

Восстановление эффективной частоты соударений электронов в магнитоактивной ионосферной плазме на основе амплитудных данных

А.С. Крюковский¹, Д.С. Лукин¹, Е.В. Михалёва¹, Д.В. Растягаев¹

¹ Автономная некоммерческая организация высшего образования «Российский Новый Университет»

105005, г. Москва, ул. Радио, 22.

E-mail: kryukovsky56@yandex.ru

Разработан метод реконструкции эффективной частоты соударений электронов в ионосфере Земли на основе амплитудных данных об ослаблении частотно-модулированного радиосигнала при вертикальном зондировании ионосферы. Для моделирования применена расширенная бихарактеристическая система Лукина, а также рекуррентная система решения интегрального уравнения. Сопоставлены результаты моделирования лучевых траекторий и амплитудных характеристик для волн о- и х-поляризации. Проведено восстановление эффективной частоты соударений как по данным обыкновенной, так и необыкновенной волны. Показано, что для обыкновенной волны получено хорошее совпадение исходных значений эффективной частоты соударений и расчётных значений.

Ключевые слова: ионосфера, диагностика, эффективная частота соударений, зондирование, бихарактеристики, радиосигнал, каустика, амплитуда, расходимость, обыкновенная и необыкновенная волна.

Reconstruction of the Effective Frequency of Electron Collisions in a Magnetically Active Ionospheric Plasma Based on Amplitude Data

A.S. Kryukovsky¹, D.S. Lukin¹, E.V. Mikhaleva¹, D.V. Rastyagaev¹

¹ Russian New University

A method has been developed for reconstructing the effective frequency of electron collisions in the Earth's ionosphere based on amplitude data on the attenuation of a frequency-modulated radio signal during vertical sounding of the ionosphere. The extended Lukin's bi-characteristic system, as well as the recurrent system for solving the integral equation, were used for modeling. The results of modeling of ray trajectories and amplitude characteristics for waves of o- and x-polarizations are compared. The effective collision frequency has been reconstructed from both ordinary and extraordinary wave data. It is shown that for an ordinary wave a good agreement is obtained between the initial values of the effective collision frequency and the calculated values.

Keywords: ionosphere, diagnostics, effective collision frequency, sounding, bicharacteristics, radio signal, caustic, amplitude, divergence, ordinary and extraordinary wave.

Введение

Необходимость диагностики и контроля параметров ионосферной плазмы определяется влиянием состояния ионосферы Земли на функционирование систем радиолокации, радиосвязи и радионавигации (позиционирования). Также актуальность работы связана с осуществлением мониторинга экстремальных явлений в атмосфере Земли [1].

В данной работе выполнено моделирование особенностей распространения радиоволн в ионосфере Земли по оперативным данным вертикального зондирования

(ВЗ). Хорошо известно, что использование ионозондов ВЗ это одно из наиболее эффективных и апробированных и средств диагностики ионосферы [3].

Рассмотрен метод восстановления по данным ВЗ эффективной частоты соударений электронов в ионосферной плазме [3]. В отличие от работ [4, 5], в которых рассматривалась изотропная модель ионосферы, в настоящей работе учтено внешнее магнитное поле Земли и исследованы две круговые поляризации: обыкновенная волна (о-волна) и необыкновенная волна (х-волна). Как и в предыдущих работах [4, 5] предполагалось, что из данных ионозонда вертикального зондирования [6-8] известны задержки сигналов (t_0) и амплитудные характеристики.

Вычисление лучевых характеристик и расходимости

Известно, что эффективная частота соударений ν_e определяет поглощение ψ , которое в свою очередь определяет амплитуду A зондирующего сигнала, пришедшего в приемник после отражения от ионосферных слоев. Амплитуда связана с поглощением формулой [4, 9]:

$$A = E_0 D \exp[-\psi], \quad (1)$$

в которой D – это расходимость лучевого потока, а E_0 – начальная амплитуда поля вне ионосферной плазмы на расстоянии r_0 от источника.

Предположим, что источник излучения, который для простоты будем считать изотропным, расположен в начале координат. Тогда [4, 5]:

$$E_0 = \frac{\sqrt{30W}}{r_0} \quad (\text{В/м}). \quad (2)$$

В (2) W – мощность излучателя. Далее для определенности будем считать, что $W = 1$ кВт.

Поскольку из эксперимента может быть известна зависимость амплитуды A принятого сигнала от частоты f , а также задержка отразившегося сигнала t_0 как функция частоты, то можно найти поглощение ψ по формуле

$$\psi = -\ln \frac{A}{D E_0} \quad (3)$$

Поскольку A и E_0 известны, для того чтобы найти поглощение ψ необходимо вычислить расходимость D . Для этого необходимо решить систему бихарактеристических уравнений Гамильтона-Лукина [9-13]:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{2\vec{k}c^2 - \omega^2 \partial \varepsilon / \partial \vec{k}}{\partial(\varepsilon\omega^2) / \partial \omega}, \quad \frac{d\vec{k}}{dt} = -\frac{\omega^2 \partial \varepsilon / \partial \vec{r}}{\partial(\varepsilon\omega^2) / \partial \omega}, \quad (4)$$

в которой $\vec{r} = (x, y, z)$ – декартовы координаты луча, $\vec{k}(t)$ – волновой вектор, c – скорость света, $\omega = 2\pi f$ – круговая рабочая частота, t – групповое время, а $\varepsilon(\vec{r}, \vec{k}, \omega)$ – эффективная диэлектрическая проницаемость среды распространения. В данной работе будем предполагать, что среда плоскостойкая, то есть $\varepsilon(\vec{r}, \vec{k}, \omega) = \varepsilon(z, \vec{k}, \omega)$. Систему (4) необходимо дополнить начальными условиями [11,13]:

$$k_x(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \sin \zeta, \quad k_y(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos \zeta \cos \eta, \quad k_z(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos \zeta \sin \eta, \quad \vec{r}(0) = 0, \quad (5)$$

где ε_0 – значение эффективной диэлектрической проницаемости среды в источнике излучения [11], а величины ζ, η – это начальные углы выхода луча. Для рассматриваемой модели ионосферы $\varepsilon_0 \approx 1$.

