

Анализ влияния ионосферы Земли на распространение радиоволн Р-диапазона

Ю.И. Бова¹, А.С. Крюковский¹, Б.Г. Кутуза², Д.С. Лукин¹, В.И. Стасевич³

¹Автономная некоммерческая организация высшего образования Российский новый университет, julia_bova@mail.ru

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, kutuza@cplire.ru

³ООО "НПП Робис"

Методом бихарактеристик исследованы особенности влияния ионосферы Земли на распространение радиоволн Р-диапазона. Получены оценки величин угла фарадеевского вращения в зависимости от взаимной ориентации лучевых траекторий и вектора напряженности внешнего магнитного поля, набег фазы и рефракционные ошибки.

The features of the influence of the Earth's ionosphere on the propagation of P-band radio waves have been studied using bicharacteristics. The estimates of the Faraday rotation angle as a function of the mutual orientation of the ray trajectories and the intensity vector of the external magnetic field are obtained, the phase shift and refractive errors are investigated.

Введение

Исследуются особенности влияния ионосферы Земли на распространение высокочастотных радиоволн Р-диапазона (430 МГц). Актуальность темы исследования определяется тем, что радиоволны этого диапазона применяются для восстановления профиля электронной концентрации ионосферной плазмы методом радиотомографии [1,2], а также при проектировании космических антенн с синтезированной апертурой [3].

В работе рассмотрена модель высокоширотной ночной ионосферной плазмы с учетом горизонтальных градиентов. Профили электронной концентрации ночной высокоширотной ионосферы (см. [4]), представлены на рис. 1. Предполагается, что вдоль трассы распространения образуется волновой канал между слоем E и слоем F. Высотный профиль, соответствующий горизонтальной координате 0 км, на рисунке отмечен красным цветом, 400 км – зеленым цветом, а 800 км синим цветом. Кривые совпадают за исключением межслоевой долины.

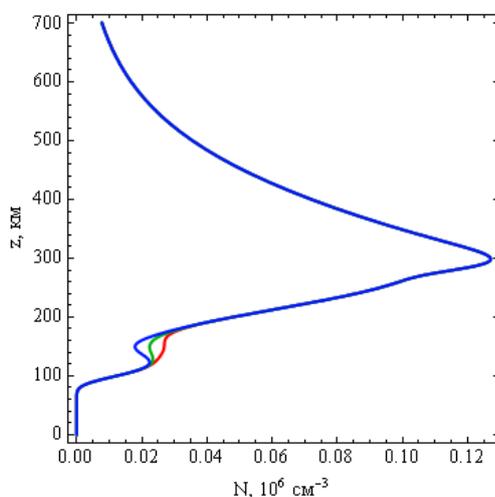


Рис. 1. Зависимость электронной концентрации от высоты.

Обычно на таких высоких частотах предполагается, что траекторию луча можно считать прямой линией, соединяющей передатчик и приёмник. Однако это не совсем верно, так как влияние ионосферы на отдельные параметры может быть существенным.

Метод расчета

Траекторию луча можно рассчитать более точно на основе решения бихарактеристической системы [5-9]:

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau} = \frac{\partial \Gamma}{\partial \vec{k}}, \quad \frac{d\vec{k}}{d\tau} = -\frac{\partial \Gamma}{\partial \vec{r}}, \quad \frac{dt}{d\tau} = -\frac{\partial \Gamma}{\partial \omega}, \quad \frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\partial \Gamma}{\partial t}, \quad (1)$$

в которой гамильтониан имеет вид:

$$\Gamma = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}, \vec{k}, \omega). \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) $\vec{r} = (x, y, z)$ – координаты точки наблюдения, $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ – волновой вектор, ω – круговая частота излучения, f – рабочая частота, t – групповое время, τ – параметр вдоль лучевой траектории, $\varepsilon_r(\vec{r}, \vec{k}, \omega)$ – действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости среды распространения, $c = 2,997925 \cdot 10^8$ м/с – скорость света. В первом приближении можно считать, что

$$\varepsilon_r(\vec{r}, \vec{k}, \omega) = 1 - \nu, \quad (3)$$

где ν – отношение квадрата плазменной частоты к квадрату рабочей:

$$\nu = \left(\frac{\omega_{пл}}{\omega} \right)^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m_e \omega^2}. \quad (4)$$

