

Ракурсное рассеяние ВЧ радиоволн на магнитоориентированных неоднородностях плоскостной ионосферы

В. Г. Безродный, В. Г. Галушко, Б. В. Райниш¹

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, Харьков, 61002, Украина
E-mail: bezrodny@rian.kharkov.ua*

¹*Центр атмосферных исследований Массачусетского университета, Лоуэлл, США*

Статья поступила в редакцию 7 июля 2010 г.

Рассчитаны направления и поперечники ракурсного рассеяния ВЧ радиоволн на магнитоориентированных случайных неоднородностях плоскостной (в среднем) ионосферы. В расчетах полагалось, что частоты зондирующего излучения значительно превосходят гирочастоту электронов в околоземном плазменном слое, но не превышают его критической частоты. Указанные ограничения позволили исследовать рефракционное искривление лучей в прямой и отраженной компонентах падающей и рассеянной электромагнитных волн в пренебрежении влиянием постоянного геомагнитного поля на процесс их распространения. Предложенные алгоритмы расчета проиллюстрированы на примере излучения в зенит. Показано, что в такой геометрии с ростом высоты рассеяния направление выхода ракурсного сигнала из ионосферного слоя приближается к вертикали, а поперечник рассеяния увеличивается. Установлено, что при зенитном облучении ионосферы по одновременным регистрациям поперечников ракурсного рассеяния от высот критического отражения на нескольких диагностических частотах принципиально возможно восстановление высотного профиля нормировочного множителя пространственного спектра ионосферных флуктуаций.

Ключевые слова: верхняя ионосфера, магнитоориентированные неоднородности, ВЧ поля, резонансное рассеяние, ионосферная рефракция, геометрооптическое приближение, поперечник рассеяния

1. Введение

Теория ракурсного рассеяния электромагнитных полей высокочастотного диапазона (3 ÷ 30 МГц) на магнитоориентированных неоднородностях верхней ионосферы достаточно хорошо разработана для верхней части диапазона, определенной неравенством $\omega^2 \gg \omega_c^2 \gg \omega_H^2$ (см., например, монографию [1] и цитированную в ней литературу). Здесь ω – циклическая частота излучения, $\omega_c \equiv \omega_p(z_m)$ – критическая частота ионосферного слоя (максималь-

ное значение плазменной частоты на высоте z_m), ω_H – гирочастота электронов. В указанной частотной области влияние регулярной ионосферной рефракции, а также постоянного геомагнитного поля на процесс распространения электромагнитных волн пренебрежимо мало. Это дает основание заменять реальные траектории радиоволн в ионосферной плазме прямолинейными лучами, а саму плазму считать изотропной. Применимость полученных с использованием такого подхода

результатов на частотах, соизмеримых и ниже критической частоты ионосферного слоя, вызывает, однако, серьезные сомнения. Задачей настоящей работы является развитие теории ракурсного рассеяния электромагнитных полей в условиях сильной ионосферной рефракции с целью расширения возможностей экспериментальных исследований ионосферы на основе известных методов радиофизической диагностики.

2. Волновые поля в квазиизотропном диэлектрическом слое

Для исследования особенностей ракурсного рассеяния, обусловленных регулярной ионосферной рефракцией, ограничим свое рассмотрение интервалом частот электромагнитного излучения $\omega_c \geq \omega \gg \omega_H$. Выполнение правой части неравенства соответствует случаю высокочастотного приближения, что позволяет считать ионосферу изотропной, а распространяющиеся в ней волны поперечными. Выполнение левой части обеспечивает критическое отражение волны при любых углах падения на ионосферный слой.

Ионосферный слой будем моделировать случайной диэлектрической средой, средние свойства которой сохраняются постоянными в горизонтальной плоскости и плавно изменяются в вертикальном направлении. Введем координатную систему x, y, z (см. рис. 1), в которой ось z направлена вертикально вверх, ось x указывает на геомагнитный север, плоскость $z=0$ совмещена с нижней границей ионосферного слоя. Тогда диэлектрическую проницаемость слоя представим в виде

$$\epsilon(\vec{r}, z) = \begin{cases} \epsilon_0(z) + \delta\epsilon(\vec{r}, z), & z \geq 0; \\ 1, & z < 0. \end{cases}$$

Здесь $\vec{r} = \{x, y\}$, $\epsilon_0(z) \equiv \langle \epsilon(\vec{r}, z) \rangle$ – регулярная составляющая диэлектрической проницаемости, а $\delta\epsilon(\vec{r}, z)$ – случайная добавка с нулевым средним $\langle \delta\epsilon(\vec{r}, z) \rangle = 0$ и дисперсией $\langle [\delta\epsilon(\vec{r}, z)]^2 \rangle \equiv \sigma_\epsilon^2$, угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают статистическое усреднение.

