

Ю.И. Бова, А.С. Крюковский, Б.Г. Кутуза, Е.А. Палкин

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ НА ФАРАДЕЕВСКОЕ ВРАЩЕНИЕ ВЕКТОРА ПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОВОЛН В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ*

Методом бихарактеристик рассмотрены особенности влияния ионосферы Земли на распространение высокочастотных радиоволн, что актуально в связи с проектированием космических антенн с синтезированной апертурой. Получены оценки величин угла фарадеевского вращения в зависимости от частоты передатчика. Исследован набег фазы и рефракционные ошибки.

Ключевые слова: радиоволны, высокочастотный диапазон, ионосфера, магнитное поле, бихарактеристики, отклонение фазы, показатель преломления, фарадеевское вращение.

Yu.Ig. Bova, A.S. Kryukovsky, B.G. Kutuza, E.A. Palkin

INVESTIGATION OF EARTH'S IONOSPHERE INFLUENCE ON FARADAY ROTATION OF A VECTOR OF POLARIZATION OF RADIO WAVES IN A HIGH-FREQUENCY RANGE

The features of the influence of the Earth's ionosphere on the propagation of high-frequency radio waves are considered by the method of bicharacteristics, which is relevant in connection with the design of space antennas with a synthesized aperture. The estimates of the Faraday rotation angle are obtained as a function of the frequency of the transmitter. Phase races and refractive errors were investigated.

Keywords: radio waves, high-frequency range, ionosphere, magnetic field, bicharacteristics, phase deviation, refractive index, Faraday rotation.

Введение. Постановка задачи

Изучено влияние ионосферы Земли на распространение радиоволн различных диапазонов. В работах [1–3] подробно рассмотрено влияние ионосферы на радиоволны Р-диапазона (430 МГц). В данной работе сопоставлено влияние ионосферной плазмы на параметры радиосигналов для трех различных частот: 200 МГц, 430 МГц и 1200 МГц. Актуальность работы связана с тем, что радиоволны с такими частотами применяются при проектировании космических антенн с синтезированной апертурой [4], а также используются для восстановления профиля электронной концентрации ионосферной плазмы методом радиотомографии [5].

В работе рассмотрена модель дневной (12 час) ионосферной плазмы относительно точки с координатами 40° с. ш., 30° в. д. Профиль электронной концентрации представлен на рис. 1 (см. [6]).

На таких высоких частотах предполагается, что траекторию луча можно считать прямой линией, соединяющей передатчик и приемник, и визуально это действительно так. Однако влияние ионосферы на отдельные параметры является весьма существенным.

© Бова Ю.И., Крюковский А.С., Кутуза Б.Г., Палкин Е.А., 2018.

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00544-а, №17-02-01183-а).

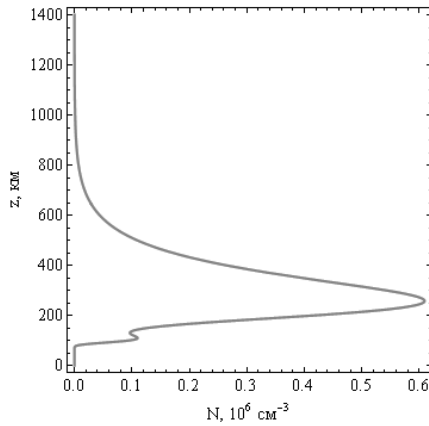


Рис. 1. Зависимость электронной концентрации от высоты в точке 40° с. ш., 30° в. д.

Методика вычислений

По аналогии с работами [2; 3] для определения траектории лучей используем бихарактеристическую систему [7; 8]:

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

с гамильтонианом:

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

В выражениях (1) и (2) $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ – волновой вектор; $\vec{r} = (x, y, z)$ – координаты точки наблюдения; $\omega = 2\pi f$ – круговая частота излучения; f – рабочая частота; t – групповое время; τ – параметр вдоль лучевой траектории; $\varepsilon(\vec{r}, \vec{k}, \omega)$ – эффективная диэлектрическая проницаемость среды распространения, $c = 2,997\,925 \cdot 10^8$ м/с – скорость света (см. также [9–11]). Учитывая, что рабочая частота в данной задаче много больше плазменной ω_p , можно считать, что

$$\varepsilon_r(\vec{r}, \vec{k}, \omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2, \quad (3)$$

а плазменная частота определяется формулой:

$$\omega_p = \frac{4\pi e^2 N}{m_e}. \quad (4)$$

В выражении (4) $e = 4,802\,9 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ – заряд электрона; $m_e = 9,108 \cdot 10^{-28}$ г – масса электрона; N – величина электронной концентрации в фиксированной точке пространства.

