

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ
НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН
В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ

© 2019 г. Ю. И. Бова¹, А. С. Крюковский^{1, 2, *}, Б. Г. Кутузов², Д. С. Лукин¹

¹Российский новый университет,

Российская Федерация, 105005 Москва, ул. Радио, 22

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Российская Федерация, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7

*E-mail: kryukovsky56@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.12.2018 г.

После доработки 19.12.2018 г.

Принята к публикации 28.12.2018 г.

Методом бихарактеристик рассмотрены особенности влияния ионосферы Земли на распространение радиоволн на частотах 200...1200 МГц. Исследован набег фазы и рефракционные ошибки. Получены оценки величин угла фарадеевского вращения в зависимости от взаимной ориентации лучевых траекторий и вектора напряженности внешнего магнитного поля.

DOI: 10.1134/S0033849419070052

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Изучение влияния ионосферы Земли на распространение радиоволн различных высокочастотных диапазонов в настоящее время актуально в связи с тем, что радиоволны с таким частотами применяются при проектировании космических антенн с синтезированной апертурой [1], а также используются для восстановления профиля электронной концентрации ионосферной плазмы методом радиотомографии [2]. В предыдущих работах [3–5] нами уже рассматривались некоторые аспекты этой проблемы применительно к распространению радиоволн Р-диапазона (430...436 МГц). В данной работе изучено влияние ионосферной плазмы на параметры радиосигналов для трех частот: 200, 430 и 1200 МГц, и полученные результаты сопоставлены.

Рассмотрим модель дневной (12 ч) ионосферной плазмы относительно точки с координатами 40° с.ш. и 30° в.д. с учетом горизонтальных градиентов. Профиль электронной концентрации (см. [6]) представлен на рис. 1. Предполагается, что вдоль трассы распространения образуется волновой канал между слоем *F* и слоем *E*, параметры которого меняются вдоль оси *x*. На рисунке отмечены три высотных профиля — 0, 700 и 1400 км. Как видим, кривые совпадают, за исключением слоя *E* и межслоевой долины.

На высоких частотах, 200...1200 МГц, обычно предполагается, что траекторию луча можно счи-

тать прямой линией, соединяющей передатчик и приемник, и визуально это действительно так. Однако влияние ионосферы на отдельные параметры распространения является весьма существенным.

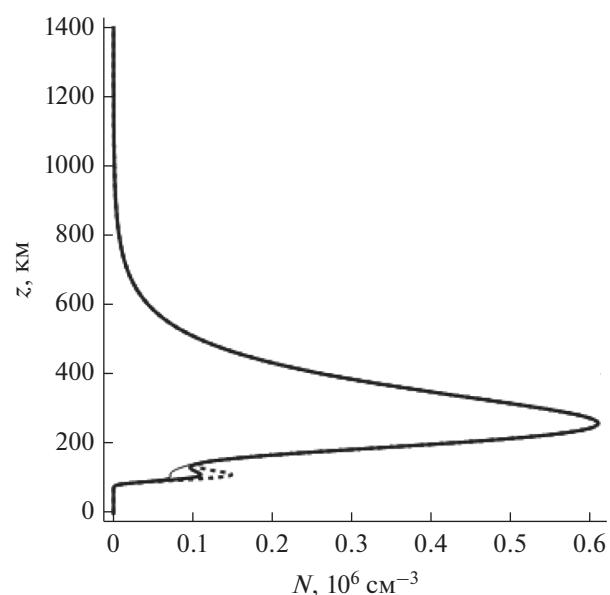


Рис. 1. Зависимость электронной концентрации от высоты, 40° с.ш., 30° в.д. при *x* = 0 (штриховая линия), 700 (сплошная толстая) и 1400 км (сплошная тонкая).

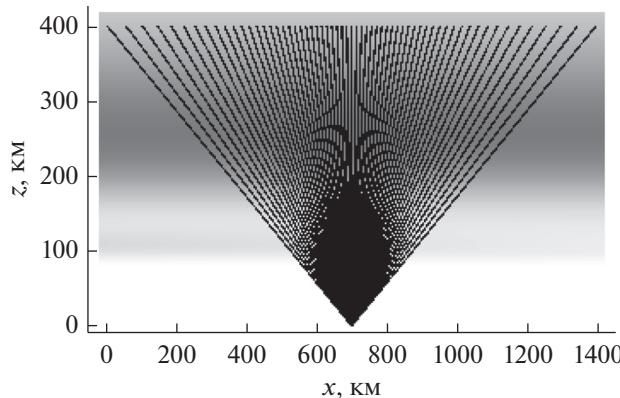


Рис. 2. Лучевые траектории, соединяющие источник и приемник, на фоне распределения электронной концентрации ионосферы.

2. МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЙ

По аналогии с работами [4, 5] для определения траектории лучей используем бихарактеристическую систему, представленную в [7, 8]:

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

с гамильтонианом

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

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, $\epsilon(\vec{r}, \vec{k}, \omega)$ – эффективная диэлектрическая проницаемость среды распространения, $c = 2.997925 \times 10^8$ м/с – скорость света (см. также [9–13]).

Учитывая, что рабочая частота в данной задаче много больше плазменной ω_p , можно считать, что

$$\epsilon_r(\vec{r}, \vec{k}, \omega) = 1 - (\omega_p/\omega)^2, \quad (3)$$

а плазменная частота определяется формулой:

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

где $e = 4.8029 \times 10^{-10}$ СГСЭ – заряд электрона, $m_e = 9.108 \times 10^{-28}$ 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 :

$$\begin{aligned} k_x(0) &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \cos \alpha_0, \quad k_y(0) = 0, \\ k_z(0) &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \sin \alpha_0, \end{aligned} \quad (5)$$

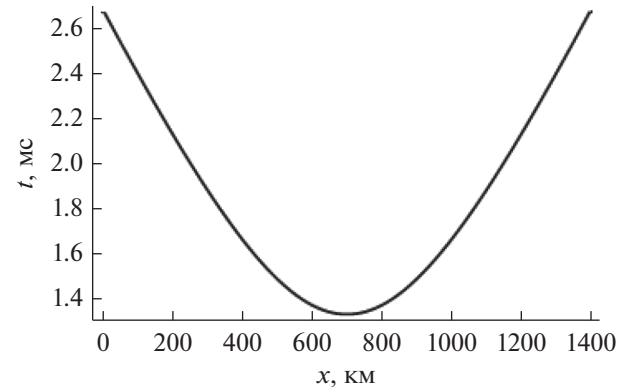


Рис. 3. Зависимость группового времени t прихода сигнала от координаты x выхода луча.

источник излучения точечный и расположен в точке с координатами $(0, 0, z_r)$. В выражениях (5) через ϵ_0 обозначено значение эффективной диэлектрической проницаемости среды в источнике излучения.

Распространение коротковолновых радиоволн более низких частот в неоднородной анизотропной ионосфере методом бихарактеристик рассматривалось подробно в [9–13].

3. ЛУЧЕВЫЕ ТРАЕКТОРИИ

Рассмотрим представленные на рис. 2 лучевые траектории в плоскости (x, z) . Предполагается, что источник излучения расположен на высоте $z_r = 400$ км и горизонтально перемещается. При этом угол наклона лучей меняется от 150° до 30° относительно положительного направления горизонтальной оси и вектора из приемника в источник. 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 времени (группового) прихода сигнала в приемник от координаты x источника излучения. Из рисунка видно, что зависимость квазипарabolicкая. Групповая задержка принимает минимальное значение, как и следовало ожидать, под источником излучения.

Необходимо отметить, что полученные лучевые траектории и зависимости группового времени практически одинаковы для всех трех рассматриваемых частот и визуально не различаются (рис. 2 и 3). Поэтому в работе приведены результаты только для частоты 430 МГц. Визуально все траектории на рис. 2 прямые линии. На самом деле они испытывают рефракцию при распространении в ионосфере и поэтому отклоняются от прямой линии.