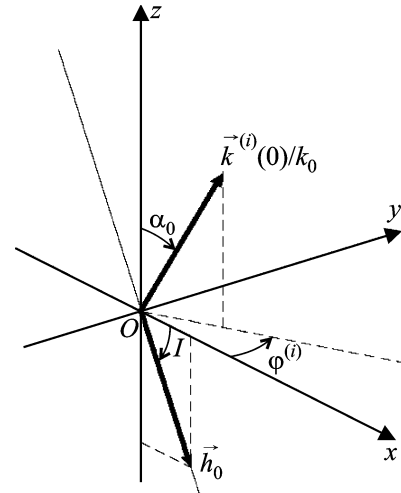


Рис. 1. Координатная система, используемая в расчетах. Ось z ориентирована в зенит, ось x – на геомагнитный север; \vec{h}_0 – направляющий вектор постоянного магнитного поля; $\vec{k}^{(i)}(0)$ – волновой вектор падающей плоской волны на нижней границе ионосферного слоя

В пренебрежении гиротропией среды регулярная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_0(z)$ плазменного слоя выражается известной формулой

$$\epsilon_0(z) = 1 - \omega_p^2(z) / \omega^2, \tag{1}$$

$$\omega_p^2(z) = 4\pi e^2 N_0(z) / m,$$

где $\omega_p(z)$ и $N_0(z)$ – невозмущенные (т. е. в отсутствие флуктуаций) значения плазменной частоты и электронной концентрации, зависящие от высоты; m и e – масса и заряд электрона соответственно. Случайные флуктуации диэлектрической проницаемости выражаются, исходя из (1), через относительные вариации электронной концентрации $\delta N(\vec{r}, z) / N_0(z)$ соотношением

$$\delta\epsilon(\vec{r}, z) = -\frac{4\pi e^2 \delta N(\vec{r}, z)}{m\omega^2} = -[1 - \epsilon_0(z)] \frac{\delta N(\vec{r}, z)}{N_0(z)}. \tag{2}$$

Ориентацию направляющего вектора \vec{h}_0 постоянного магнитного поля Земли в вертикальной плоскости будем характеризовать углом наклоения $-90^\circ \leq I \leq 90^\circ$, отсчитываемым от горизонтальной плоскости (см., например, [2]). Положительные значения I сопоставляются при этом направлению вектора \vec{h}_0 вниз, что соответствует условиям северного полушария, отрицательные – направлению вверх (условия южного полушария). Исходя из такого определения в выбранной нами координатной системе справедлива запись (см. рис. 1)

$$\vec{h}_0 = \{\cos I; 0; -\sin I\}. \quad (3)$$

Пусть на границу ионосферного слоя $z = 0$ падает из нижнего полупространства монохроматическая плоская волна частоты ω с волновым вектором $\vec{k}^{(i)}(0) = \{\vec{k}_{hor}^{(i)}(0), k_z^{(i)}(0)\}$. Здесь $\vec{k}_{hor}^{(i)}(0) = k_0 \sin \alpha_0 \{\cos \varphi^{(i)}, \sin \varphi^{(i)}\}$ и $k_z^{(i)}(0) = k_0 \cos \alpha_0$ – его горизонтальная и вертикальная составляющие, $k_0 = \omega/c$, α_0 и $\varphi^{(i)}$ – зенитный и азимутальный углы на входе в ионосферный слой, отсчитываемые соответственно от осей z и x (рис. 1). Процесс рассеяния на флуктуациях диэлектрической проницаемости ионизированной среды будем описывать в приближении однократного рассеяния (см., например, [3]). Физическая модель явления, соответствующая такому приближению, состоит в следующем. Падающая на ионосферный слой волна, дойдя до некоторой точки слоя $\{\vec{r}_s, z_s\}$, однократно рассеивается во всех направлениях. Интенсивность рассеяния в каждом направлении задается удельным поперечником рассеяния Q , зависящим от взаимной ориентации падающей и рассеянных волн, а также от вида пространственного спектра флуктуаций $\delta\epsilon$ в этой точке. Распространение падающей волны на участке до точки рассеяния и последующее распространение рассеянной волны от точки $\{\vec{r}_s, z_s\}$ происходит по тем же законам, что и в невозмущенной среде, т. е. без учета ее флуктуаций.