Будем считать, 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 $(0, 0, z_0)$. В выражениях (5) как ε_0 обозначено значение эффективной диэлектрической проницаемости среды в источнике излучения.

Лучевые траектории

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

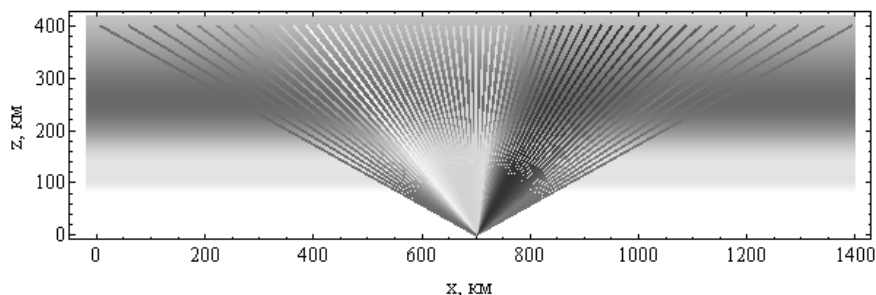


Рис. 2. Лучевые траектории на фоне профиля электронной концентрации ионосферы

Предполагается, что источник излучения расположен на высоте $z_r = 400$ км и горизонтально перемещается. При этом угол наклона лучей меняется от 150 до 30 градусов относительно положительного направления горизонтальной оси. Приемник расположен на поверхности Земли на расстоянии $x_p = 700$ км от начала координат. На рисунке выделены только те траектории, которые приходят в точку наблюдения. Серым цветом показано распределение электронов в ионосфере. Более темные области соответствуют более высокой электронной концентрации.

На рис. 3 приведена зависимость группового времени от координаты x источника излучения. Из рисунка следует, что зависимость квазипараболическая. Групповая задержка принимает минимальное значение под источником излучения.

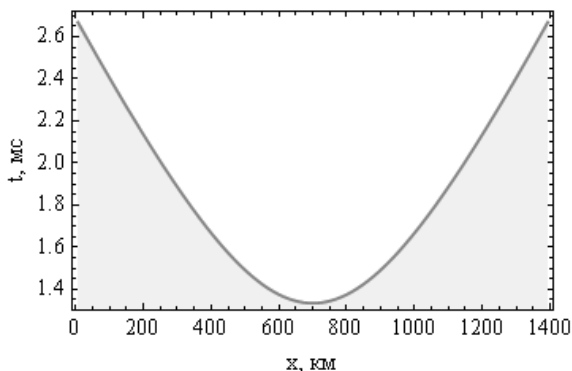


Рис. 3. Зависимость группового времени t от координаты x выхода луча

Необходимо отметить, что рис. 2 и 3 практически одинаковы для всех трех рассматриваемых частот и визуально не различаются. Все траектории на рис. 2 показаны как прямые линии. На самом деле они испытывают рефракцию при распространении в ионосфере и поэтому отклоняются от прямой линии. На рис. 4 а, б, в показано отклонение лучей вдоль траекторий по вертикали, рассчитанное по формуле (6):

$$\Delta z = z(t) - \frac{x(t) - x_p}{x_p - x(t_r)} z_r. \quad (6)$$

Здесь 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 приема отклонение опять становится нулевым.

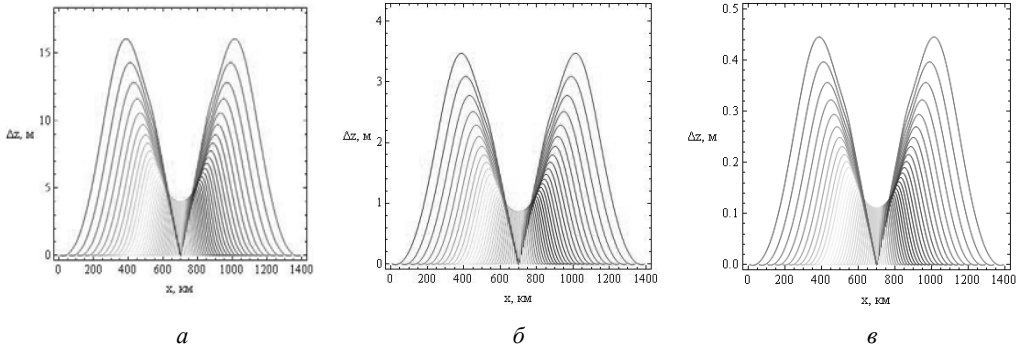


Рис. 4. Отклонение лучей по вертикали, *a* – 200 МГц, *б* – 430 МГц, *в* – 1 200 МГц