Для вертикального луча $\zeta = 0, \eta = \pi/2$. Поэтому формулы (5) принимают вид:

$$k_x(0) = 0, \quad k_y(0) = 0, \quad k_z(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0}, \quad \vec{r}(0) = 0, \quad (6)$$

что позволяет упростить бихарактеристическую систему (4), которая принимает вид:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2k_z c^2 - \omega^2 \partial \varepsilon / \partial k_z}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega}, \quad \frac{dk_z}{dt} = -\frac{\omega^2 \partial \varepsilon / \partial z}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega}, \quad (7)$$

$$k_x(t) = 0, \quad \frac{dx}{dt} = -\frac{\omega^2 \partial \varepsilon / \partial k_x}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega} \Big|_{k_x=0}, \quad (8)$$

$$k_y(t) = 0, \quad \frac{dy}{dt} = -\frac{\omega^2 \partial \varepsilon / \partial k_y}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega} \Big|_{k_y=0}. \quad (9)$$

Таким образом видим, что система (4) разбивается на три подсистемы. Сначала интегрируется система (7) с учетом равенства нулю k_x и k_y . Затем с учетом решения системы (7) интегрируются выражения (8) и (9). Необходимо отметить, что выражения содержат сингулярности. Результатом решения систем (7-9) являются зависимости $\vec{r}(t)$ и $\vec{k}(t)$ для каждой выбранной частоты. Однако этого недостаточно для вычисления расходимости. Для определения расходимости D необходимо знать производные $\vec{r}(t)$ и $\vec{k}(t)$ по углам ζ и η . Эти величины можно найти, решая расширенную бихарактеристическую систему Лукина [12,14]:

$$\frac{d\vec{r}_\zeta}{dt} = \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{2\vec{k}c^2 - \omega^2 \partial \varepsilon / \partial \vec{k}}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega} \right), \quad \frac{d\vec{k}_\zeta}{dt} = -\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\omega^2 \partial \varepsilon / \partial \vec{r}}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega} \right), \quad (10)$$

$$\frac{d\vec{r}_\eta}{dt} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{2\vec{k}c^2 - \omega^2 \partial \varepsilon / \partial \vec{k}}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega} \right), \quad \frac{d\vec{k}_\eta}{dt} = -\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\omega^2 \partial \varepsilon / \partial \vec{r}}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega} \right) \quad (11)$$

с начальными условиями:

$$k'_{x\zeta}(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos \zeta, \quad k'_{x\eta}(0) = 0, \quad k'_{y\zeta}(0) = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \sin \zeta \cos \eta, \quad \vec{r}'_\zeta(0) = 0, \quad \vec{r}'_\eta(0) = 0,$$

$$k'_{y\eta}(0) = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos \zeta \sin \eta, \quad k'_{z\zeta}(0) = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \sin \zeta \sin \eta, \quad k'_{z\eta}(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos \zeta \cos \eta. \quad (12)$$

Для вертикального луча формулы (12) упрощаются [4, 5, 15]:

$$k'_{x\zeta}(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0}, \quad k'_{x\eta}(0) = k'_{y\zeta}(0) = k'_{z\zeta}(0) = k'_{z\eta}(0) = 0, \\ k'_{y\eta}(0) = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0}, \quad \vec{r}'_\zeta(0) = 0, \quad \vec{r}'_\eta(0) = 0. \quad (13)$$

Анализируя (10-11) с учетом (13) можно найти, что:

$$k'_{x\zeta}(t) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0}, \quad k'_{y\zeta}(t) = 0, \quad k'_{x\eta}(t) = 0, \quad k'_{y\eta}(t) = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0}. \quad (14)$$

Таким образом, в системе (10-11) из 12 остаётся 8 уравнений, которые решаются численно с учетом решения системы (7-9).

Теперь можно перейти к определению расходимости, которая вычисляется как корень из отношения якобиана J_0 к J по формулам [12,14]:

$$D = \sqrt{\left| \frac{J_0}{J} \right|}, \quad J = \begin{vmatrix} T_x & T_y & T_z \\ x'_\zeta & y'_\zeta & z'_\zeta \\ x'_\eta & y'_\eta & z'_\eta \end{vmatrix}, \quad J_0 = J \Big|_{r=r_0}. \quad (15)$$

где

$$T_x = -\frac{\omega^2 \partial \varepsilon / \partial k_x}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega} \Big|_{k_x=0}, \quad T_y = -\frac{\omega^2 \partial \varepsilon / \partial k_y}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega} \Big|_{k_y=0}, \quad T_z = \frac{2k_z c^2 - \omega^2 \partial \varepsilon / \partial k_z}{\partial(\varepsilon \omega^2) / \partial \omega}. \quad (16)$$

В отличие от [4,5] в настоящей работе эффективная диэлектрическая проницаемость среды распространения задавалась в виде формулы Эшплтона-Хартри-Лассена:

$$\varepsilon_{\pm} = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v)^2 \cos^2 \alpha}}, \quad (17)$$

в которой

$$X = \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 = \frac{4\pi e^2 N(z)}{m_e \omega^2}, \quad u = \left(\frac{\omega_H}{\omega} \right)^2 = \frac{e^2 H_0^2}{m_e^2 c^2 \omega^2}, \quad (18)$$

угол α это угол между волновым вектором \vec{k} и вектором напряженности магнитного поля Земли $\vec{H}_0 = (H_{0x}, H_{0y}, H_{0z})$, $N(z)$ – электронная концентрация, ω_p – плазменная круговая частота, ω_H – круговая гирочастота, e – заряд электрона, m_e – масса электрона.

Модель ионосферы

В работе рассмотрена модель электронной концентрации $N(z)$, показанная на рис. 1.

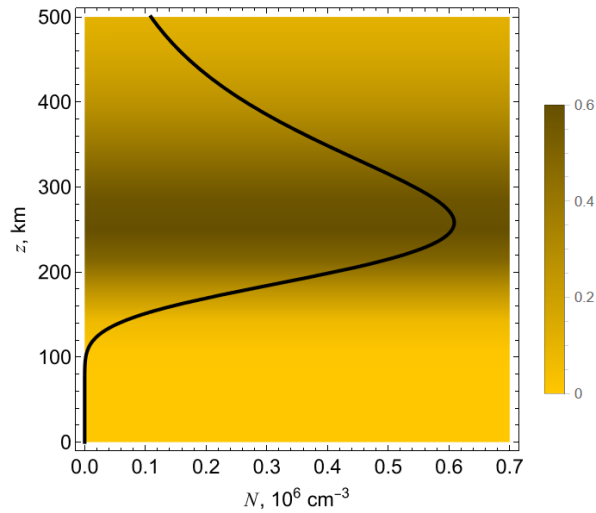


Рис. 1. Зависимость электронной концентрации от высоты

На рисунке зависимость электронной концентрации от высоты показана дважды: как в виде жирной черной линии, так и в виде жёлтого фона. Модель содержит ионосферные слои F.

$$N(z) \approx 70254.26 \exp \left[\frac{1}{2} (1 - \exp \theta_1 + \theta_1) \right] + 561828.04 \exp \left[\frac{1}{2} (1 - \exp \theta_2 + \theta_2) \right], \quad (19)$$

$$\theta_1 = \frac{1}{40} (196 - z), \quad \theta_2 = \frac{1}{55} (263 - z). \quad (20)$$

Максимум слоя F1 расположен на высоте ~ 196 км, а максимум слоя F2 – на высоте ~ 263 км.