Для определения траекторий распространения электромагнитных полей в невозмущен-

ном ионосферном слое до и после акта рассеяния воспользуемся приближением геометрической оптики. Согласно его положениям горизонтальные составляющие волновых векторов каждой из рассматриваемых волн не зависят от высоты и могут быть представлены следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{k}_{hor}^{(i)}(z) &= k_0 \sqrt{\epsilon_0(z)} \sin \alpha(z) \{\cos \varphi^{(i)}, \sin \varphi^{(i)}\} = \\ &= k_0 \sin \alpha_0 \{\cos \varphi^{(i)}, \sin \varphi^{(i)}\} = \text{const}, \end{aligned} \quad (4)$$

а вертикальная составляющая записывается в виде

$$k_z^{(i)}(z) = k_0 \sqrt{\epsilon_0(z)} \cos \alpha(z) = \pm k_0 \sqrt{\epsilon_0(z) - \sin^2 \alpha_0}. \quad (5)$$

Знак “+” в формуле (5) соответствует “прямой” компоненте падающей волны, распространяющейся снизу вверх, а знак “-” – компоненте, возникающей при критическом отражении от уровня $z_r(\alpha_0)$, заданного равенством $k_z^{(i)}(z_r(\alpha_0)) = 0$, и распространяющейся сверху вниз. Таким образом, области задания высот и зенитных углов падающего волнового поля ограничены интервалами значений $0 \leq z \leq z_r(\alpha_0)$, $\alpha_0 \leq \alpha(z) \leq \alpha_0^{out}$, где $\alpha_0^{out} = \pi - \alpha_0$ – угол выхода отраженной компоненты падающей волны из ионосферного слоя в нижнее полупространство.

Волны, рассеянные на случайных неоднородностях ионосферы, будем характеризовать зенитными углами β и азимутальными $\varphi^{(s)}$. В отличие от падающей волны, траектории рассеянных волн начинаются не на нижней границе ионосферного слоя, а в точке рассеяния $\{\vec{r}_s, z_s\}$. Составляющие волнового вектора $\vec{k}^{(s)}$ рассеянного поля могут быть представлены в форме, аналогичной соотношениям (4), (5):

$$\begin{aligned} \vec{k}_{hor}^{(s)}(z) &= k_0 \sqrt{\epsilon_0(z)} \sin \beta(z) \{\cos \varphi^{(s)}, \sin \varphi^{(s)}\} = \\ &= k_0 \sin \beta_0 \{\cos \varphi^{(s)}, \sin \varphi^{(s)}\}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$k_z^{(s)}(z) = k_0 \sqrt{\epsilon_0(z)} \cos \beta(z) = \pm k_0 \sqrt{\epsilon_0(z) - \sin^2 \beta_0}. \quad (7)$$

Знак “+” в формуле (7) соответствует волне, рассеянной вверх, знак “-” – рассеянной вниз, а также компоненте, возникающей при критическом отражении рассеянной вверх волны от уровня $z_r(\beta_0)$, заданного равенством $k_z^{(s)}(z_r(\beta_0)) = 0$. Угол β_0 играет при этом роль параметра, задающего траекторию рассеянной волны, аналогично углу α_0 для волны падающей. Поэтому его можно трактовать как эквивалентный угол входа рассеянной волны в ионосферный слой. Как следует из равенства (6), значение этого угла связано с $\beta(z_s)$ следующей формулой:

$$\beta_0 \equiv \arcsin \left\{ \sqrt{\epsilon_0(z_s)} \sin \beta(z_s) \right\}. \quad (8)$$

Таким образом, область задания рассеянного вверх излучения (с учетом его последующего отражения от уровня $z_r(\beta_0)$) ограничена интервалом высот $0 \leq z \leq z_r(\beta_0)$, а рассеянного вниз – $0 \leq z \leq z_s$. Интервалы зенитных углов определены в обоих случаях неравенством $\beta(z_s) \leq \beta(z) \leq \beta_0^{out}$, где $\beta_0^{out} = \pi - \beta_0$ – угол выхода рассеянной волны из ионосферного слоя в нижнее полупространство.

3. Условие ракурсного рассеяния в плоскостной среде

Как известно [1], рассеяние ВЧ полей на магнитоориентированных неоднородностях верхней ионосферы происходит преимущественно в направлениях, определенных так называемым ракурсным условием. Оно состоит в отсутствии в точке рассеяния $\{\vec{r}_s, z_s\}$ у вектора рассеяния

$$\vec{K}(z_s) = \vec{k}^{(s)}(z_s) - \vec{k}^{(i)}(z_s) \quad (9)$$

проекция на направление геомагнитного поля \vec{h}_0 . Нетрудно видеть, что это требование

выполняется в случае равенства между собой углов, образуемых волновыми векторами соответственно падающей и рассеянной волн с вектором магнитного поля, $\nu^{(i)} = \nu^{(s)} \equiv \nu$. В результате векторы $\vec{k}^{(s)}$ образуют вокруг направления магнитной силовой линии характерный ракурсный конус с углом раствора ν (см. рис. 2).