Видно, что если на частоте 1 200 МГц (длина волны ~25 см) максимальное отклонение не превышает 46 см, то на 430 МГц (длина волны ~63 см) – 3,6 м, а на частоте 200 МГц (длина волны ~1,5 м) максимальное отклонение не превышает 17 м. Таким образом, получается, что при увеличении частоты при одинаковых условиях отношение максимального отклонения к длине волны уменьшается.

Рассмотрим теперь (рис. 5) отклонение $\Delta\alpha$ угла прицеливания α от прямой линии:

$$\Delta\alpha = \alpha_n - \Delta\alpha, \quad (7)$$

В (7) α_n – это угол между прямой линией, соединяющей передатчик и приемник, и положительным направлением оси x , а α – угол между касательной к лучу в точке приема и положительным направлением оси x . Формулу (7) можно представить в виде

$$\Delta\alpha = \pi - \alpha_t - \alpha, \quad (8)$$

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

$$\sin \alpha_t = -z_r / R, \quad \cos \alpha_t = \frac{x_p - x(t_r)}{R}, \quad (9)$$

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

Из рис. 5 следует, что отклонение $\Delta\alpha$ незначительное и составляет для лучей, близких к крайним $30 \cdot 10^{-3}$ град на частоте 200 МГц, $6 \cdot 10^{-3}$ град на частоте 430 МГц и 10^{-3} град на частоте 1 200 МГц. Однако даже такое отклонение указывает на существенное изменение фазы вдоль луча и фарадеевское вращение вектора поляризации.

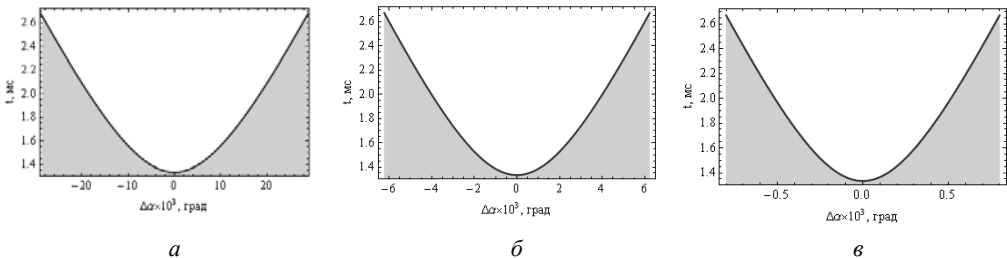


Рис. 5. Отклонение угла прицеливания от прямой линии, *a* – 200 МГц, *б* – 430 МГц, *в* – 1 200 МГц

Фазовые соотношения

Рассмотрим зависимость относительной скорости изменения фазы от высоты (рис. 6). Производная фазы по групповому времени определяется формулой:

$$\Phi'_o(t) = \frac{dx}{dt}k_x(t) + \frac{dy}{dt}k_y(t) + \frac{dz}{dt}k_z(t) - \omega = \Phi'(t) - \omega \quad (10)$$

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

$$\Phi'_o(t) \cong \omega(\varepsilon(z(t)) - 1). \quad (11)$$

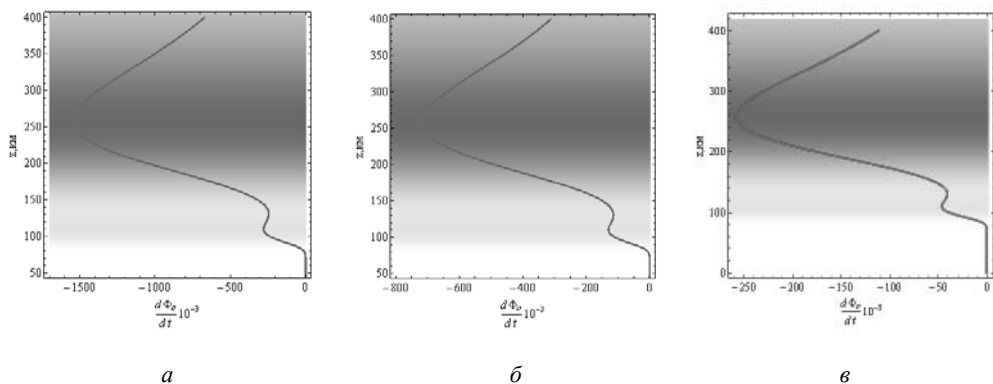


Рис. 6. Зависимость скорости изменения фазы от высоты, a – 200 МГц, b – 430 МГц, v – 1 200 МГц