Зависимость логарифма эффективной частоты соударений от высоты приведена на рис. 2 (белая линия) [4, 5].

Из рисунка видно, что до высоты приблизительно 250 км, эффективная частота соударений спадает примерно по гиперболическому закону (синяя линия):

$$\lg \nu_e \approx 0.623965 + \frac{415.116}{z} \quad (21)$$

и на больших высотах не очень сильно влияет на ослабление сигнала. Высота z выбрана в километрах.

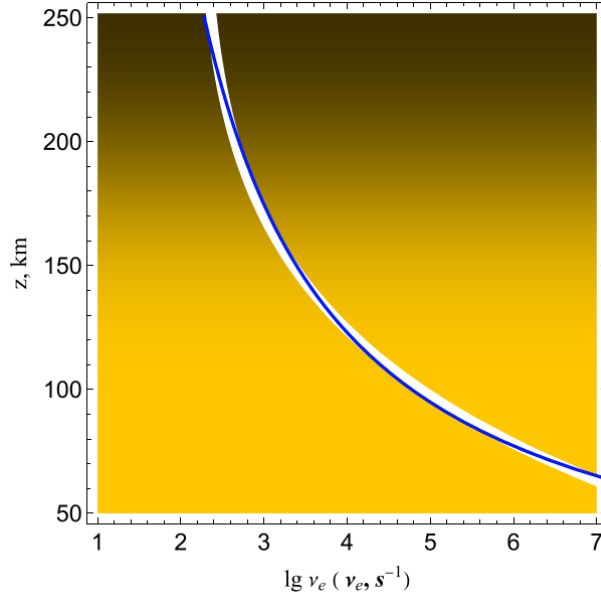


Рис. 2. Зависимость эффективной частоты соударений от высоты

Метод восстановления эффективной частоты соударений

Зная амплитуду A и начальную амплитуду E_0 можно, после вычисления расходимости D , перейти к определению эффективной частоты соударений ν_e , то есть восстановить кривую, показанную на рис. 2. Считается, что поглощение волны вдоль лучевой траектории пропорционально интегралу от мнимой части показателя преломления [2]. При расчете амплитуды сигнала по формуле (1) нами было использовано выражение для поглощения радиосигнала в виде интеграла вдоль лучевой траектории:

$$\psi = \int_0^{t_0} \psi'(t) dt, \quad (22)$$

в котором t_0 – время задержки отражённого от ионосферы сигнала,

$$\psi'(t) = -\frac{\omega}{c} \chi \frac{H_k}{H_\omega}, \quad (23)$$

$$H_\omega = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial(\omega^2 \varepsilon)}{\partial \omega}, \quad H_k = 2 \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + \left(k_z - \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2}, \quad (24)$$

$$\chi = -\sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{(\operatorname{Re}(\varepsilon_r))^2 + (\operatorname{Im}(\varepsilon_r))^2} - \operatorname{Re}(\varepsilon_r)}. \quad (25)$$

В формуле (25) χ – это мнимая часть показателя преломления, а ε_r – это выражение для эффективной диэлектрической проницаемости с учетом частоты соударений [2]:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{u \sin^2 \alpha}{2(1 - X - iZ)} \pm \sqrt{\frac{u^2 \sin^4 \alpha}{4(1 - X - iZ)^2} + u \cos^2 \alpha}}, \quad (26)$$

где

$$Z = \frac{V_e}{\omega}. \quad (27)$$

Если предположить, что мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости много меньше вещественной и пренебречь влиянием внешнего магнитного поля, то из формул (23–27) можно получить упрощенное выражение:

$$\psi'(t) \approx \tilde{\psi}'(t) = -\frac{\omega}{2} \varepsilon_2, \quad \varepsilon_2 = \text{Im } \varepsilon_r. \quad (28)$$

При расчете амплитуды A использовались формулы (23–27) и, в частности, формулу (26) для вычисления мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости. Однако при восстановлении эффективной частоты соударений для уменьшения времени вычислений вместо (3) использовалась формула (28)

$$\tilde{\psi} = -\ln \frac{A}{D E_0} \quad (29)$$

в которой [9,16]:

$$\tilde{\psi} = -\frac{\omega}{2} \int_0^{t_0} \tilde{\varepsilon}_2 dt. \quad (30)$$

В формуле (30) выражение ε_2 (см. (26)) приближённо заменено на $\tilde{\varepsilon}_2$ [4,5,15]:

$$\tilde{\varepsilon}_2 = -X Z. \quad (31)$$

Объединяя выражения (29) и (30) получаем интегральное уравнение Вольтерра второго рода:

$$\frac{V_c}{\omega^2} \int_0^{t_m} v_e N dt = -\ln \frac{A}{D E_0}, \quad V_c = \frac{4\pi e^2}{m_e} \quad (32)$$

Введем обозначение:

$$\tilde{L} = -\frac{1}{V_c} \ln \frac{A}{D E_0}, \quad (33)$$

Выражение \tilde{L} является функцией рабочей частоты f и вычисляется в точке приёма сигнала. В уравнении (32) t_m – это время, за которое сигнал проходит расстояние от источника до точки отражения от ионосферы ($t_0=2 t_m$). Как и \tilde{L} величина t_m также является функцией частоты. Электронная концентрация N и эффективная частота соударений v_e являются функциями высоты z , которая в свою очередь зависит от группового времени t , так как вычисляется вдоль траектории. Поэтому функция $z(t)$ также зависит от частоты.