В формуле (4) $e = 4,8029 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ – заряд электрона, $m_e = 9,108 \cdot 10^{-28}$ г – масса электрона, N – величина электронной концентрации в фиксированной точке пространства.

Предположим, что начальный волновой вектор $\vec{k}(0)$ параметрически зависит от угла выхода луча α_0 :

$$k_x(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos \alpha_0, \quad k_y(0) = 0, \quad k_z(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \sin \alpha_0, \quad (5)$$

источник излучения точечный, и расположен в точке с координатами (x_0, y_0, z_0) :

$$\vec{r}|_{t=0} = (0, 0, z_r). \quad (6)$$

Величина ε_0 в выражениях (5) – это значение эффективной диэлектрической проницаемости среды в источнике излучения.

Траектории распространения

На рис. 2 показаны лучевые траектории в плоскости (x, z) .

Источник излучения расположен на высоте $z_r = 400$ км и горизонтально перемещается. Угол раствора конуса лучей во всех расчетах от 45 до 135 градусов. Приемник расположен на поверхности Земли на расстоянии $x_p = 400$ км от начала координат. Выделены только те траектории, которые приходят в точку наблюдения. Серым цветом показано распределение электронов в ионосфере, причем более темные области соответствуют более высокой электронной концентрации.

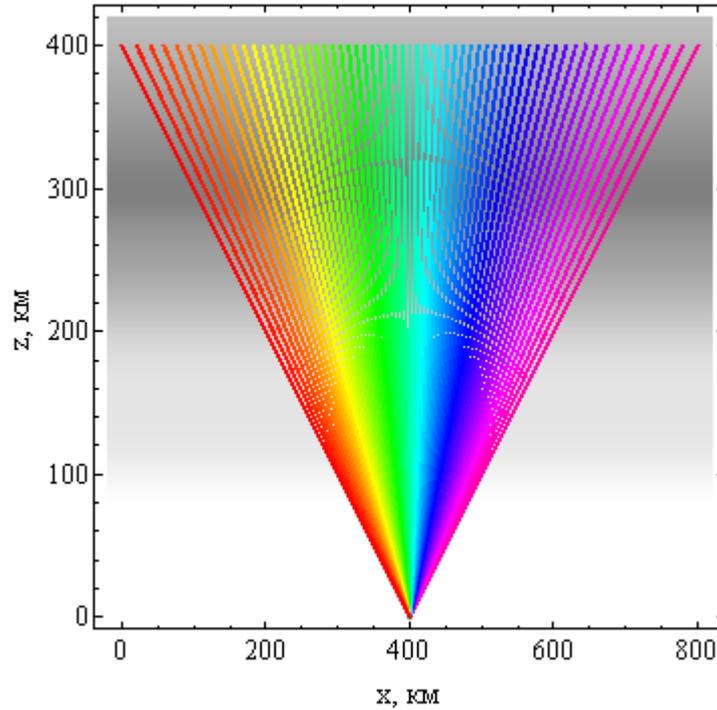


Рис. 2. Лучевые траектории на фоне профиля электронной концентрации ионосферы, $f=430$ МГц.

На рис. 3 приведена зависимость группового времени от координаты x источника излучения. Видно, что зависимость квазипараболическая, причем групповая задержка принимает минимальное значение под источником излучения.