Используя соотношения (3)–(7), уравнение такого конуса для произвольного значения высоты z_s можно записать в форме

$$\begin{aligned} \cos \nu(z_s) &= \sin \alpha(z_s) \cos I \cos \varphi^{(i)} - \cos \alpha(z_s) \sin I = \\ &= \sin \beta(z_s) \cos I \cos \varphi^{(s)} - \cos \beta(z_s) \sin I. \end{aligned} \quad (10)$$

Решения уравнения (10) относительно синуса и косинуса $\beta(z_s)$ имеют вид

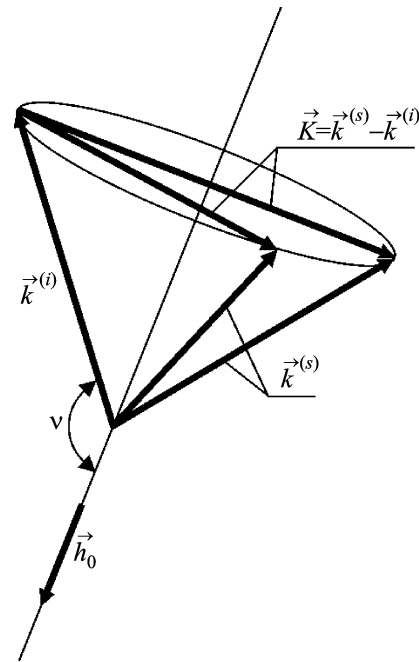


Рис. 2. Конус ракурсного рассеяния: \vec{h}_0 – направляющий вектор постоянного геомагнитного поля, $\vec{k}^{(i)}$ и $\vec{k}^{(s)}$ – волновые векторы падающей и рассеянных волн, \vec{K} – вектор рассеяния

$$\sin \beta^{(1,2)}(z_s) = \left[\cos I \cos v(z_s) \cos \varphi^{(s)} \pm \sin I \sqrt{(\sin^2 I + \cos^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}) - \cos^2 v(z_s)} \right] \times \left[\sin^2 I + \cos^2 I \cos^2 \varphi^{(s)} \right]^{-1}, \quad (11)$$

$$\cos \beta^{(1,2)}(z_s) = \left[-\sin I \cos v(z_s) \pm \cos I \cos \varphi^{(s)} \times \sqrt{(\sin^2 I + \cos^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}) - \cos^2 v(z_s)} \right] \times \left[\sin^2 I + \cos^2 I \cos^2 \varphi^{(s)} \right]^{-1}.$$

Знак “+” перед радикалом в правой части обоих приведенных выражений сопоставляется значению $\beta^{(1)}$, знак “-” – значению $\beta^{(2)}$, угол $v(z_s)$ задается через параметры $\alpha(z_s)$, $\varphi^{(i)}$ падающей волны равенством (10). Таким образом, формулы (11) позволяют однозначно определить направления $\beta^{(1,2)}$ образующих ракурсного конуса в произвольной точке рассеяния. Образующие, соответствующие $\cos \beta(z_s) \geq 0$, ориентированы при этом вверх, а $\cos \beta(z_s) < 0$ – вниз. Из совокупности решений (11) физический смысл имеют только те, которые удовлетворяют условиям действительности и положительности $\beta(z_s)$, заданным неравенствами:

$$\cos^2 v(z_s) \leq \sin^2 I + \cos^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}, \quad \sin \beta(z_s) \geq 0. \quad (12)$$

Результаты предыдущего раздела позволяют выразить зенитные углы образующих ракурсного конуса на выходе из ионосферного слоя через их значения в точке рассеяния следующим образом:

$$\beta_0^{out}(z_s) = \pi - \arcsin \left\{ \sqrt{\varepsilon_0(z_s)} \sin \beta(z_s) \right\}. \quad (13)$$

Соотношение (13) справедливо как для волн, рассеянных непосредственно вниз, так и для отраженных компонент полей, рассеян-

ных первоначально вверх. Угол β_0^{out} параметрически зависит от высоты рассеяния z_s .

4. Поперечник ракурсного рассеяния

Эффективный дифференциальный поперечник рассеяния случайной среды (см., например, [3]) характеризует мощность, рассеянную единичным объемом среды в единичный телесный угол в заданном направлении при единичной плотности потока падающего излучения. Для плоских электромагнитных волн в изотропной случайной среде с регулярной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0 = \text{const}$ эта величина в приближении однократного рассеяния описывается формулой [1, 3]

$$Q(\vec{K}) = P \frac{\pi k_0^4}{2} \Phi_\varepsilon(\vec{K}). \quad (14)$$

Здесь $\Phi_\varepsilon(\vec{K})$ – трехмерный пространственный спектр флуктуаций $\delta\varepsilon$; \vec{K} – вектор рассеяния, заданный равенством (9); P – поляризационный множитель, величина которого определяется взаимной ориентацией векторов поляризации падающей и рассеянной волн. Следуя схеме расчетов [3] и используя те же малые параметры, нетрудно показать, что в приближении геометрической оптики формула (14) сохраняет свой вид и в рассматриваемом нами случае рассеяния одиночной квазиплоской волны в среде с плавными пространственными изменениями $\varepsilon_0(z_s)$, что дает нам основание применять ее в своем дальнейшем анализе.