Для решения уравнения (32) можно применить метод итераций [4, 5, 15]. Введем обозначение $G = v_e N_c$. Так как существует нижняя граница ионосферы $z(t_{m0})$ ниже которой электронная концентрация равна нулю, то до некоторой частоты f_0 , для которой время t_m равно t_{m0} , интеграл в левой части (32) равен нулю:

$$\int_0^{t_{m0}} G dt = 0. \quad (34)$$

Рассмотрим частотный интервал (f_0, f_M) разделим его на n частей $(f_0, f_1, \dots, f_j, \dots, f_n = f_M)$. Здесь f_M – частота, выше которой лучи проходят ионосферные слои и не возвращаются на землю. Будем считать функцию G на каждом таком интервале постоянной и равной G_j . Определим величины t_{mj} для каждой f_j . В результате получим:

$$G_1 = L_1 \frac{\omega_1^2}{t_{m1} - t_{m0}}, \quad G_2 = L_2 \frac{\omega_2^2}{t_{m2} - t_{m1}} - G_1 \frac{t_{m1} - t_{m0}}{t_{m2} - t_{m1}}, \quad G_j = L_j \frac{\omega_j^2}{t_{m,j} - t_{m,j-1}} - \sum_{i=1}^{j-1} G_i \frac{t_{m,i} - t_{m,i-1}}{t_{m,j} - t_{m,j-1}}, \quad j \geq 2. \quad (35)$$

После вычислений G_j эффективная частота соударений находится делением G_j на значение электронной концентрации $N(z)$ в соответствующей точке.

Результаты численного моделирования

Рассмотрим численную реализацию изложенных выше методов. На рис. 3а (а также на рисунках 4-8 и 10) показана лучевая структура обыкновенной волны, а на рис. 3б – лучевая структура необыкновенной волны.

На рис. 3-6 приведены результаты решения системы бихарактеристических уравнений (6)-(9). Проекция лучевых траекторий в ионосфере на координатную плоскость (x, z) показаны на рис.3. Видно, что за счет влияния магнитного поля волна при распространении в ионосфере отклоняется от вертикали, причем для обыкновенной и необыкновенной волны это отклонение противоположно [2] и значительно меньше.

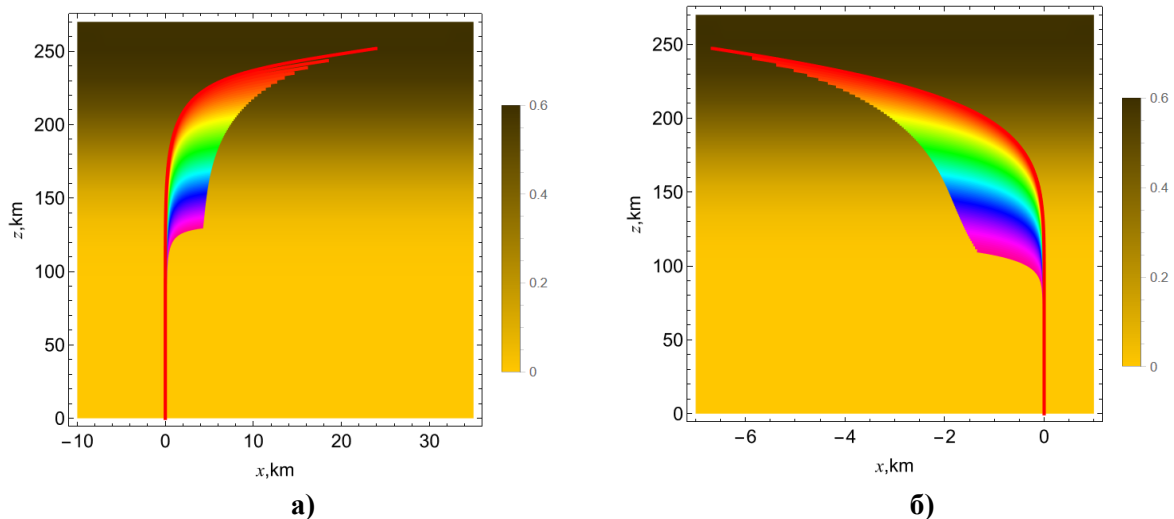


Рис. 3. Проекция лучевых траекторий на координатную плоскость (x, z) : а) – обыкновенная волна, б) – необыкновенная волна

После отражения от ионосферы луч возвращается в источник излучения по той же траектории. Цветом на рисунках отмечена рабочая частота: от фиолетового (минимальная частота) до красного (максимальная частота). Плотность электронной концентрации ионосфера показана фоном. В легенде 1 соответствует 10^6 см^{-3} .

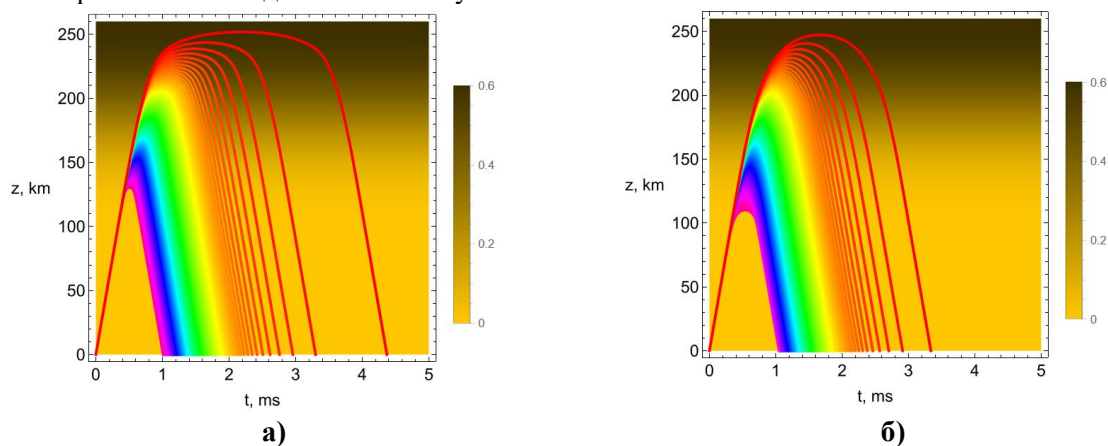


Рис. 4. Лучевые траектории в координатах (t, z) : а) – обыкновенная волна, б) – необыкновенная волна

На рис. 4 показаны лучевые траектории в координатах (t, z) для обыкновенной и необыкновенной волны. При этом частота f меняется в соответствии с цветами спектра от 1.6 МГц (фиолетовая линия) до 6.993 МГц (красная линия) для обыкновенной волны и от 1.6 МГц (фиолетовая линия) до 7.65 МГц (красная линия) для необыкновенной волны. Время распространения сигнала возрастает с ростом частоты.