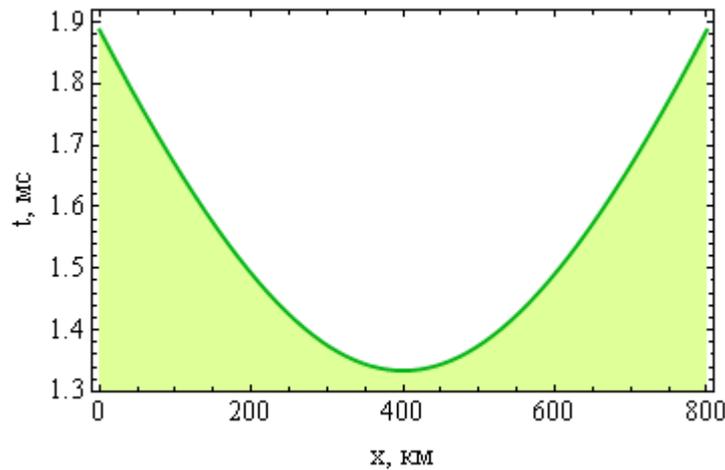


Рис. 3. Зависимость группового времени t от координаты x выхода луча, $f=430$ МГц.

Визуально все траектории на рис. 1 прямые линии. Однако на самом деле они испытывают рефракцию при распространении и отклоняются от прямой. На рис. 4 а и б показано отклонение луча вдоль траектории по вертикали:

$$\Delta z = z(t) - \frac{x(t) - x_p}{x_p - x(t_r)} z_r. \quad (7)$$

В формуле (7) величина t_r это групповое время прихода луча на высоту z_r . Видно, что вдоль траектории луч отклоняется на величину порядка длины волны, а затем в точке приёма отклонение опять становится нулевым.

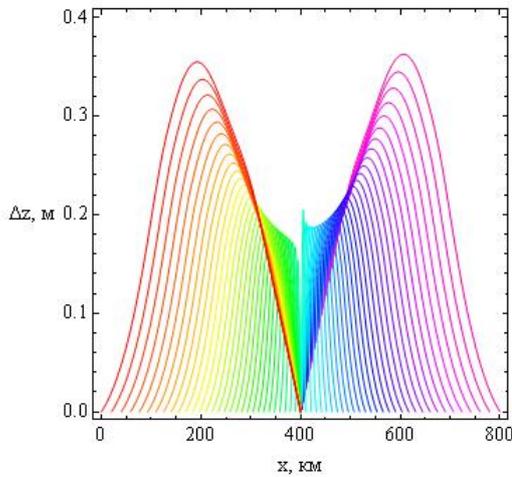


Рис. 4 а.

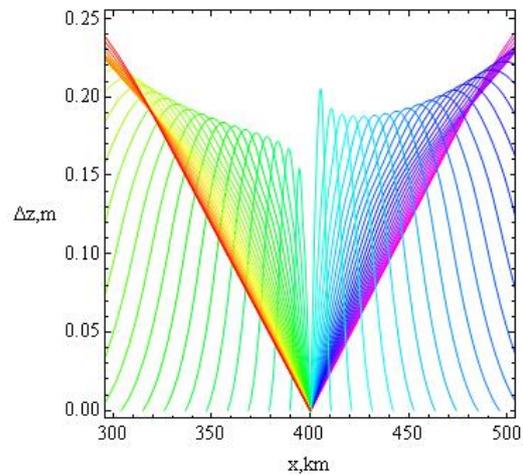


Рис. 4 б.

Отклонение лучевых траекторий по вертикали – рис 4 а, фрагмент – рис 4 б, $f=430$ МГц.

Несимметрия рисунка 4 а связана горизонтальным градиентом вдоль межслоевого канала. Более подробно этот участок показан на рис. 4 б.

