

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 621.371.25

**ОБ ОСОБЕННОСТИ ЗАХВАТА РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРНЫЕ ВОЛНОВЫЕ
КАНАЛЫ ПРИ КВАЗИПОПЕРЕЧНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ**

Я. И. Альбер, Л. М. Ерухимов, И. Р. Каретникова, В. П. Урядов

Как известно [1-5], ракурсное рассеяние радиоволн на ориентированных вдоль силовых линий геомагнитного поля ионосферных неоднородностях может служить эффективным механизмом захвата радиоволн на траектории, соответствующие слабозатухающим модам в ионосферных волновых каналах (ИВК). Существенную роль в таком захвате должны играть азимутальные характеристики рассеянных волн, которые определяются зависимостью спектральной плотности флуктуаций плазмы $\Phi_\epsilon(\mathbf{x})$ от поперечных к геомагнитному полю волновых чисел \mathbf{x}_\perp . Особый интерес при этом может представлять случай квазипоперечного (относительно магнитного поля) распространения, когда при расчете рассеянной энергии становится существенным учет поляризационных характеристик падающей волны.

В настоящей работе в борновском приближении для различного вида спектральной функции $\Phi_\epsilon(\mathbf{x}_\perp)$ проведен расчет азимутальных характеристик коэффициента захвата радиоволн в ИВК при квазипоперечном распространении возбуждающего канал радиоизлучения.

Напомним, что коэффициент захвата в ИВК плоской волны, выходящей с Земли под углами α_0, φ_0 , равен* [6]

$$G(\alpha_0, \varphi_0) = \int_{z_1}^{z_2} \int_{-\beta(z)}^{\beta(z)} \int_{\Delta\varphi_2} \sigma(z, \alpha(z), \beta(z), \varphi_1, \varphi_2) \frac{d\varphi_2 d\beta dz}{\sin \alpha(z)}. \quad (1)$$

Здесь z_1, z_2 — высоты, ограничивающие рассеивающий слой внутри ИВК,

$$\alpha(z) = \sqrt{\alpha_0^2 + \frac{2z}{R_0} - \frac{f_0^2(z)}{f^2}} \quad \text{и} \quad \beta(z) = \sqrt{\frac{2}{R_0}(z - z^*) + \frac{f_0^2(z^*) - f_0^2(z)}{f^2}}$$

— рефракционный угол и угол захвата волны в ИВК, составляемые волновыми векторами падающей и рассеянной волн с горизонталью на высоте z, z^* — граничная высота канала, R_0 — радиус Земли, f_0 и f — плазменная частота и частота радиоизлучения, φ_1 и φ_2 — азимутальные углы, составляемые проекциями волновых векторов падающей, рассеянной волн и направлением вытянутости неоднородностей в плоскости, перпендикулярной оси z .

Геометрия рассеяния показана на рис. 1.

В общем случае эллиптической поляризации падающей волны эффективный поперечник рассеяния σ можно представить в виде [7]

$$\sigma = \frac{\pi}{2} (q_1^2 \sin^2 \chi_1 + q_2^2 \sin^2 \chi_2) k^4 \Phi_\epsilon(\mathbf{x}), \quad (2)$$

где q_1 и q_2 — коэффициенты, характеризующие степень поляризации ($q_1^2 + q_2^2 = 1$), χ_1 и χ_2 — углы, составляемые волновым вектором рассеянной волны с направлением компонент вектора поля вдоль большой и малой осей эллипса поляризации

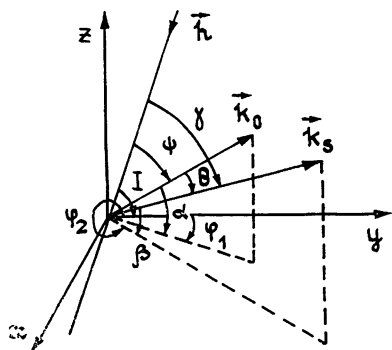


Рис. 1. Геометрия рассеяния.

* Рассматривается захват радиоволн на частотах выше МПЧ E и МПЧ F_2 .