На рис. 6 видно, что минимумы кривой коррелируют с положениями максимумов ионосферных слоев. Локальный максимум соответствует межслоевой долине. Минимальное значение производной составляет порядка $-1\,500 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$ на частоте 200 МГц, $-700 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$ на частоте 430 МГц и порядка $-260 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$ на частоте 1 200 МГц.

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

$$\Phi(t) = \int_0^t \Phi'(\eta) d\eta. \quad (12)$$

Разность фаз DF находилась как

$$\Delta\Phi = \Phi - \omega R / c, \quad (13)$$

где $\omega R / c$ – фаза луча в пустоте вдоль прямой, соединяющей источник и приемник.

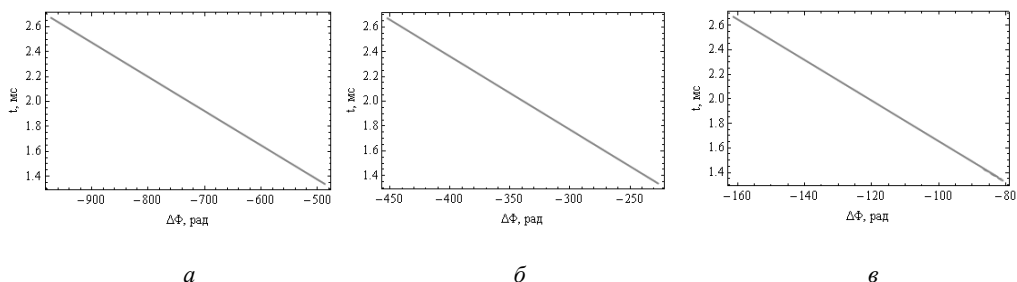


Рис. 7. Зависимость отклонения фазы (по отношению к фазе в невозмущенной среде) от высоты, a – 200 МГц, b – 430 МГц, v – 1 200 МГц

Видно, что зависимость линейная, причем ионосфера вносит существенный вклад в величину фазы: на частоте 200 МГц – это от 83 до 167 периодов, на частоте 430 МГц – от 46 до 75 периодов, а на частоте 1 200 МГц – от 13 до 27 периодов.

Зависимость отклонения фазы от горизонтальной координаты x , соответствующей координате выхода луча, представлена на рис. 8. Форма кривой является квазипараболой. Наименьшее отклонение фазы соответствует вертикальному лучу.

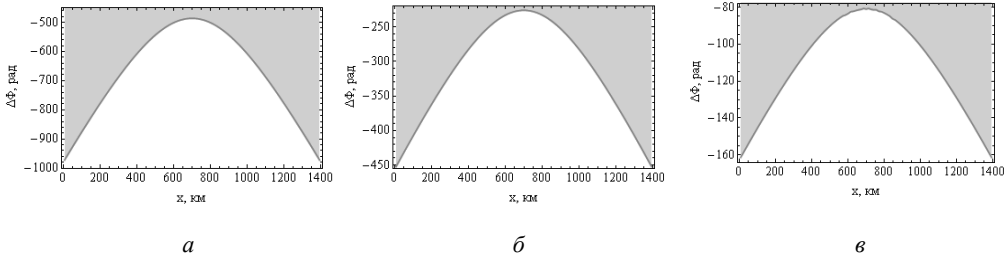


Рис. 8. Зависимость разности фаз (по отношению к невозмущенной среде) от расстояния по горизонтали, a – 200 МГц, b – 430 МГц, c – 1 200 МГц

Диапазоны отклонения разности фаз те же, что и на рис. 7.