На рис.5 показано отклонение $\Delta\alpha$ угла прицеливания α от прямой линии:

$$\Delta\alpha = \alpha_n - \alpha, \quad (8)$$

В формуле (8) α_n это угол между прямой линией, соединяющей передатчик и приемник и положительным направлением оси x , а α это угол между касательной к лучу в точке приема и положительным направлением оси x . Формулу (8) можно переписать в виде:

$$\Delta\alpha = \pi - \alpha_t - \alpha, \quad (9)$$

где угол α_t , дополнительный к углу α_n , определяется из соотношений:

$$\sin \alpha_t = -z_r / R, \quad \cos \alpha_t = \frac{x_p - x(t_r)}{R}, \quad (10)$$

где R – расстояние между источником и приёмником по прямой $R = \sqrt{z_r^2 + (x_r - x_p)^2}$.

Из рисунка следует, что отклонение $\Delta\alpha$ очень незначительное и составляет менее тысячной градуса для лучей, близких к крайним. Однако, как это будет показано ниже, это приводит к существенному изменению фазы вдоль луча и к фарадеевскому вращению вектора поляризации.

Фазовые изменения

На рис 6 а, б приведена зависимость относительной скорости изменения фазы (отложена по горизонтали) от высоты. Относительная скорость изменения фазы с высотой определяется формулой

$$\Phi'_o(t) = \frac{dx}{dt} k_x(t) + \frac{dy}{dt} k_y(t) + \frac{dz}{dt} k_z(t) - \omega = \Phi'(t) - \omega \quad (11)$$

и в случае изотропной и плоскостлой модели среды не зависит от траектории:

$$\Phi'_o(t) \cong \omega(\varepsilon(z(t)) - 1). \quad (12)$$

Видно, что минимумы кривой отслеживают положения максимумов ионосферных слоёв, а максимум соответствует межслоевой долине.

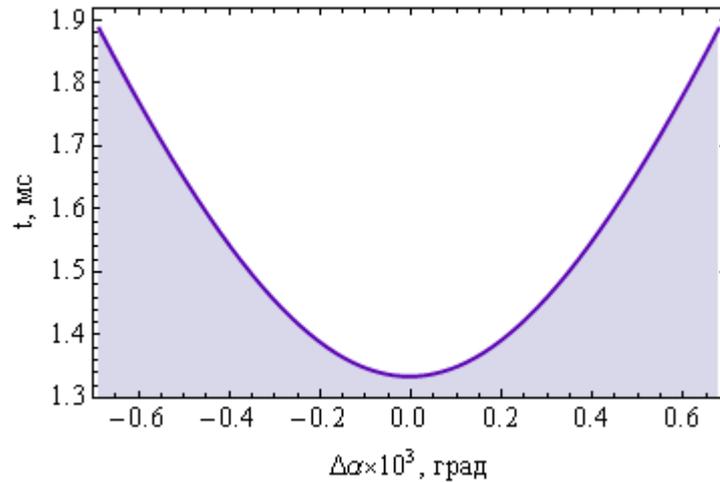


Рис. 5. Отклонение угла прицеливания от прямой линии, $f=430$ МГц.

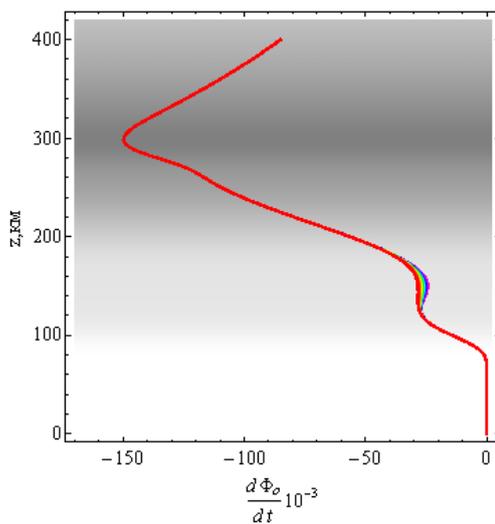


Рис. 6 а.