На рис. 5 показаны зависимости вертикальной компоненты волнового вектора k_z от времени t для волн о- и х-поляризации.

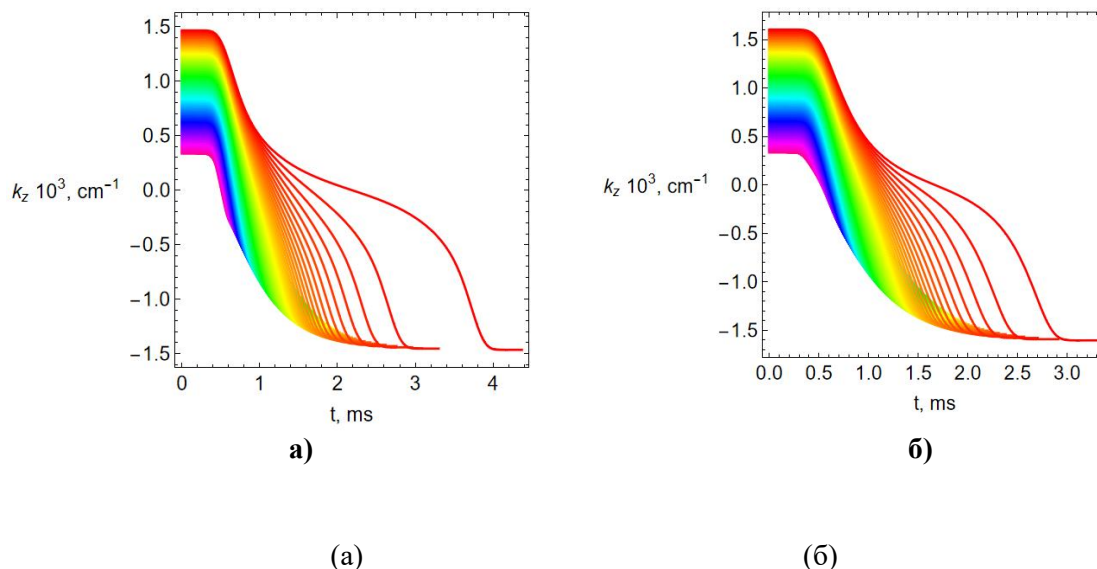


Рис. 5. Зависимость вертикальной компоненты волнового вектора от времени: а) – обыкновенная волна, б) – необыкновенная волна

По рисунку можно проследить, как меняется вертикальная компонента волнового вектора вдоль лучевой траектории во времени.

На рис. 6 показаны зависимости вертикальной компоненты волнового вектора k_z от высоты z .

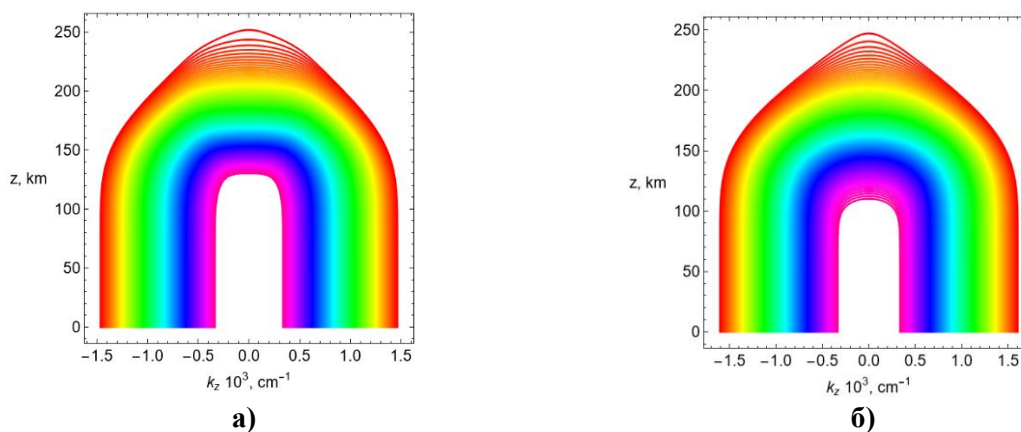


Рис. 6. Зависимость вертикальной компоненты волнового вектора от высоты: а) – обыкновенная волна, б) – необыкновенная волна

Видно, что кривые симметричны и основное изменение волнового вектора происходит вблизи точки отражения от ионосферы. Смысл цветовой раскраски рис. 5 и 6 тот же, что и рис. 3 и 4.

Перейдем теперь к амплитудным характеристикам. Сначала оценим расходимость D (15). Решая расширенную бихарактеристическую систему (10)-(14), найдем ослабление A_m сигнала, обусловленного расходимостью, по формуле

$$A_m = -20 \lg \left| \sqrt{\frac{J_0}{J}} \right|. \quad (36)$$

На рис. 7 приведены зависимости ослабления A_m сигнала как функции времени вдоль лучевых траекторий, на рис. 8 зависимости ослабления A_m от высоты.

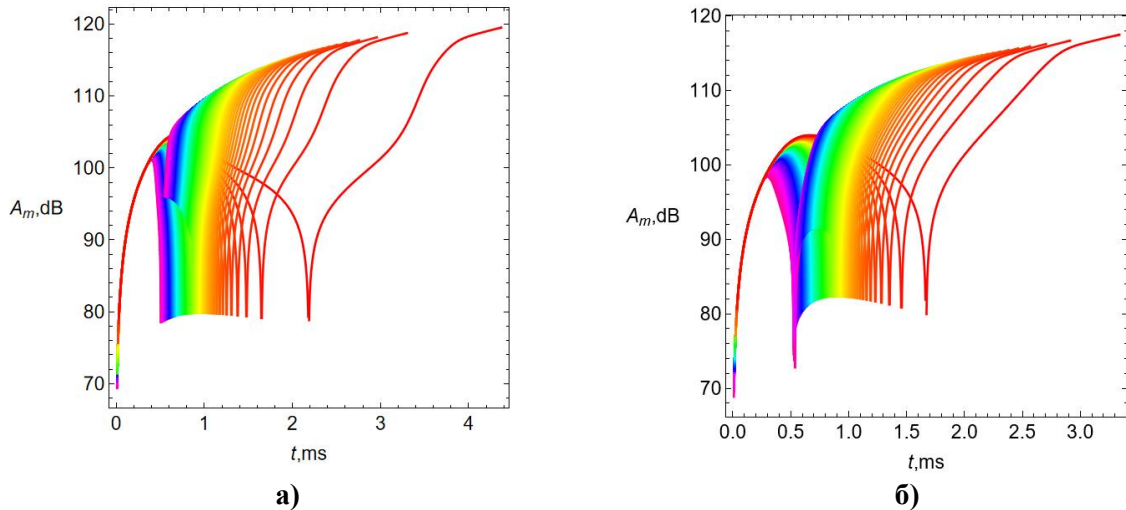


Рис. 7. Зависимость амплитуды сигнала от времени: а) – обыкновенная волна, б) – необыкновенная волна