Неоднородности $\delta\varepsilon$ замагниченной плазмы верхней ионосферы являются сильно анизотропными, вытянутыми вдоль направления \vec{h}_0 силовых линий геомагнитного поля. Наиболее распространенной аппроксимацией пространственного спектра таких неоднородностей в недиссипативном интервале волновых чисел является анизотропная степенная модель вида (см., например, [1])

$$\Phi_\varepsilon(K_{\parallel}, \vec{K}_{\perp}) = C_\varepsilon^2(z) \left[1 + (K_{\parallel} L_{\parallel})^2 + (K_{\perp} L_{\perp})^2 \right]^{-p/2}. \quad (15)$$

Здесь $C_\varepsilon^2(z) \sim \sigma_\varepsilon^2(z)$ – нормировочный множитель, $\sigma_\varepsilon^2(z)$ – дисперсия флуктуаций $\delta\varepsilon$, параметрически зависящая от высоты; $3 < p < 4$; K_\parallel , K_\perp – проекции вектора рассеяния \vec{K} на направление геомагнитного поля и его нормаль; L_\parallel и L_\perp – характерные продольный и поперечный к \vec{h}_0 внешние масштабы ионосферной турбулентности, $L_\parallel \gg L_\perp \gg \lambda$, λ – длина волны. Аргументы K_\parallel , K_\perp спектра (15), с учетом (3), описываются соотношениями:

$$K_\parallel \equiv (\vec{K}\vec{h}_0) = K_x \cos I - K_z \sin I, \quad (16)$$

$$K_\perp^2 \equiv [\vec{K}\vec{h}_0]^2 = (K_x \sin I + K_z \cos I)^2 + K_y^2, \quad (17)$$

где скобки (...) и [...] означают соответственно скалярное и векторное произведение.

Как отмечалось в предыдущем разделе, рассеяние на гиротропных неоднородностях ионосферы происходит в узкой окрестности выделенных направлений, определенных ракурсным условием $K_\parallel(z_s) = 0$. Применяя это условие к (16), выразим вертикальную составляющую K_z вектора \vec{K} через его горизонтальную компоненту K_x .

Используя далее полученную связь совместно с (4), (6), (9), (14), (15), (17), приходим к окончательному выражению для расчета поперечника ракурсного рассеяния в произвольной точке z_s , исходя из направляющих углов α_0 , $\varphi^{(i)}$ падающего излучения на нижней границе слоя:

$$Q(0, \vec{K}_\perp(z_s)) = P(z_s) \frac{\pi k_0^4}{2} C_\varepsilon^2(z_s) \{1 + K_\perp^2(z_s) L_\perp^2\}^{-p/2}, \quad (18)$$

$$K_\perp^2(z_s)/k_0^2 = \sin^2 \beta_0(z_s) (1 + \text{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}) + \sin^2 \alpha_0 (1 + \text{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(i)}) - 2 \sin \alpha_0 \sin \beta_0(z_s) \times [\cos(\varphi^{(i)} - \varphi^{(s)}) + \text{ctg}^2 I \cos \varphi^{(i)} \cos \varphi^{(s)}]. \quad (19)$$

Входящий в (19) параметр β_0 рассеянной волны как функция высоты z_s и азимута

рассеяния $\varphi^{(s)}$ задан соотношениями (8), (11). Для поперечных электромагнитных волн в изотропной плазме поляризационный множитель $P(z_s)$ в (18) имеет вид [3]

$$P(z_s) = \sin^2 \chi(z_s) = 1 - \left(\frac{\vec{k}^{(s)}(z_s) \vec{e}^{(i)}(z_s)}{k_0 \sqrt{\varepsilon_0(z_s)}} \right)^2, \quad (20)$$

где χ – угол между единичным вектором $\vec{e}^{(i)}$ поляризации электрического поля падающей и волновым вектором $\vec{k}^{(s)}$ рассеянной волн. Ориентация $\vec{k}^{(s)}(z_s)$ определена соотношениями (6), (7), а ориентация $\vec{e}^{(i)}(z_s)$ задана условием поперечности падающей волны, $\vec{e}^{(i)}(z_s) \vec{k}^{(i)}(z_s) = 0$.

5. Пример расчета зенитных углов и поперечников ракурсного рассеяния в плоскостной ионосфере

Проиллюстрируем предложенные алгоритмы расчета характеристик рассеяния в плоскостной среде со случайными анизотропными неоднородностями на примере излучения в зенит. В этом случае прямая (d) и отраженная (r) компоненты падающей волны характеризуются на нижней границе ионосферного слоя соответственно углами $\alpha_0^d = 0$ и $\alpha_0^r = \pi$. Рассмотрим рассеяние каждой из них в отдельности.