Фарадеевское вращение плоскости поляризации радиоволны

Рассмотрим фарадеевское вращение плоскости поляризации, считая, что обыкновенная и необыкновенная волны в высокочастотном диапазоне распространяются вдоль одной и той же лучевой траектории. Согласно [12] (см. также [1–3; 13]), угол фарадеевского вращения определяется формулой:

$$\Omega(t) = \frac{\omega}{2c} \int_0^t \Delta\mu \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} dt, \quad (14)$$

в которой введено обозначение

$$\Delta\mu \cong \frac{1}{2} \frac{v\sqrt{u^2 \sin^4 \theta + 4(1-v)^2 u \cos^2 \theta}}{(1-v)(1-u \cos^2 \theta) - u \sin^2 \theta}. \quad (15)$$

$\Delta\mu$ – это разность показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны, а параметр u – это отношение квадрата гирочастоты к квадрату круговой частоты:

$$u = \left(\frac{\omega_H}{\omega}\right)^2 = \frac{e^2 H_0^2}{m_e^2 c^2 \omega^2}. \quad (16)$$

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

$$\Omega(t) = \frac{\omega}{2} \int_0^t \Delta\mu \sqrt{\varepsilon(\vec{r}(t))} dt. \quad (17)$$

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

$$H_{0x} = H_0 \cos \gamma \cos \varphi, \quad H_{0y} = H_0 \cos \gamma \sin \varphi, \quad H_{0z} = H_0 \sin \gamma. \quad (18)$$

При вычислении применялись следующие значения параметров: $H_0 = 0,465 \text{ Э}$, $\gamma = -57^\circ$, $\varphi = 45^\circ$.

Зависимости разности $\Delta\mu$ показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны от высоты вдоль лучей при различных частотах приведены на рис. 9.

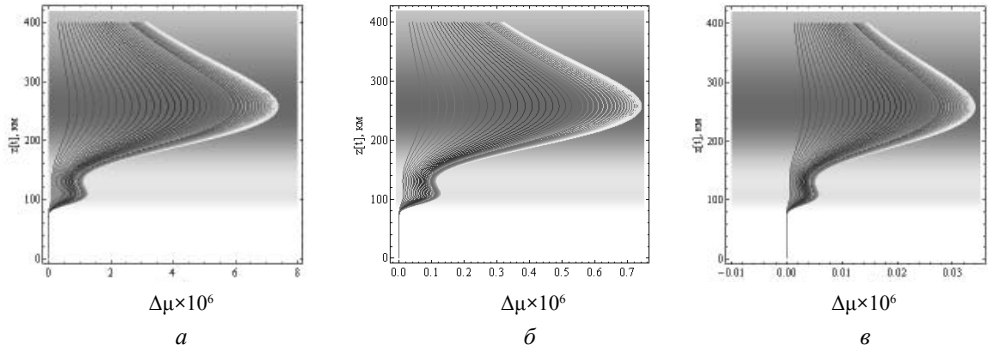


Рис. 9. Зависимость разности показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны от высоты вдоль лучей, a – 200 МГц, b – 430 МГц, v – 1 200 МГц

Видно, что форма кривой отслеживает профиль электронной концентрации. Хотя форма кривых сохраняется для разных частот, при изменении частоты существенно меняется диапазон значений $\Delta\mu$: на частоте 200 МГц достигает $7,5 \cdot 10^{-6}$, на частоте 430 МГц – $0,75 \cdot 10^{-6}$, а на частоте 1 200 МГц – $0,035 \cdot 10^{-6}$.

На рис. 10 показана зависимость угла фарадеевского вращения W (по горизонтали) от группового времени при различных частотах, а на рис. 11 – зависимость угла фарадеевского вращения от координаты x . Форма кривой на рис. 10 – квазипарабола.

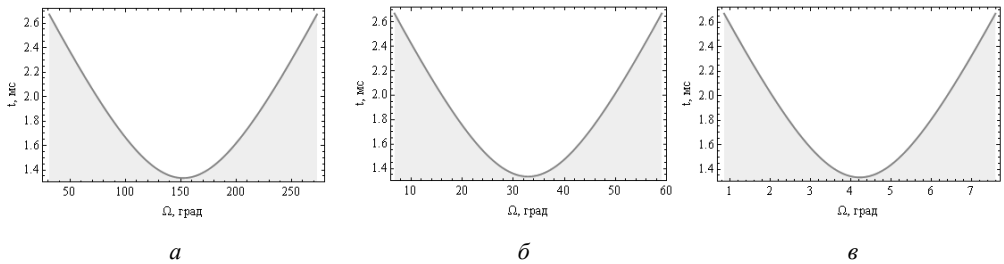


Рис. 10. Зависимость угла фарадеевского вращения от группового времени, a – 200 МГц, b – 430 МГц, v – 1 200 МГц