Особенность захвата в ИВК поляризованного излучения состоит в том, что при условии $q_2^2 \ll q_1^2$ в направлениях коллинейных ориентации большой оси эллипса поляризации множитель $\sin^2 \chi_1$ и соответственно коэффициент захвата обращаются в нуль. В магнитоактивной плазме такая ситуация может иметь место при квазипоперечном распространении необыкновенной компоненты, когда

$$q_{\text{необ}}^2 \equiv q_x^2 \gg q_0^2 \equiv q_{\text{обыкн.}}^2.$$

Для численных расчетов эффективности захвата в ИВК поляризованного излучения необходимо задать конкретный вид спектральной плотности флуктуаций диэлектрической проницаемости $\Phi_\epsilon(\mathbf{x})$. Согласно экспериментальным данным [8] в случае сильно вытянутых неоднородностей функция $\Phi_\epsilon(|\mathbf{x}|)$ имеет вид

$$\Phi_\epsilon(|\mathbf{x}|) \propto x_{\perp}^{-p} \exp\left(-\frac{x_{\perp}^2}{x_m^2}\right) \exp\left(-\frac{x_{\parallel}^2 l_{\parallel}^2}{4}\right). \quad (3)$$

Приняв в расчетах $p = 1$ с учетом нормировки $\iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi_\epsilon(\mathbf{x}) d^3 \mathbf{x} = \langle (\Delta\epsilon)^2 \rangle$, выражение для σ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{l_{\parallel} l_{\perp} k^3 \langle (\Delta\epsilon)^2 \rangle}{8\pi^2} \exp\left\{-\left[\frac{kl_{\parallel}(\cos\psi(z) - \cos\gamma(z))}{2}\right]^2\right\} \times \\ &\times \exp\left\{-\left(\frac{kl_{\perp}}{2}\right)^2 \left[4\sin^2 \frac{\theta(z)}{2} - (\cos\psi(z) - \cos\gamma(z))^2\right]\right\} \times \\ &\times \left[4\sin^2 \frac{\theta(z)}{2} - (\cos\psi(z) - \cos\gamma(z))^2\right]^{-1/2} \left\{q_x^2(1 - \cos^2\beta(z) \times \right. \\ &\left. \times \sin^2(\varphi_1 + \varphi_2)) + q_0^2[1 - (\cos\alpha(z)\sin\beta(z) - \sin\alpha(z)\cos\beta(z)\cos(\varphi_1 + \varphi_2))^2]\right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь ψ и γ — углы, составленные волновыми векторами падающей и рассеянной волн с направлением силовых линий геомагнитного поля, θ — угол рассеяния,

$$\cos\psi(z) = \cos I \cos\alpha(z) \cos\varphi_1 + \sin\alpha(z) \sin I,$$

$$\cos\gamma(z) = \cos I \cos\beta(z) \cos\varphi_2 + \sin\beta(z) \sin I, \quad (5)$$

$$\cos\theta(z) = \cos\alpha(z) \cos\beta(z) \cos(\varphi_1 + \varphi_2) + \sin\alpha(z) \sin\beta(z),$$

I — наклонение магнитного поля, $k = \frac{\omega}{c}$, $\langle (\Delta\epsilon)^2 \rangle = \frac{f_0^4}{f^4} \left\langle \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \right\rangle$, l_{\parallel} — продольный масштаб неоднородностей, $l_{\perp} = \frac{2\pi}{x_m}$ — поперечный масштаб обрезания.

Используя (1)–(5) на ЭВМ, был проведен расчет коэффициента захвата радиоволн в ИВК в зависимости от азимутального угла φ_2 для условий ночной ионосферы высоких широт (65°) [9]. Результаты счета для различных поляризаций падающей волны представлены на рис. 2 (кривые 3, 4). Указанные зависимости вычислены для следующих значений параметров:

$$I = 76^\circ,68, \alpha_0 = 6^\circ,3, \varphi_1 = 180^\circ, f = 13 \text{ МГц}, l_{\parallel} = 500 \text{ м}, l_{\perp} = 5 \text{ м},$$

$$\delta N = 2,5 \cdot 10^{-4}, z_1 = 175 \text{ км}, z_2 = 235 \text{ км}, z^* = 259 \text{ км}.$$