5.1. Прямая волна, $\alpha_0^d = 0$

Соотношения (11) при таком угле падения могут быть преобразованы к виду

$$\sin \beta^{(1,2)}(z_s) = \frac{\text{ctg} I |\cos \varphi^{(s)}| \left[\pm 1 - \text{sign}(\cos \varphi^{(s)}) \right]}{1 + \text{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}}, \quad (21)$$

$$\cos \beta^{(1,2)}(z_s) = \frac{1 \pm \text{ctg}^2 I \cos \varphi^{(s)} |\cos \varphi^{(s)}|}{1 + \text{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}}.$$

Из (21) следует, что оба решения, $\beta^{(1)}$ и $\beta^{(2)}$, действительны и не зависят от высоты рас-

сеяния z_s . В то же время каждое из них существует лишь в ограниченной области “разрешенных” направлений рассеяния $\varphi^{(s)}$. В частности, решение $\beta^{(2)}$ в области азимутальных углов $\cos \varphi^{(s)} > 0$ (рассеяние в сторону северного полупространства) принимает отрицательные значения и поэтому должно быть отброшено в силу несоответствия требованию (12). При анализе оставшихся решений ограничимся рассмотрением условий рассеяния в области высоких и средних географических широт, $|\phi| \geq 40^\circ$, где заведомо выполняется неравенство $\text{ctg } I < 1$ (см., например, геомагнитные карты в монографии [2]). В этом случае, согласно (21), при всех значениях $\varphi^{(s)}$ справедлива оценка $\cos \beta^{(1,2)} > 0$, что свидетельствует о рассеянии волн исключительно вверх. С учетом этого обстоятельства искомые решения уравнений (21) могут быть представлены в виде

$$\beta^{(1)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} > 0} = \beta^{(2)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} \leq 0} = \alpha_0^d = 0, \quad (22)$$

$$\beta^{(1)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} \leq 0} = \arcsin \left\{ \frac{2 \text{ctg } I |\cos \varphi^{(s)}|}{1 + \text{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}} \right\}. \quad (23)$$

Решение (22) соответствует при этом некоторой выделенной образующей $\vec{k}^{(s)}(z_s)$ ракурсного конуса, ориентированной строго в направлении волнового вектора $\vec{k}^{(i)}(z_s)$ падающей волны (см. рис. 2). Решение (23) описывает всю остальную поверхность ракурсного конуса, обращенного своим раскрывом вверх ($\cos \beta^{(1,2)} > 0$) в сторону южного полупространства ($\cos \varphi^{(s)} \leq 0$).

После критического отражения от ионосферы рассеянные волны достигают нижней границы слоя и, как следует из соотношений (13), (22), (23), выходят в нижнее полупространство под углами

$$\beta_0^{out(1)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} > 0} = \beta_0^{out(2)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} \leq 0} = \alpha_0^r = \pi, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} & \beta_0^{out(1)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} \leq 0} = \\ & = \pi - \arcsin \left\{ \frac{2\sqrt{\epsilon_0(z_s)} \text{ctg } I |\cos \varphi^{(s)}|}{1 + \text{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}} \right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

Нетрудно видеть, что с ростом высоты z_s и (или) отклонения направления рассеяния от плоскости геомагнитного меридиана (плоскость xz на рис. 1) значение угла β_0^{out} в (25) увеличивается. При приближении к высоте критического отражения $z_{r0} \equiv z_r$ ($\alpha_0 = 0$), а также к азимутам $\varphi^{(s)} = \pm \pi/2$ указанное решение стремится к значению $\beta_0^{out} = \pi$, совпадающему с (24).

5.2. Отраженная компонента падающей волны, $\alpha_0^r = \pi$

В такой геометрии облучения ионосферного слоя соотношения (11) принимают вид

$$\sin \beta^{(1,2)}(z_s) = \frac{\text{ctg } I |\cos \varphi^{(s)}| \left[\pm 1 + \text{sign}(\cos \varphi^{(s)}) \right]}{1 + \text{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}}, \quad (26)$$

$$\cos \beta^{(1,2)}(z_s) = \frac{-1 \pm \text{ctg}^2 I \cos \varphi^{(s)} |\cos \varphi^{(s)}|}{1 + \text{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}}.$$

Можно видеть, что, как и в предыдущей случае, оба решения, $\beta^{(1)}$ и $\beta^{(2)}$, являются действительными и не зависят от высоты рассеяния z_s . Решение $\beta^{(2)}$ снова ограничено по азимуту $\varphi^{(s)}$ в силу нарушения требования (12), но уже в области $\cos \varphi^{(s)} < 0$. В интервале высоких и средних широт ($\text{ctg } I < 1$) из (26) следует оценка $\cos \beta^{(1,2)}(z_s) < 0$, свидетельствующая о рассеянии этих волн непосредственно вниз к границе слоя. С учетом перечисленных обстоятельств решения уравнений (26) описываются соотношениями

$$\beta^{(1)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} < 0} = \beta^{(2)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} \geq 0} = \alpha_0^r = \pi, \quad (27)$$

$$\beta^{(1)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} \geq 0} = \pi - \arcsin \left\{ \frac{2 \text{ctg } I \cos \varphi^{(s)}}{1 + \text{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}} \right\}. \quad (28)$$

