Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 220—223 (1983)

УДК 621.371.25

О ВОЗБУЖДЕНИИ МЕЖСЛОЕВОГО ВОЛНОВОДА ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ

Ф. А. КОСТАНЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

Б. В. ЮХМАТОВ

Андижанский государственный педагогический институт

(Поступила в редакцию 5 сентября 1982 г.)

В рамках геометрической оптики исследуется влияние рефракции на возбуждение межслоевого ионосферного волновода при многократном рассеянии. С помощью уравнения типа Эйнштейна—Фоккера получено выражение для коэффициента захвата плоской волны, наклонно падающей на искривленный ионосферный слой. Численно исследована зависимость коэффициента захвата от угла падения. Показано, что учет влияния рефракции приводит к тому, что коэффициент захвата может превышать 3—4% и сильно зависит от кривизны слоя.

Известно, что распространение радиоволн КВ диапазона ($f \gtrsim 10$ МГц) на дальние расстояния возможно по скачковым, скользящим и волноводным траекториям. При этом оптимальной с точки зрения устойчивой радиосвязи между удаленными пунктами является передача энергии волноводным путем. Одним из возможных механизмов ввода-вывода энергии в ионосферный волноводный канал (ИВК) является рефракция и рассеяние на крупных случайных неоднородностях ($kl \gg 1$, где l — характерный масштаб рассеивающих неоднородностей).

Используя разработанную в работах [1—4] статистическую схему, основанную на применении уравнения типа Эйнштейна—Фоккера (УЭФ) для углового энергетического спектра, найдем коэффициент возбуждения ИВК. Исследуем характер влияния угла падения на слой плоской волны на величину коэффициента захвата. Функцию корреляции неоднородностей выберем в виде [5]

$$\rho = \exp\left\{\frac{1}{\pi l^2}\left[(r'-r'')^2 + r'r''(\vartheta'-\vartheta'')^2\right]\right\}, \qquad (1)$$

где ϑ', ϑ'', r', r'' — полярные координаты коррелирующих точек, принадлежащих неоднородностям. Мы ограничиваемся рассмотрением распространения радиоволн в плоскости большого круга сферически-слоистой ионосферы. Обращаясь к эффектам вертикального рассеяния и учитывая, что основной вклад вносит рассеяние на малые углы, можем записать УЭФ для вероятности $V(\eta/\zeta)$ после прохождения пути ρ [5], если флуктуации полярного угла β записать в виде

$$\eta = \xi - \xi_0 = \ln \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} - \ln \operatorname{tg} \frac{\beta_0}{2}:$$

$$\frac{\partial V}{\partial \zeta} = \frac{D}{\sin^2 \beta_{00}} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \left(\frac{\operatorname{ch}^2 \xi}{\operatorname{ch}^2 \xi_0} V \right) + \left(\frac{d \ln n_0(r)}{dr} + \frac{1}{r} \right) \frac{dV}{dr}, \tag{2}$$

где β_{00} — начальный угол падения плоской волны на слой, β_0 — невозмущенный полярный угол, фигурирующий в законе Снеллиуса для сферически-слоистой среды [6]:

$$rn \sin \beta_0 = r_0 \sin \beta_{00}, \tag{3}$$

где r_0 — расстояние от центра Земли до начала слоя.

Коэффициент диффузии лучей D зависит от статистических свойств рассеивающего слоя. Для флуктуирующей части электронной концентрации N_1 рассмотрим следующие модели [3]:

$$\begin{aligned} &\text{а)} \quad \overline{N_1^2} = \text{const}, \\ &\text{б)} \quad \overline{(\delta N)^2} = \overline{N_1^2}/N_0^2 = \text{const}, \end{aligned} \tag{4}$$

где N_0 — регулярная часть электронной концентрации.