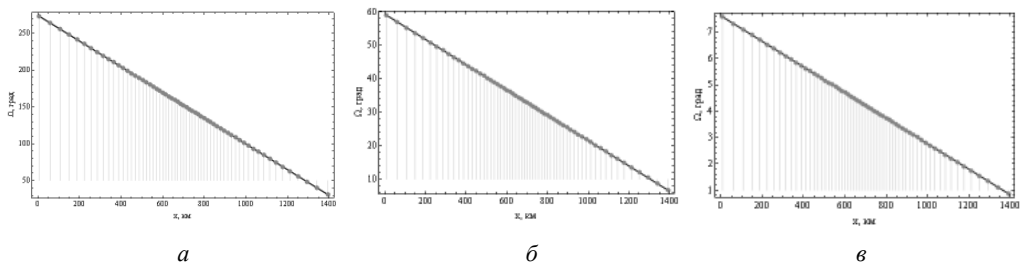


Рис. 11. Зависимость угла фарадеевского вращения от расстояния по горизонтали, a – 200 МГц, b – 430 МГц, v – 1 200 МГц

Из рис. 10 следует, что угол фарадеевского вращения достигает 270° на частоте 200 МГц, 60° – на частоте 430 МГц и 8° – на частоте 1 200 МГц. Эти значения соответствуют координате $x = 0$ км (см. рис. 11). Следует отметить, что угол фарадеевского вращения при дальности $x = 1\,400$ км (групповое время порядка 2,64 мс) минимален и составляет 30° на частоте 200 МГц, $7,5^\circ$ – на частоте 430 МГц и $0,8^\circ$ – на частоте 1 200 МГц.

Заключение

Таким образом, в работе методом бихарактеристик рассмотрены особенности влияния ионосферы Земли на распространение высокочастотных радиоволн: отклонение лучевых траекторий от прямых линий, изменение величины набега фазы за счет влияния ионосферы и фарадеевское вращение. Сопоставлены оценки величин угла фарадеевского вращения на частотах: 200 МГц, 430 МГц, 1 200 МГц.

Литература

1. Kutuza B.G., Bova Yu.Ig., Kryukovsky A.S., Stasevich V.Ig. Features of the Influence of the Earth's Ionosphere on the P-Band Propagation // The 12th European Conference on Synthetic Aperture Radar – EUSAR 2018, Aachen, Germany on June 4–7, 2018.
2. Бова Ю.И., Крюковский А.С., Кутуза Б.Г., Лукин Д.С., Стасевич В.И. Исследование влияния ионосферы на распространение электромагнитных волн р-диапазона // Физические основы приборостроения. 2018. Т. 7. № 1 (27). С. 54–61.
3. Крюковский А.С., Кутуза Б.Г., Бова Ю.И. Исследование влияния ионосферы Земли на распространение радиоволн р-диапазона // Вестник Российского нового университета. Сер. «Сложные системы: модели, анализ и управление». 2017. Вып. 2. С. 7–12.
4. Kutuza B.G., Kalinkevitch A.A., Ephimov A.I., Vostrov E.A., Dzenkevitch A.B. Application of SAR Operating at P-band for Space Experiments // EUSAR'96: Proceedings. Germany, Konigswinter, 1996. P. 309–313.
5. 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.
6. ГОСТ 25645.146-89 Ионосфера Земли. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов. Часть 1. Таблицы параметров. М.: Изд-во стандартов, 1990. 30 с.
7. 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.
8. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С. Метод расширенной бихарактеристической системы при моделировании распространения радиоволн в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028–1034.
9. 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.
10. 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.
11. Крюковский А.С., Скворцова Ю.И. Математическое моделирование распространения радиоволн в нестационарной плазме с учетом кривизны поверхности Земли

и ионосферных слоев // Вестник Российского нового университета. Сер. «Сложные системы: модели, анализ и управление». 2016. Вып. 1–2. С. 34–40.

12. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. 502 с.

13. Кутуза Б.Г., Мошков А.В. Влияние фарадеевского вращения плоскости поляризации в ионосфере при измерении их космоса радиоизлучения поверхности океана // Исследование Земли из космоса. 1988. № 5. С. 94–98.