Решение (27), подобно (22), соответствует выделенной образующей $\vec{k}^{(s)}(z_s)$ ракурсного конуса, ориентированной в направлении волнового вектора $\vec{k}^{(i)}(z_s)$ падающей волны. Решение (28) описывает остальную поверхность ракурсного конуса, обращенного в этом случае своим раскрывом вниз ($\cos \beta^{(1,2)} < 0$) в сторону северного полупространства ($\cos \varphi^{(s)} \geq 0$).

Оценка углов выхода рассеянной волны из ионосферного слоя в нижнее полупространство по формулам (13), (27), (28) приводит к выражениям, аналогичным (24), (25), но с заменой $\varphi^{(s)}$ на $\pi - \varphi^{(s)}$:

$$\beta^{out(1)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} < 0} = \beta^{out(2)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} \geq 0} = \alpha_0^r = \pi,$$

$$\begin{aligned} & \beta^{out(1)}(z_s) \Big|_{\cos \varphi^{(s)} \geq 0} = \\ & = \pi - \arcsin \left\{ \frac{2\sqrt{\epsilon_0(z_s)} \operatorname{ctg} I \cos \varphi^{(s)}}{1 + \operatorname{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}} \right\}. \end{aligned}$$

5.3. Поперечник ракурсного рассеяния

В рассматриваемом случае зенитного облучения ионосферы единичный вектор $\vec{e}^{(i)}$ электрического поля падающей волны, в силу ее поперечности, ориентирован на всех высотах в горизонтальной плоскости, $\vec{e}^{(i)} = \{\cos \varphi^{(e)}; \sin \varphi^{(e)}; 0\}$. С учетом этого обстоятельства и соотношений (6), (23), (28) поляризационный множитель (20) остается неизменным с высотой и описывается формулой

$$P = 1 - \left(\frac{2 \operatorname{ctg} I \cos \varphi^{(s)} \cos(\varphi^{(e)} - \varphi^{(s)})}{1 + \operatorname{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}} \right)^2, \quad (29)$$

справедливой как для прямой, так и для отраженной компонент падающей волны.

Формула (19) для аргумента $K_{\perp}^2(z_s)$ пространственного спектра ионосферных неоднородностей упрощается при $\alpha_0 = 0, \pi$ к виду

$$K_{\perp}^2(z_s) \Big|_{\alpha_0=0} = K_{\perp}^2(z_s) \Big|_{\alpha_0=\pi} =$$

$$= k_0^2 \sin^2 \beta_0(z_s) (1 + \operatorname{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}). \quad (30)$$

В результате для полей, рассеянных в ракурсных направлениях (23), (28), из (18), (29), (30) получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} Q(z_s, \varphi^{(s)}) &= P \frac{\pi k_0^4}{2} C_{\epsilon}^2(z_s) \times \\ & \times \left\{ 1 + \frac{(2k_0 L_{\perp} \operatorname{ctg} I \cos \varphi^{(s)})^2 \epsilon_0(z_s)}{1 + \operatorname{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}} \right\}^{-p/2}. \end{aligned} \quad (31)$$

Нетрудно видеть, что высотная зависимость поперечника рассеяния определяется произведением нормировочного, $C_{\epsilon}^2(z_s)$, и спектрального (выражение в фигурных скобках) множителей. Зададим явный вид функции $C_{\epsilon}^2(z_s)$, исходя из формулы (2) для флуктуаций $\delta \epsilon$. Воспользуемся при этом широко распространенным в задачах ионосферного ВЧ зондирования (см, например, [1]) предположением о независимости от высоты дисперсии относительных флуктуаций электронной концентрации, $\sigma_N^2 \equiv \langle \delta N^2 \rangle / N_0^2 = \text{const}$. В итоге получим

$$C_{\epsilon}^2(z_s) = C_{\epsilon}^2(z_{r0}) [1 - \epsilon_0(z_s)]^2. \quad (32)$$

Подставляя теперь (32) в (31), представим искомую высотную зависимость поперечника рассеяния в виде

$$\begin{aligned} Q(z_s, \varphi^{(s)}) &= Q(z_{r0}) [1 - \epsilon_0(z_s)]^2 \times \\ & \times \left\{ 1 + \frac{(2k_0 L_{\perp} \operatorname{ctg} I \cos \varphi^{(s)})^2 \epsilon_0(z_s)}{1 + \operatorname{ctg}^2 I \cos^2 \varphi^{(s)}} \right\}^{-p/2}, \end{aligned} \quad (33)$$