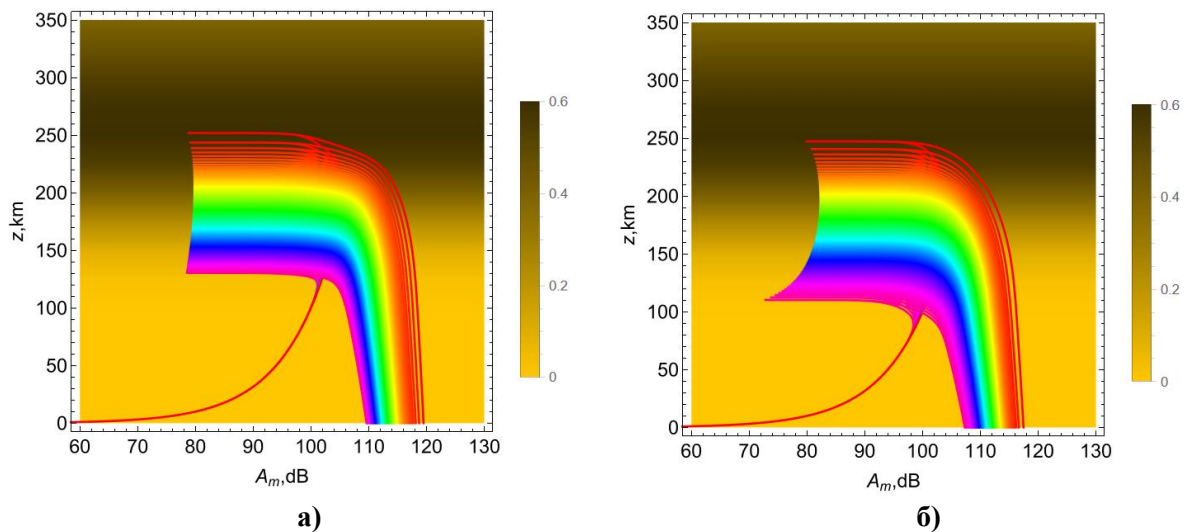


Рис. 8. Зависимость амплитуды сигнала от высоты: а) – обыкновенная волна, б) – необыкновенная волна

Как и на предыдущих рисунках, разными цветами отмечены лучи, принадлежащие разным частотам. Зависимости для обыкновенной и необыкновенной волн различаются незначительно.

Из рис. 7 и 8 видно, что при движении вдоль луча к точке отражения от источника ослабление сначала резко увеличивается (более 100 дБ), в окрестности точки отражения (которая соответствует каустике [16]) ослабление A_m уменьшается, в точке отражения $A_m \rightarrow -\infty$, а далее ослабление опять увеличивается.

Теперь рассмотрим результаты математического моделирования в точке приема отраженного сигнала.

На рис. 9 приведены зависимости высоты отражения сигнала z_m от частоты, вычисленные для обыкновенной и необыкновенной волны (рис. 9 а) и зависимости от частоты времени t_m прихода луча в точку отражения (рис. 9 б). Величины z_m и t_m растут с ростом частоты f . Как и следовало ожидать, кривые, соответствующие обыкновенной волне, расположены выше кривых, соответствующих необыкновенной волне. При приближении к максимуму ионосферного слоя наблюдается резкий рост кривых.

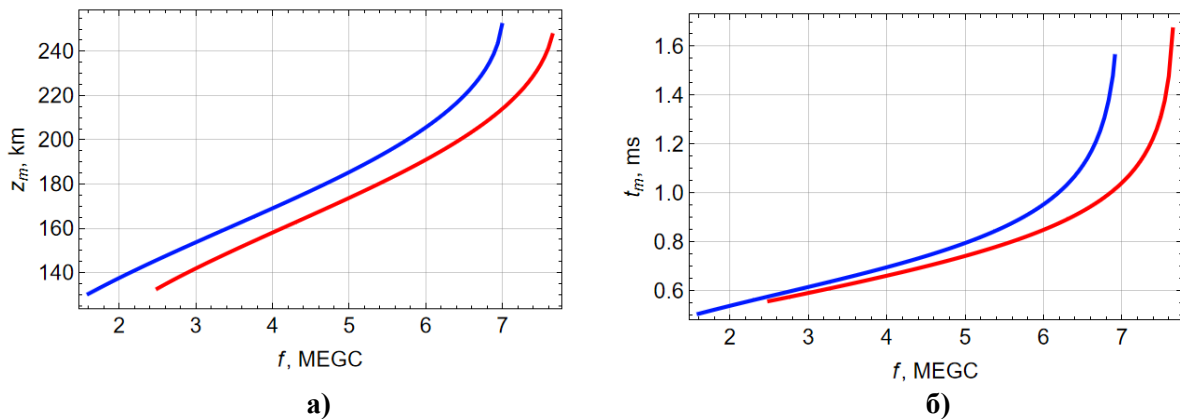


Рис. 9. Зависимость от частоты: а) – высоты отражения, б) – времени прихода луча в точку отражения; синяя линия – обыкновенная волна, красная линия – необыкновенная волна

Из рис. 9а и 9б легко получаются графики (рис. 10) зависимости высоты отражения сигнала от времени отражения t_m . Обе кривые гладкие и взаимно-однозначные, однако они имеют точку пересечения.