References

1. Kutuza B.G., Bova Yu.Ig., Kryukovsky A.S., Stasevich V.Ig. Features of the Influence of the Earth's Ionosphere on the P-Band Propagation // The 12th European Conference on Synthetic Aperture Radar – EUSAR 2018, Aachen, Germany on June 4–7, 2018.

2. Bova Yu.I., Kryukovskiy A.S., Kutuza B.G., Lukin D.S., Stasevich V.I. Issledovanie vliyaniya ionosfery na rasprostraneniye elektromagnitnykh voln p-diapazona // Fizicheskie osnovy priborostroeniya. 2018. T. 7. № 1 (27). S. 54–61.

3. Kryukovskiy A.S., Kutuza B.G., Bova Yu.I. Issledovanie vliyaniya ionosfery zemli na rasprostraneniye radiovoln p-diapazona // Vestnik Rossiyskogo novogo universiteta. Ser. "Slozhnye sistemy: modeli, analiz i upravlenie". 2017. Vyp. 2. S. 7–12.

4. Kutuza B.G., Kalinkevitch A.A., Ephimov A.I., Vostrov E.A., Dzenkevitch A.B. Application of SAR Operating at P-band for Space Experiments // EUSAR'96: Proceedings. Germany, Konigswinter, 1996. P. 309–313.

5. Andreeva E.S., Kryukovskiy A.S., Kunitsyn V.E., Lukin D.S., Rastyagaev D.V., Kir'yanova K.S. Modelirovaniye luchevoy i kausticheskoy struktury elektromagnitnykh poley po dannym radiotomografii ionosfery v okrestnosti ekvatorial'noy anomalii // Rasprostraneniye radiovoln: sb. dokl. KHKHIII Vserossiyskoy nauchnoy konferentsii. (23–26.05.2011; Yoshkar-Ola). Yoshkar-Ola: Mariyskiy gosudarstvennyy tekhnicheskiiy universitet, 2011. T. 3. С. 288–291.

6. GOST 25645.146-89 Ionosfera Zemli. Model' global'nogo raspredeleniya kontsentratsii, temperatury i effektivnoy chastoty soudareniy elektronov. Chast' 1. Tablitsy parametrov. M.: Izd-vo standartov, 1990. 30 s.

7. Kazantsev A.N., Lukin D.S., Spiridonov Yu.G. Metod issledovaniya rasprostraneniya radiovoln v neodnorodnoy magnitoaktivnoy ionosfere // Kosmicheskie issledovaniya. 1967. T. 5. Vyp. 4. S. 593–600.

8. Kryukovskiy A.S., Lukin D.S., Kir'yanova K.S. Metod rasshirennoy bikharakteristicheskoy sistemy pri modelirovanii rasprostraneniya radiovoln v ionosfernoy plazme // Radiotekhnika i elektronika. 2012. T. 57. № 9. S. 1028–1034.

9. Kryukovskiy A.S., Lukin D.S., Rastyagaev D.V., Skvortsova Yu.I. Matematicheskoe modelirovaniye rasprostraneniya chastotno-modulirovannykh radiovoln v ionosfernoy plazme // Radiotekhnika i elektronika. 2015. T. 60. № 10. S. 1001–1009.

10. Bova Yu.I., Kryukovskiy A.S., Lukin D.S. Modelirovaniye rasprostraneniya chastotno-modulirovannogo izlucheniya v anizotropnoy ionosfernoy plazme // Elektromagnitnye volny i elektronnye sistemy. 2017. T. 22. № 5. S. 4–11.

11. Kryukovskiy A.S., Skvortsova Yu.I. Matematicheskoe modelirovaniye rasprostraneniya radiovoln v nestatsionarnoy plazme s uchetom krivizny poverkhnosti Zemli i ionosfernykh sloev // Vestnik Rossiyskogo novogo universiteta. Ser. "Slozhnye sistemy: modeli, analiz i upravlenie". 2016. Vyp. 1–2. S. 34–40.

12. Devis K. Radiovolny v ionosfere. M.: Mir, 1973. 502 s.

13. Kutuza B.G., Moshkov A.V. Vliyanie faradeevskogo vrashcheniya ploskosti polyarizatsii v ionosfere pri izmerenii ikh kosmosa radioizlucheniya poverkhnosti okeana // Issledovanie Zemli iz kosmosa. 1988. № 5. S. 94–98.