где

$$Q(z_{r0}) \equiv P \frac{\pi k_0^4}{2} C_{\epsilon}^2(z_{r0}). \quad (34)$$

Из соотношений (29), (33), (34) следуют два важных для ионосферной диагностики вывода. Во-первых, при зенитном облучении ионосферного слоя поперечник ракурсного рассеяния является монотонно растущей с высотой функцией, принимающей на интервале $0 \leq z_s \leq z_{r0}$ значения $0 \leq Q(z_s, \varphi^{(s)}) \leq Q(z_{r0})$. Во-вторых, в силу отсутствия у поляризаационного множителя P зависимости от z_s , измерения поперечника ракурсного рассеяния от высот $z_{r0}(\omega)$ на нескольких диагностических частотах ω принципиально позволяют на основании соотношения (34) восстановить высотный ход нормировочного множителя $C_\varepsilon^2(z)$ пространственного спектра ионосферных неоднородностей $\Phi_\varepsilon(\vec{K})$.

6. Выводы

1. Получены аналитические соотношения, позволяющие определять направления и поперечники ракурсного рассеяния ВЧ радиоволн на магнитоориентированных случайных неоднородностях плоскостистой (в среднем) ионосферы.

2. В качестве иллюстрации приведены результаты расчета указанных характеристик для случая нормального падения электромагнитного излучения на ионосферный слой. Показано, что в такой геометрии с ростом высоты z_s направление выхода ракурсно-рассеянного сигнала из ионосферного слоя приближается к вертикали, а поперечник рассеяния увеличивается.

3. Показано, что при зенитном облучении ионосферы по регистрациям поперечников ракурсного рассеяния от высот критического отражения на нескольких диагностических частотах принципиально возможно восстановление высотного профиля нормировочного множителя $C_\varepsilon^2(z)$ пространственного спектра ионосферных неоднородностей $\Phi_\varepsilon(\vec{K})$.

7. Благодарности

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору А. А. Минакову за знакомство с рукописью статьи и полезные замечания. Работа выполнена в соответствии с планами ведомственной НИР РИ НАН Украины "Ятаган" при частичной фи-

нансовой поддержке партнерского проекта УНТЦ № Р-330.

Литература

1. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. – М.: Наука, 1984. – 392 с.
2. Акасофу С. И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Часть 1. – М.: Мир, 1974. – 384 с.
3. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. – М.: Наука, 1978. – 463 с.

Ракурсне розсіяння ВЧ радіохвиль на магнітоорієнтованих неоднорідностях плоскошаруватої іоносфери

В. Г. Безродний, В. Г. Галушко,
Б. В. Райніш

Розраховано напрямки та перетини ракурсного розсіяння ВЧ радіохвиль на магнітоорієнтованих випадкових неоднорідностях плоскошаруватої (у середньому) іоносфери. В розрахунках вважалося, що частоти зондуючого випромінювання набагато перевищують гірчастоту електронів у навколосемному плазмовому шарі, але не досягають його критичної частоти. Зазначені обмеження дозволили дослідити рефракційне викривлення променів у прямій та відбитій компонентах падаючої та розсіяної електромагнітних хвиль у нехтуванні впливом постійного геомагнітного поля на процес їх поширення. Запропоновані алгоритми розрахунку проілюстровано на прикладі випромінювання у зеніт. Показано, що у такій геометрії зі зростанням висоти розсіяння напрямком виходу ракурсного сигналу з іоносферного шару наближається до вертикалі, а перетин розсіяння збільшується. Виявлено, що при зенітному опромінюванні іоносфери за одночасними реєстраціями перетинів ракурсного розсіяння від висот критичного відбиття на декількох діагностичних частотах принципово можливе відновлення висотного профілю нормуючого множника просторового спектра іоносферних флуктуацій.

**Aspect Sensitive Scattering
of HF Radio Waves by Field-Aligned
Irregularities of a Plane-Stratified
Ionosphere**

**V. G. Bezrodny, V. G. Galushko,
and B. W. Reinisch**

Directions and radar cross-sections are calculated for aspect sensitive scattering of HF radio waves by random field-aligned irregularities of a plane-stratified (on average) ionosphere. In the calculations, the probe signal frequency is assumed to be greatly in excess of the electron gyrofrequency of the plasma layer, while lower than its critical frequency. This has allowed investigating the effect of refraction bend in the direct and reflected components of the incident and scattered electromagnetic waves neglecting the geomagnetic field effect to a process of their propagation. The suggested calculation algorithms are illustrated by the example of zenith radiation. It is shown for this geometry that with scattering height the direction of aspect scattered signal leaving the ionospheric layer approaches a vertical line, while the radar cross-section increases. It has been found that simultaneous recordings of radar cross-sections of aspect sensitive scattering from heights of critical reflection for several probe frequencies in the case of vertical incidence allow recovering the height profile of the normalization factor of the spatial spectrum of ionospheric irregularities.