=\varepsilon_1[x_0+x_1(z),\ y_1(z),\ z],$$

где x_0 — детерминированная, а x_1, y_1 — случайные части координат. При этом

$$\begin{aligned}\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial z}&=\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial z}(x_0,y,z)+\frac{\partial^2\varepsilon_1(x_0,y,z)}{\partial z\partial x}x_1+\frac{\partial^2\varepsilon_1(x_0,y,z)}{\partial z\partial y}y_1,\\ \frac{\partial\varepsilon_1}{\partial y}&=\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial y}(x_0,y,z)+\frac{\partial^2\varepsilon_1(x_0,y,z)}{\partial y\partial x}x_1+\frac{\partial^2\varepsilon_1(x_0,y,z)}{\partial y^2}y_1.\end{aligned} \tag{7}$$

Величины x_1 и y_1 можно найти из определений направляющих косинусов траектории:

$$x_1=\int\limits_0^{z_{\text{отр}}}\left(\frac{p_x}{p_z}-\frac{p_{x0}}{p_{z0}}\right)dz,\quad y_1=\int\limits_0^{z_{\text{отр}}}\frac{p_y}{p_z}dz. \tag{8}$$

Подставляя (7) в (5) и усредняя полученное выражение, найдем $\overline{\Delta z}$ во втором приближении ГО, которое в силу структуры формул (5) и (7) будет одинаково для случаев наличия в слое сильных и слабых неоднородностей:

$$\overline{\Delta z}=-z_0\int\limits_0^{z_{\text{отр}}}\overline{\left(\frac{\partial^2\varepsilon_1}{\partial z\partial x}x_1+\frac{\partial^2\varepsilon_1}{\partial z\partial y}y_1\right)}dz. \tag{9}$$

Для того чтобы корректно записать решения (2) на выходе из слоя во втором приближении ГО, следует учесть наличие у траектории восходящей и нисходящей ветвей. Интегрируя (1), запишем решение лучевого уравнения для p_z для нисходящей ветви траектории:

$$p_{z\text{н}}^2=\varepsilon_0(z)-\varepsilon_0(z_{\text{отр}})-\int\limits_z^{z_{\text{отр}}}\frac{\partial\varepsilon_{1\text{н}}}{\partial z}dz. \tag{10}$$

Тогда

$$p_{z\,\text{вых}}^2=1-\varepsilon_0(z_{\text{отр}})-U_{\text{н}},$$

где

$$\varepsilon_0(z_{\text{отр}})=1-z/z_{\text{отр}}=\sin^2\theta_{00}+\Delta z/z_0,$$

а Δz в первом и втором приближениях определяется из (5) и (9). Извлекая квадратный корень из (10) и разлагая его в ряд Тейлора с точностью до членов второго порядка по $|\varepsilon_1|$, получим на выходе из слоя

$$p_{z\,\text{вых}}=-\cos\theta_{00}-\frac{U_{\text{в}}-U_{\text{н}}}{2\cos\theta_{00}}+\frac{(U_{\text{в}}-U_{\text{н}})^2}{8\cos^3\theta_{00}}. \qquad (11)$$

Подставляя выражения (4)—(9) в (11) и проводя операцию усреднения, можно получить $\overline{p_{z\,\text{вых}}}$ во втором приближении ГО. Полученные выражения здесь не приводятся в силу их громоздкости, удобнее рассмотреть конкретные результаты для случая рассеяния на изотропных неоднородностях, функция корреляции которых записывается в форме

$$\rho=\exp\{-(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)/a^2\},$$

где

$$\xi=x'-x'',\quad \eta=y'-y'',\quad \zeta=z'-z''.$$

В силу симметрии изотропного рассеяния следует положить $y=0$. При этом получено, что $p_{y\,\text{вых}}=0$ в первом и втором приближениях ГО, т. е. уход траектории из плоскости падения отсутствует. Для случая рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях $(z_0/a\gg 1)$

$$\overline{p}_{z\,\text{вых}}=-\cos\theta_{00}+\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\sigma_{p_z}-\frac{2\overline{\varepsilon_1^2}\,z_0\sqrt{\pi}\sin^2\theta_{00}}{a}+\frac{\sigma_{p_z}^2}{2\cos\theta_{00}}, \qquad (12)$$

где

$$\sigma_{p_z}^2=\frac{2\overline{\varepsilon_1^2}\sqrt{\pi}\,z_0\operatorname{tg}^2\theta_{00}}{a}\left[\ln\operatorname{ctg}\frac{\theta_{00}}{2}-\cos\theta_{00}\right]. \qquad (13)$$

Формулы (12)—(13) получены для модели с $\overline{\varepsilon_1^2}=\text{const}$, для которой p_z определяет полярный угол выхода траектории из ионосферного слоя следующим образом: $p_{z\,\text{вых}}=\sqrt{1+\varepsilon_1}\cos\theta$. Из анализа формулы (12) следует, что угол выхода траектории из слоя будет больше угла входа. Это свидетельствует о несимметричности лучевой траектории относительно области отражения.

Таким образом, при распространении волны в ионосферном слое с изотропными неоднородностями наблюдается систематическое отклонение возмущенной траектории от невозмущенной в плоскости падения волны.

Результаты работы могут быть использованы в задачах распространения волн в случайно-неоднородных средах с рефракцией и в практике угломерных измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И. Радиотехн. и электроника, 1971, **16**, с. 1777. [2] Баранов В. А., Кравцов Ю. А. Изв. вузов. Радиофизика, 1975, **18**, № 1, с. 52. [3] Тихонов В. И. Выбросы случайных процессов. М.: Наука, 1970.

Поступила в редакцию
03.07.85