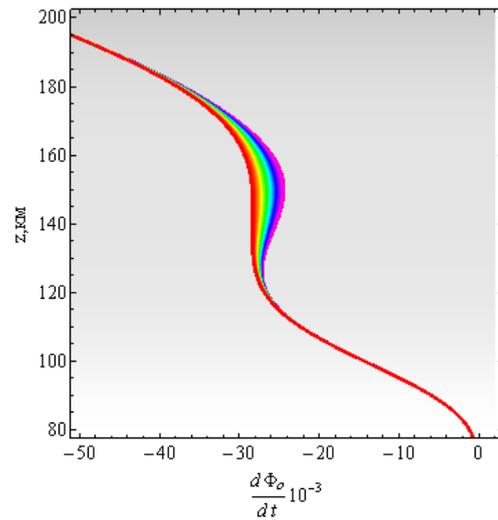


Рис. 6 б.

Зависимость скорости изменения фазы от высоты, $f=430$ МГц.

Видно, что в межслоевой долине скорость изменения фазы существенно зависит от траектории луча, поскольку на этом участке электронная концентрации различна для каждой траектории.

На рис. 7 показана зависимость отклонения фазы (по горизонтали) от группового времени (по вертикали) в точке приема сигнала. Для вычисления фазы использовалась формула:

$$\Phi(t) = \int_0^t \Phi'(\eta) d\eta. \quad (13)$$

Разность фаз $\Delta\Phi$ вычислялась как

$$\Delta\Phi = \Phi - \omega R/c, \quad (14)$$

где $\omega R/c$ – фаза луча в пустоте вдоль прямой.

Видно, что зависимость линейная, причем ионосфера вносит существенный вклад в величину фазы: в данном случае от 7 до 10 периодов. Расщепление линии объясняется наличием горизонтального градиента.

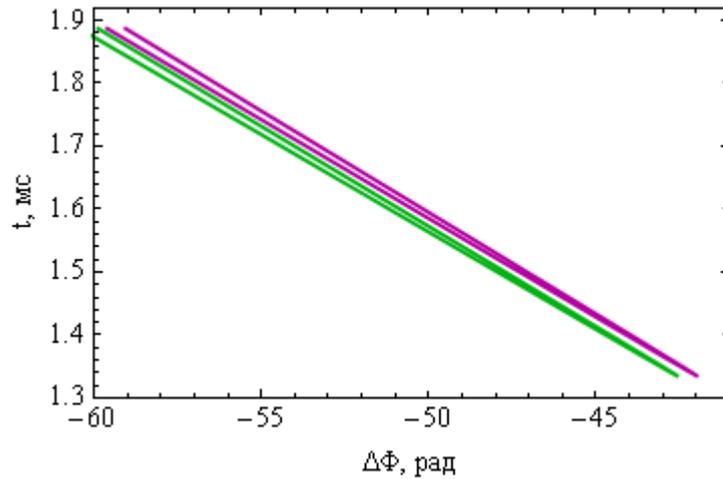


Рис. 7. Зависимость отклонения фазы (по горизонтали) от группового времени (по вертикали), $f=430$ МГц – зелёные линии, $f=436$ МГц – фиолетовые линии.

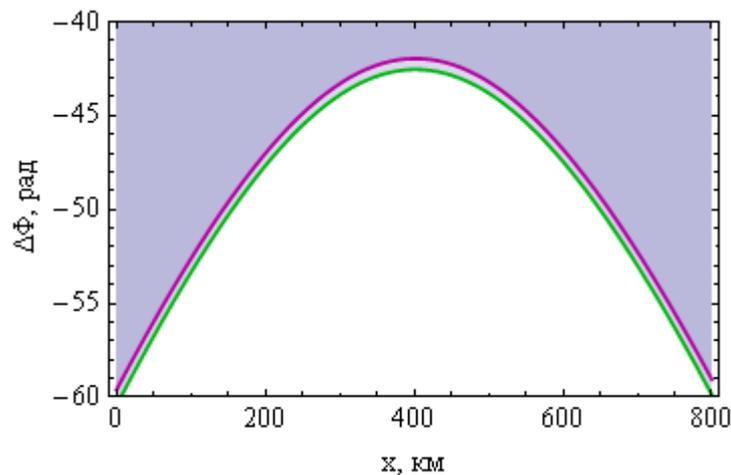


Рис. 8. Зависимость отклонения фазы от фазы в пустоте от координаты x , $f=430$ МГц – зелёная линия, $f=436$ МГц – фиолетовая линия.