Для сравнения на рисунке показаны результаты счета для неоднородностей степенного спектра масштабов $\Phi_\epsilon(x_{\perp}) \propto x_{\perp}^{-3}$ (кривые 1, 2) с указанными выше значениями параметров и для гауссовых неоднородностей $\Phi_\epsilon(x_{\perp}) \propto \exp(-x_{\perp}^2 l_{\perp}^2/4)$ с параметрами $l_{\perp} = 25 \text{ м}$, $\delta N = 3 \cdot 10^{-3}$ (кривые 5, 6). Интервал усреднения по φ_2 выбран равным 5°, что соответствует угловой ширине конуса ракурсного рассеяния. Из рис. 2 видны основные особенности рассеяния радиоволн на неоднородностях степенного и гауссова спектров и влияние поляризации на азимутальные характеристики захваченных в ИВК радиоволн. Как и предполагалось, азимутальная ширина захваченных в ИВК радиоволн существенно зависит от спектра неоднородностей в области поперечных волновых чисел. Например, для гауссовых неоднородностей с масштабом обрезания $l_{\perp} = 25 \text{ м}$

(кривые 5, 6) она существенно меньше, чем для неоднородностей степенного спектра (кривые 1, 2).

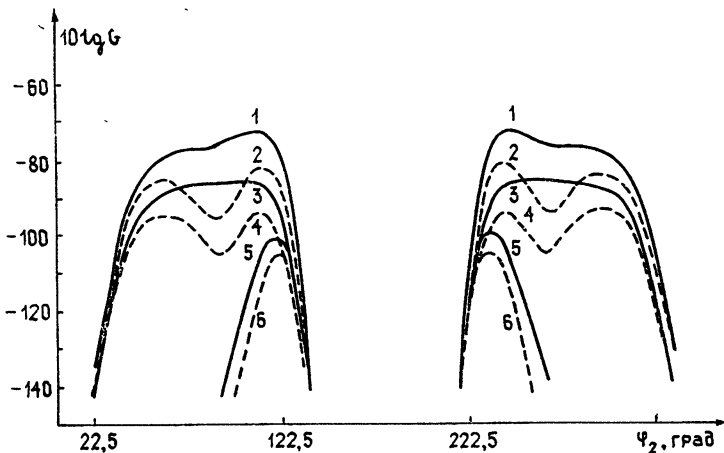


Рис. 2. Зависимость коэффициента захвата G [дБ] от азимутального угла φ_2 :

1, 3, 5 — $q_x^2 = 0,01$, $q_0^2 = 0,99$, 2, 4, 6 — $q_x^2 = 0,99$, $q_0^2 = 0,01$.

Влияние поляризации сводится к следующему. При квазиперечном распространении пучка радиоволн обыкновенной поляризации ($q_0^2 \gg q_x^2$) коэффициент захвата мало изменяется в пределах ракурсного конуса, и угловая ширина каждого из двух захваченных пучков порядка 75° (кривые 1, 3). В случае распространения необыкновенной компоненты ($q_x^2 \gg q_0^2$) два пучка захваченных волн распадаются на четыре (кривые 2, 4), поскольку в направлениях, где $\sin^2 \chi \approx 0$, появляются провалы коэффициента захвата угловой шириной порядка 15° .

Таким образом, поляризационный фактор может быть существен, и его необходимо учитывать в экспериментах по ракурсному рассеянию радиоволн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Ерухимов, С. Н. Матюгин, В. П. Урядов, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 9, 1297 (1975).
2. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрномия, 15, 1005 (1975).
3. А. В. Гуревич, В. Ю. Ким, сб. Распространение дециметровых радиоволн, изд. Наука, М., 1976.
4. С. Н. Матюгин, В. П. Урядов, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 2, 194 (1977).
5. А. В. Гуревич, В. Ю. Ким, Е. Е. Цедилина, сб. Сверхдальнее распространение радиоволн и модели ионосферы, ИЗМИРАН, 1977, с. 30.
6. А. В. Гуревич, Л. М. Ерухимов, В. Ю. Ким, В. П. Урядов, Е. Е. Цедилина, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 9, 1305 (1975).
7. С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский, Введение в статистическую радиофизику, часть II, изд. Наука, М., 1978.
8. Г. Г. Гетманцев, Л. М. Ерухимов и др. Изв. вузов — Радиофизика, 19, № 4, 505 (1976).
9. А. В. Гуревич, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрномия, 13, 31 (1973).