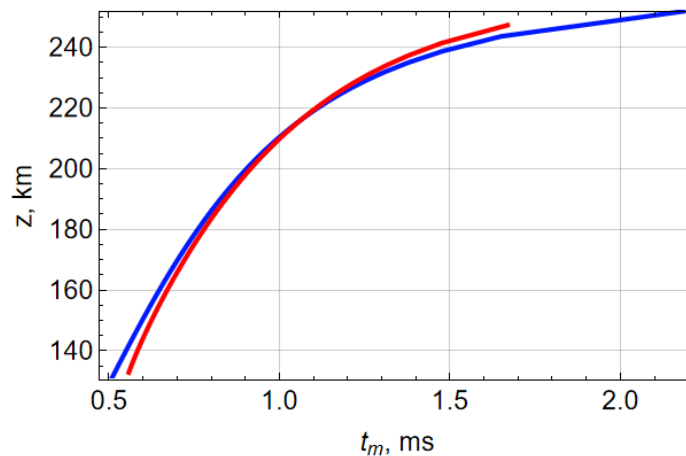


Рис. 10. Зависимость высоты отражения от задержки

На рис. 11а показана зависимость поглощения ψ от частоты f , полученная по формулам (22)-(25), на рис. рис. 11б амплитуды сигналов для обыкновенной (синяя линия) и необыкновенной (красная линия) волны.

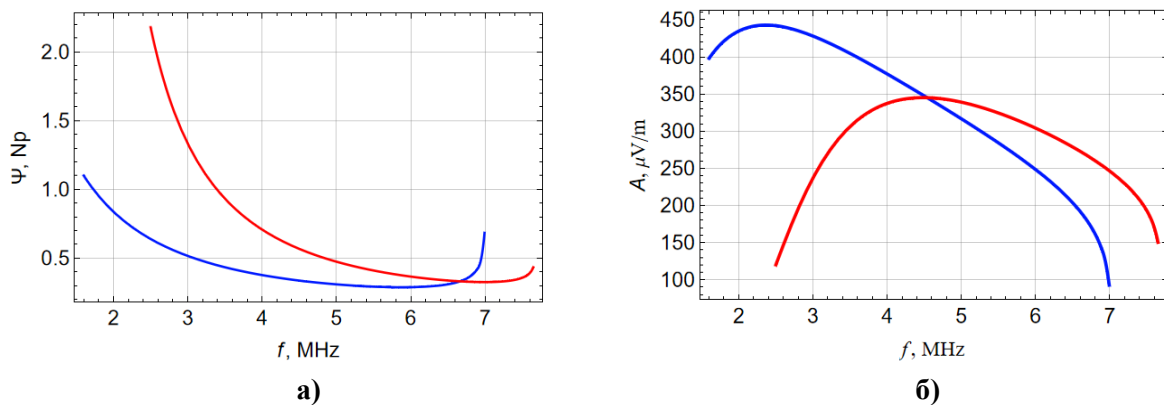


Рис. 11. Зависимость от частоты f : (а) –поглощения ψ , амплитуды сигнала A

Видно, что поглощение необыкновенной волны особенно велико на более низких частотах. Амплитуда сигнала, отраженного от ионосферы с увеличением частоты, сначала растёт, а потом убывает (рис. 11 б). В правой части рис. 11б видим, что амплитуда необыкновенной волны превышает амплитуду обыкновенной волны. Это объясняется тем, что при одной и той же частоте необыкновенная волна проходит меньшее расстояние, чем обыкновенная волна.

Перейдем теперь к результатам восстановления эффективной частоты соударений.

На рис. 12а и б показаны результаты моделирования зависимости эффективной частоты соударений ν_e от высоты z для обыкновенной (а) и необыкновенной волны (б). Белой линией показана заданная (см. рис. 2) зависимость эффективной частоты соударений от высоты, а черной линией – результаты восстановления по предложенному выше алгоритму.

Видно, что, если для обыкновенной волны существует значительная область, где заданные и расчётные значения совпадают с приемлемой точностью, то для необыкновенной волны такая область очень невелика. Здесь следует иметь в виду, что для быстроты вычислений в применяемом алгоритме расчета использовались существенные приближения, которые обсуждались выше.

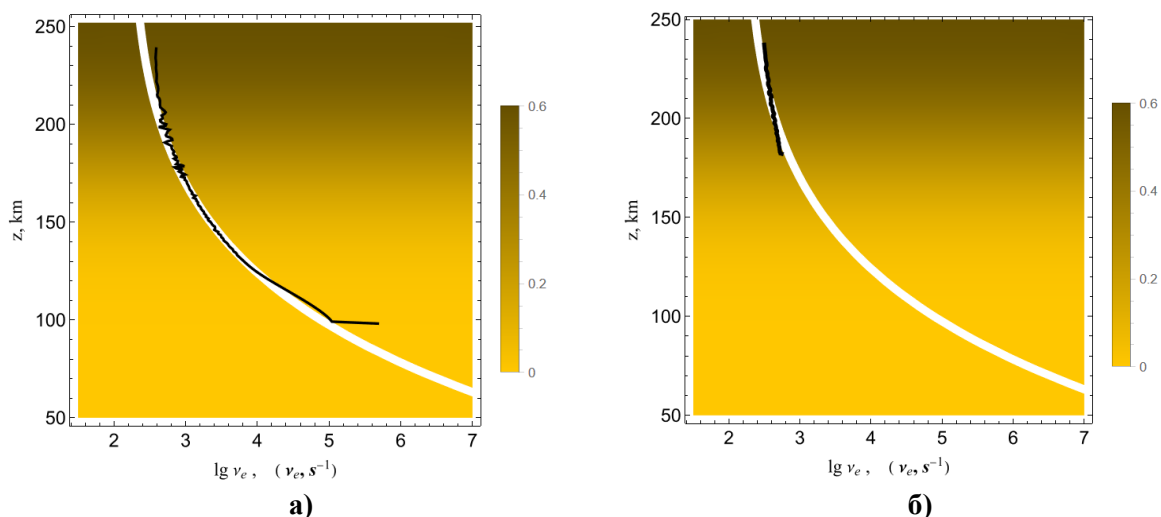


Рис. 12. Сопоставление модельной и расчётной частоты соударений: а) обыкновенная волна, б) – необыкновенная волна

Тем не менее полученные результаты для обыкновенной волны позволяют методом наименьших квадратов получить формулу для интерполяционной кривой:

$$\lg \nu_e \approx 0.419059 + \frac{450.897}{z} \quad (37)$$

которая хорошо согласуется с формулой (21), построенной по исходным данным.