Изучая рис. 7, можно оценить изменение отклонения фазы в рамках рабочей полосы. Оно порядка 1 радиана. На рис. 8 показана зависимость отклонения фазы от горизонтальной координаты x , соответствующей координате выход луча. Форма кривой – квазипарабола. Как и следовало ожидать, наименьше отклонение фазы соответствует вертикальному лучу.

Фарадеевское вращение плоскости поляризации

Теперь рассмотрим фарадеевское вращение плоскости поляризации, считая, что обыкновенная и необыкновенная волны в силу большой частоты распространяются вдоль одной лучевой траектории. Согласно [10] (см. также, [11]) угол фарадеевского вращения определяется формулой:

$$\Omega(t) = \frac{\omega}{2c} \int_0^t \Delta\mu \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} dt, \quad (15)$$

где

$$\Delta\mu \cong \frac{1}{2} \frac{v\sqrt{u^2 \sin^4 \theta + 4(1-v)^2 u \cos^2 \theta}}{(1-v)(1-u \cos^2 \theta) - u \sin^2 \theta} \quad (16)$$

разность показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны.

В формуле (16) параметр u это отношение квадрата гирочастоты к квадрату круговой частоты:

$$u = \left(\frac{\omega_H}{\omega} \right)^2 = \frac{e^2 H_0^2}{m_e^2 c^2 \omega^2}, \quad (17)$$

а θ это угол между вектором напряженности внешнего магнитного поля \vec{H}_0 и волновым вектором \vec{k} . В квазиизотропной среде можно приблизительно считать, что

$$\Omega(t) = \frac{\omega}{2} \int_0^t \Delta\mu \sqrt{\varepsilon(\vec{r}(t))} dt. \quad (18)$$

В приведённых ниже расчетах амплитуда магнитного поля предполагается постоянной, а ориентация напряжённости магнитного поля относительно локальной системы координат задается двумя углами γ и φ :

$$H_{0x} = H_0 \cos \gamma \cos \varphi, \quad H_{0y} = H_0 \cos \gamma \sin \varphi, \quad H_{0z} = H_0 \sin \gamma. \quad (19)$$

При вычислении применялись следующие значения параметров: $H_0 = 0,551$ Э, $\gamma = -83^\circ$.

На рис. 9 представлена зависимость от высоты квадрата косинуса угла θ для различных значений угла φ . Поскольку в рамках модели магнитное поле считалось постоянным, то линии прямые, но раскраска рисунков существенно зависит от угла φ .

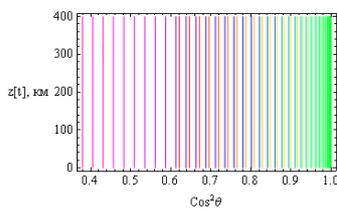


Рис. 9 а.

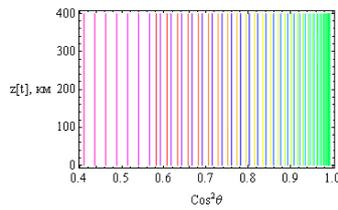


Рис. 9 б.

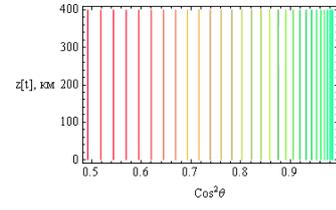


Рис. 9 в.

Зависимость $\cos^2 \theta$ (по горизонтали) от высоты (по вертикали) вдоль лучей, $f=430$ МГц, $\varphi = 0$ – рис. 9 а, $\varphi = \pi/4$ – рис. 9 б, $\varphi = \pi/2$ – рис. 9 в.