Соответственно коэффициент диффузии лучей можно записать в виде [3]

$$\begin{aligned} &\text{а)} \quad D_1 = \frac{\overline{\varepsilon_1^2}}{4 \varepsilon_0 l}, \\ &\text{б)} \quad D_2 = \frac{\overline{(\delta N)^2} (1 - \varepsilon_0)^2}{4 \varepsilon_0 l}; \end{aligned} \tag{5}$$

здесь $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1$, ε_0 — диэлектрическая проницаемость, ответственная за регулярную рефракцию, ε_1 — случайная часть диэлектрической проницаемости ε, причем $\overline{\varepsilon_1^2} = \text{const}$ и

$$\sqrt{\overline{\varepsilon_1^2}} \ll \varepsilon_0. \tag{6}$$

Последнее условие позволяет заменить реальный процесс рассеяния процессом Маркова и использовать УЭФ [1].

Начальное условие для уравнения (2) запишем в виде

$$V|_{\zeta=0} = \delta(\eta). \tag{7}$$

Решение уравнения (2) с начальным условием (7) известно [2]:

$$V_{1,2}(\eta/\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\, \sigma_{1,2}} e^{-\frac{\eta^2}{2\sigma_{1,2}^2}}, \tag{8}$$

где

$$\sigma_{1,2}^2 = \frac{2}{\sin^2 \beta_{00}} \int_{\zeta_0}^{\zeta} D_{1,2}\, d\zeta' \tag{9}$$

есть дисперсия. Интегрирование в (9) ведется вдоль невозмущенной траектории луча, определяемой соотношением (3). В случае просачивания при

$f > f_{МПЧ}$ ($f_{МПЧ}$ — максимальная применимая частота [6], [7]) значение дисперсии уменьшалось в 2 раза.

Коэффициент захвата, как и в [6], определяется интегралом

$$G = \int_{\eta_0}^{\eta_1} V_{1,2}(\eta/\zeta)\, d\eta, \tag{10}$$

где

$$\eta_1 = \operatorname{tg}\frac{\beta_{zm2}}{2} - \operatorname{tg}\frac{\beta_{02}}{2},$$

$$\eta' = \operatorname{tg}\frac{\beta_{zm2}}{2} + \operatorname{tg}\frac{\beta_{02}}{2},$$

β_{zm2} — угол захвата волны в ИВК, определяемый по аналогии с [6]. Выражение для $V_{1,2}(\eta/\zeta)$ берется с суммарной дисперсией по слоям.

Расчет коэффициента захвата проводился на БЭСМ-4М и ЕС-1022 для трехслойной модели квазиплоской ионосферы с модифицированной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_{мод} = \varepsilon(z)(1 + 2z/R_0),$$

где R_0 — радиус Земли. В каждом модельном слое принята параболическая аппроксимация высотного слоя регулярной электронной концентрации. Соответствующая диэлектрическая проницаемость есть [3]

$$\varepsilon_k(z) = 1 - 2\left(\frac{\cos\beta_{0k}}{u_k}\right)^2\left[(-1)^k\left(\frac{z}{z_{mk}}\right)^2 + 2(-1)^k\left(\frac{z}{z_{mk}}\right) + p_k\right],$$