На рис. 13 показаны три кривые: исходные данные (белая линия), интерполяционная кривая, построенная по исходным данным (21) (красная линия), и результат восстановления по формуле (37) (синяя линия). Видно, что совпадение красной и синей линий удовлетворительное.

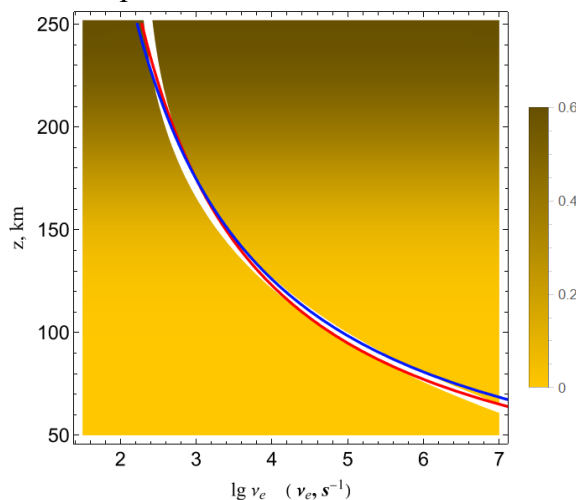


Рис. 13. Аппроксимация эффективной частоты соударений

Заключение

Таким образом, разработан метод реконструкции эффективной частоты соударений электронов в ионосфере Земли на основе амплитудных данных об ослаблении частотно-модулированного (ЧМ) радиосигнала при вертикальном зондировании ионосферы. Для численного моделирования была применена расширенная бихарактеристическая система Лукина, а также рекуррентная система решения интегрального уравнения. Сопоставлены результаты моделирования лучевых траекторий и амплитудных характеристик для волн о- и х-поляризации.

Исследованы параметры радиосигналов в точке приема и проведено восстановление эффективной частоты соударений как по данным обыкновенной, так и необыкновенной волны. Показано, что в рамках тех приближений, которые были использованы в работе для обыкновенной волны получено хорошее совпадение исходных значений эффективной частоты соударений и расчётных значений.

Исследование выполнялось в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00299).

Литература

1. Ryabova M.I., Ivanov D.V., Chernov A.A., Ovchinnikov V.V. (2020), Experimental Study of Phase-Frequency Responses of HF Radio Channels with the Use of SDR Ionosonde, 2020 Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO), Svetlogorsk, Russia, P. 1-4, DOI: 10.1109/SYNCHROINFO49631.2020.9166094.
2. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере – М.: Мир, 1973. 502 с.
3. Danilkin N.P., Denisenko P.F., Varabashov B.G., Vertogradov G.G. (2005), Electron collision frequency and HF-waves attenuation in the ionosphere, International Journal of Geomagnetism and Aeronomy. V. 5. № 3. P. GI3009. DOI:10.1029/2004GI000081

4. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Михалёва Е.В., Растягаев Д.В. Развитие метода восстановления эффективной частоты соударений электронов в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. 2022. Т. 67. № 2. С. 117–129. DOI: 10.31857/S0033849422020085
5. Kryukovsky A.S., Lukin D.S., Mikhaleva E.V., Rastyagaev D.V. (2021), Application of the bi-characteristic method for reconstructing the effective frequency of electron collisions in the ionosphere, Journal of Physics: Conference Series. Ser. "Russian Open Scientific Conference "Modern Problems of Remote Sensing, Radar, Wave Propagation and Diffraction", MPRSRWPD 2021", P. 012001. DOI: 10.1088/1742-6596/1991/1/012001
6. Cedrik M., Podlesnyi A., Kurkin V. (2020), The Different Scale TIDs Diagnostics Based on Chirp-signals Amplitude Measurements Data in Vertical and Near-Vertical Ionosphere Sounding, 2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC), Moscow, Russia, P. 260-262, DOI: 10.1109/RMC50626.2020.9312341.
7. Podlesnyi A., Kurkin V., Cedrik M. (2020), Ionosond-MS ionosonde receiving antenna system, 2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC), Moscow, Russia, P. 263-265, DOI: 10.1109/RMC50626.2020.9312232.
8. Крюковский А.С., Куркин В.И., Ларюнин О.А., Лукин Д.С., Подлесный А.В., Растягаев Д.В., Черняк Я.М. Численное моделирование амплитудных карт для скорректированной модели IRI-2012 с плавными возмущениями ионосферы // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 8. С. 794–799.
9. Бова Ю.И., Крюковский А.С., Лукин Д.С. Распространение частотно-модулированного излучения электромагнитных волн в ионосфере Земли с учетом поглощения и внешнего магнитного поля // Радиотехника и электроника. 2019. Т. 64. № 1. С. 3–14.
10. Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Метод исследования распространения радиоволн в неоднородной магнитоактивной ионосфере. // Космические исследования, 1967. Т. 5. Вып. 4. С. 593–600.
11. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В., Скворцова Ю. И. Математическое моделирование распространения частотно-модулированных радиоволн в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника, 2015, Т. 60, № 10. С. 1001–1009.
12. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С. Метод расширенной бихарактеристической системы при моделировании распространения радиоволн в ионосферной плазме. // Радиотехника и электроника, М.: Наука. 2012. Т.57. № 9. С. 1028–1034.
13. Крюковский А.С., Растягаев Д.В., Скворцова Ю.И. Исследование распространения частотно-модулированных пространственно-временных сигналов в неоднородной анизотропной ионосфере //Вестник Российского нового университета. Серия «Управление, вычислительная техника и информатика». 2013. Выпуск 4. С. 47–52.
14. Ипатов Е.Б., Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А., Растягаев Д.В. Методы моделирования распространения электромагнитных волн в ионосфере с учетом распределений электронной концентрации и магнитного поля Земли // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 12. С. 1180–1187.
15. Kryukovsky A.S., Lukin D.S., Mikhaleva E.V., Popchenko O.V., Rastyagaev D.V. (2020), Diagnostics of the Effective Frequency of Electronic Collisions in the Ionosphere Based on Analysis of the Amplitude Characteristics of Continuous Linear Frequency Modulated Radio Signals, 2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC), IEEE, Moscow, Russia, P. 211-215. DOI: 10.1109/RMC50626.2020.9312352.
16. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Бова Ю.И. Моделирование поля в окрестности каустик обыкновенной и необыкновенной волн при ионосферном распространении // Радиотехника и электроника, 2020. Т. 65. № 12. С. 1160–1169. DOI: 10.31857/S0033849420120128