Зависимости параметра $\Delta\mu$ от высоты вдоль лучей при различных значениях угла φ приведены на рис. 10.

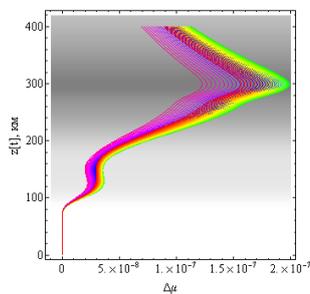


Рис. 10 а,
 $\varphi = 0$

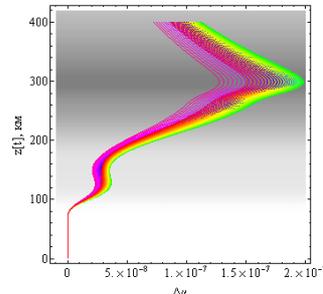


Рис. 10 б,
 $\varphi = \pi/4$

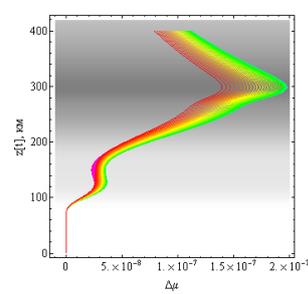


Рис. 10 в.
 $\varphi = \pi/2$

Зависимость $\Delta\mu$ (по горизонтали) от высоты (по вертикали), $f=430$ МГц, $\varphi = 0$ – рис. 10 а, $\varphi = \pi/4$ – рис. 10 б, $\varphi = \pi/2$ – рис. 10 в.

Видно, что форма кривой в целом отслеживает профиль электронной концентрации.

На рис. 11 показана зависимость угла фарадеевского вращения Ω (по горизонтали) от группового времени при различных углах φ , а на рис. 12 зависимость угла фарадеевского вращения от координаты x . Форма кривой на рис. 11 – квазипарабола.

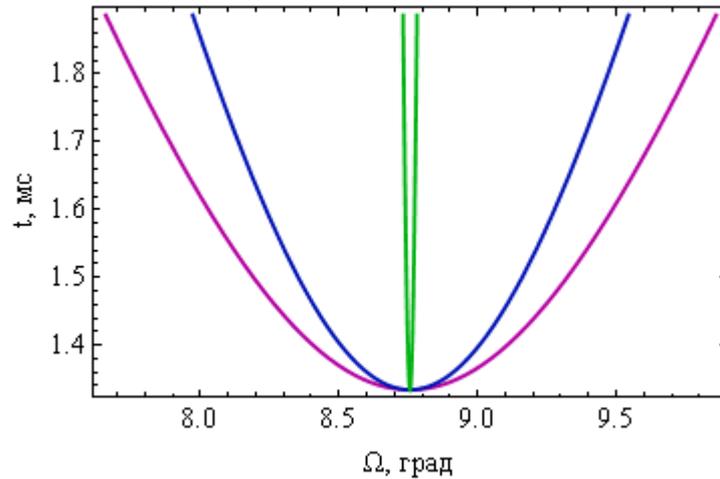


Рис. 11. Зависимость угла фарадеевского вращения от группового времени, $f=430$ МГц, $\varphi=0$ – фиолетовая линия, $\varphi=\pi/4$ – синяя линия, $\varphi=\pi/2$ – зелёная линия.