где k — номер слоя, p_k — параметр, определяющий сдвиг модельных

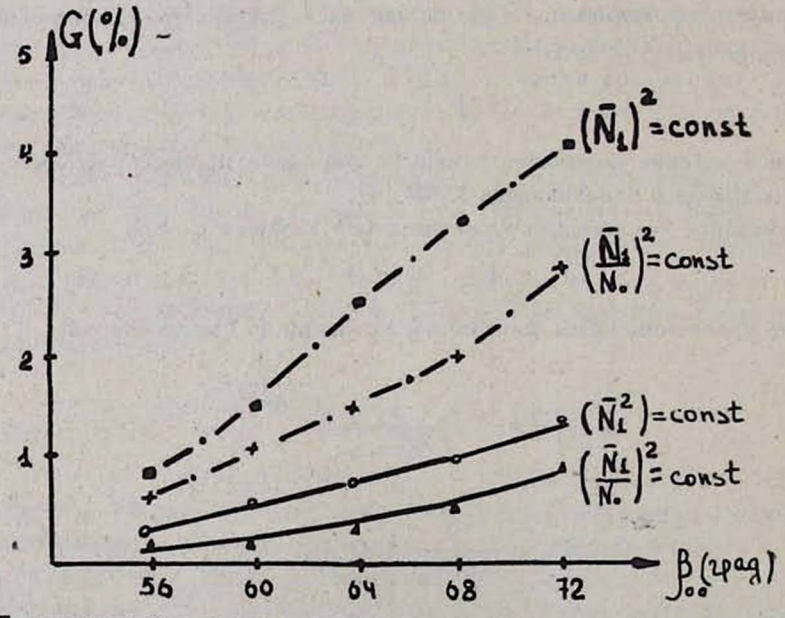

График угловой зависимости коэффициента захвата энергии радиоволны в ИВК: ○, ▲ — для плоской модели ионосферы; ■, + — для сферической модели ионосферы.

парабол, причем $p_1=0$, z_{mk}— полутолщина k-го слоя, $u=f/f_{ck}$, f — рабочая частота, f_{ck}— критическая частота k-го слоя. Величины f_{ck}, z_{mk} и p_k выбирались и рассчитывались по данным табл. 3, 4 работы [4]. Результаты расчетов приведены в виде графика (см. рисунок) зависимости коэффициента захвата от угла падения β_{00} волны на слой. Известно [5], что кривизна существенно сказывается на дисперсии (9), особенно при больших углах падения. Как показывают расчеты, превышение достигает 200—300% даже без учета рассеяния вблизи области отражения. Таким образом, учет влияния рефракции на захват энергии в искривленный ИВК приводит к существенному увеличению значения коэффициента захвата при $f > f_{МПЧ}$. Изложенная методика позволяет, в принципе, исследовать также влияние анизомерии на захват энергии в ИВК.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Денисов Н. Г.* Изв. вузов, Радиофизика, 1, 34 (1958).
2. *Голынский С. М., Гусев В. Д.* Геомагнетизм и аэрономия, 17, 62 (1978).
3. *Голынский С. М., Гусев В. Д.* Радиотехника и электроника, 21, 630 (1976).
4. *Зеленова Т. И., Легенька А. Д., Фаткуллин М. Н.* В сб. «Физика и эмпирическое моделирование ионосферы», Изд. Наука, М., 1976, стр. 71.
5. *Абу Ассад Хури.* Кандидатская диссертация, МГУ, 1972.
6. *Ерухимов Л. М., Матюгин С. Н., Урядов В. П.* Изв. вузов, Радиофизика, 18, 1297 (1975).
7. *Гуревич А. В., Цедилина Е. Е.* Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. Изд. Наука, М., 1979.

ՄԻՋՇԵՐՏԱՅԻՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ԳՐԳՌՈՒՄԸ ԲԱԶՄԱԿԻ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ֆ. Ա. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Բ. Վ. ՅՈՒԽՄԱՏՈՎ

Երկրաչափական օպտիկայի շրջանակներում հետազոտվում է ռեֆրակցիայի ներգործությունը իոնոսֆերային միջշերտային ալիքատարի գրգռման վրա բազմակի ցրման դեպքում։ Ցույց է տրված, որ ռեֆրակցիայի ներգործությունը հանգեցնում է այն բանին, որ հարթ ալիքի հափշտակման գործակիցը կարող է 3—4 տոկոսով աճել և այն կտրուկ կերպով կախված է շերտի կորությունից։

ON THE EXCITATION OF INTERLAYER WAVEGUIDE BY MULTIPLE SCATTERING

F. A. KOSTANYAN, B. V. YUKHMATOV

In the ray approximation the influence of refraction on the excitation of interlayer ionospheric waveguide at multiple scattering has been studied. It is shown that as a result of refraction the capture ratio can exceed 3—4% and strongly depends on the layer curvature.