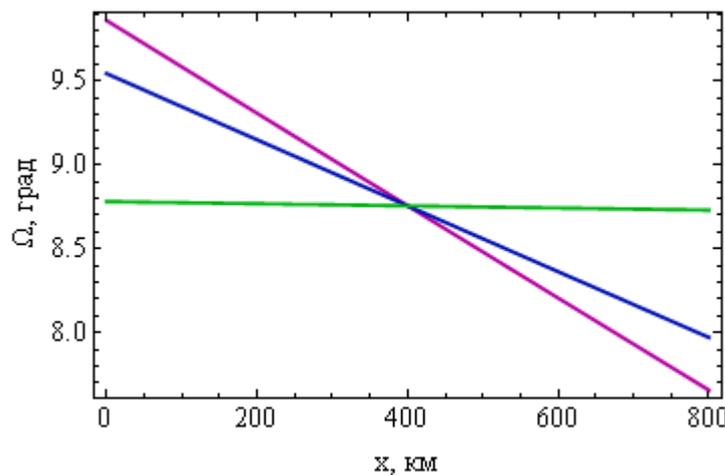


Рис. 12. Зависимость угла фарадеевского вращения от координаты x , $f=430$ МГц, $\varphi=0$ – фиолетовая линия, $\varphi=\pi/4$ – синяя линия, $\varphi=\pi/2$ – зелёная линия.

Из рис. 11 видно, что угол фарадеевского вращения достигает 10° . Это значение соответствует координате $x = 0$ км (см. рис. 12). Следует отметить, что угол фарадеевского вращения при дальности $x = 800$ км (групповое время порядка 1,9 мс) минимален ($\sim 7,5^\circ$).

При $\varphi=\pi/4$ диапазон изменения угла фарадеевского вращения составляет от 8 до 9,5 градусов. Если же угол $\varphi=\pi/2$, то есть магнитное поле ортогонально плоскости, в которой лежат лучевые траектории, то угол фарадеевского вращения близок к константе и составляет $\sim 8,75^\circ$. Расщепление линии целиком обусловлено наличием горизонтального градиента.

Заключение

Таким образом, в работе методом бихарактеристик рассмотрены особенности влияния ионосферы Земли на распространение радиоволн Р-диапазона: отклонение лучевых траекторий от прямых линий, изменение величины набега фазы за счет влияния ионосферы и фарадеевское вращение. Получены оценки величин угла фарадеевского вращение в зависимости от взаимной ориентации лучевых траекторий и вектора напряженности внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 18-02-00544-а, №17-02-01183-а).

Литература

1. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы. М., Физматлит, 2007, 345 с.
2. Андреева Е.С., Крюковский А.С., Куницын В.Е., Лукин Д.С., Растягаев Д.В., Кирьянова К.С. Моделирование лучевой и каустической структуры электромагнитных полей по данным радиотомографии ионосферы в окрестности экваториальной аномалии. // «Распространение радиоволн», сб.докл. XXIII Всероссийской научной конференции. (23–26.05.2011; Йошкар-Ола) /Йошкар-Ола: Марийский государственный технический университет, 2011. Т.3 С. 288-291.
3. Kutuza V.G., Kalinkevitch A.A., Ephimov A.I., Vostrov E.A., Dzenkevitch A.V. Application of SAR Operating at P-band for Space Experiments // EUSAR'96: Proceedings. Germany, Konigswinter, 1996. P. 309-313.
4. ГОСТ 25645.146-89 Ионосфера Земли. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов. Часть 1. Таблицы параметров. М.: Издательство стандартов, 1990 год. 30 с.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. Бова Ю.И., Крюковский А.С., Лукин Д.С. Моделирование распространения частотно-модулированного излучения в анизотропной ионосферной плазме // Электромагнитные волны и электронные системы. 2017. Т. 22. № 5. С. 4-11.
9. Крюковский А.С., Скворцова Ю.И. Математическое моделирование распространения радиоволн в нестационарной плазме с учетом кривизны поверхности Земли и ионосферных слоёв // Вестник Российского нового университета. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2016. № 1-2. С. 34-40.
10. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. 502 с.
11. Кутуза Б.Г., Мошков А.В. Влияние фарадеевского вращение плоскости поляризации в ионосфере при измерении их космоса радиоизлучения поверхности океана. // Исследование Земли из космоса. 1988. № 5. С. 94-98.