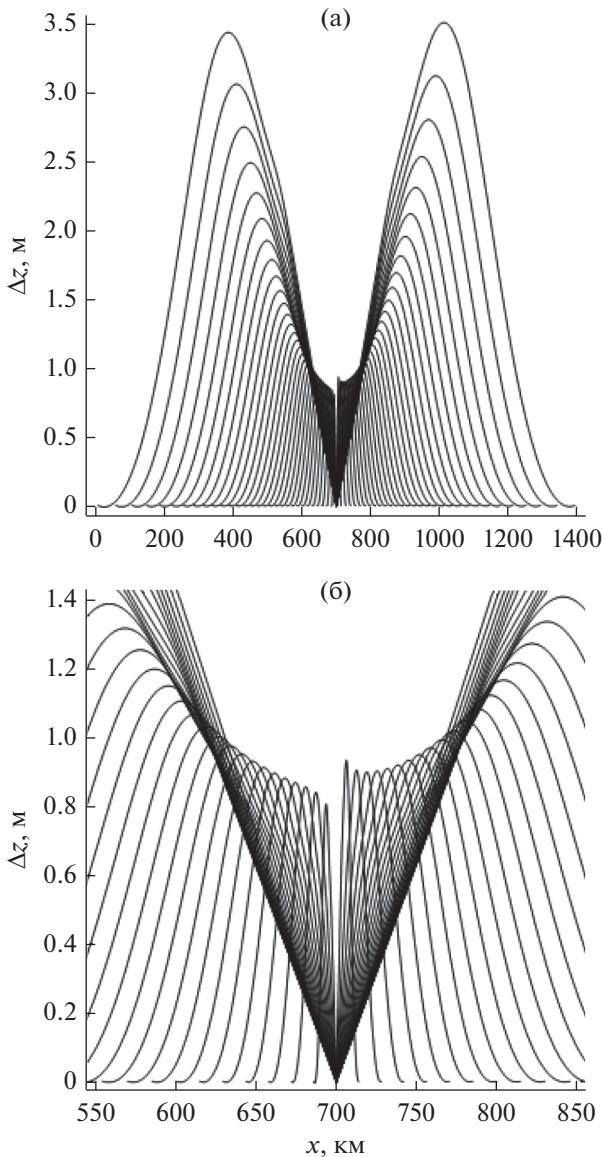


Рис. 4. Отклонение лучевых траекторий по вертикали для $f = 430$ МГц (а), увеличенный фрагмент (б).

На рис. 4а, 4б показано отклонение лучей вдоль траекторий по вертикали, рассчитанное для частоты 430 МГц 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 — 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.

На частотах 200 и 1200 МГц вид рисунка остается тем же, однако меняется диапазон значений по вертикальной оси. Если на частоте 1200 МГц (длина волны ~ 25 см) максимальное отклонение

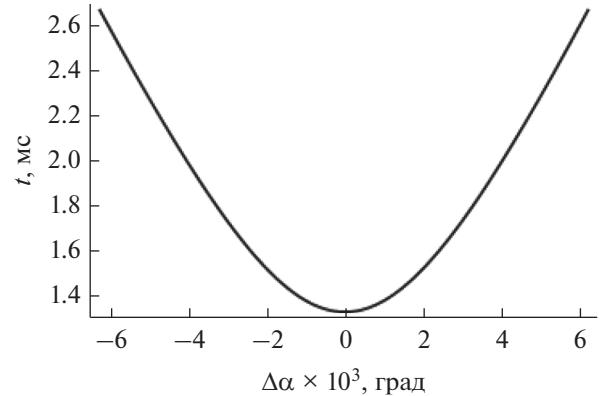


Рис. 5. Отклонение угла прицеливания от прицеливания вдоль прямой, соединяющей источник и приемник, для $f = 430$ МГц.

не превышает 46 см, то на 430 МГц (длина волны ~ 63 см) — 3.5 м, а на частоте 200 МГц (длина волны ~ 1.5 м) максимальное отклонение не превышает 16.5 м. Таким образом, получается, что при увеличении частоты и при одинаковых остальных условиях отношение максимального отклонения к длине волны уменьшается. Отсутствие симметрии на рис. 4 связано с горизонтальным градиентом вдоль межслоевого канала.

Рассмотрим теперь (рис. 5, частота 430 МГц) отклонение $\Delta\alpha$ угла прицеливания α из приемника в источник от угла прицеливания вдоль прямой линии, соединяющей источник и приемник:

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

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

На частотах 200 и 1200 МГц вид рисунка остается тем же, однако, как и в случае рис. 4, меняется диапазон значений по вертикальной оси. Из расчетов следует, что отклонение $\Delta\alpha$ незначительное и составляет для лучей, близких к крайним, 30×10^{-3} град на частоте 200 МГц, 6×10^{-3} град на частоте 430 МГц и 10^{-3} град на частоте 1200 МГц. Однако даже такое отклонение указывает на существенное изменение фазы вдоль луча и фарадеевское вращение вектора поляризации.

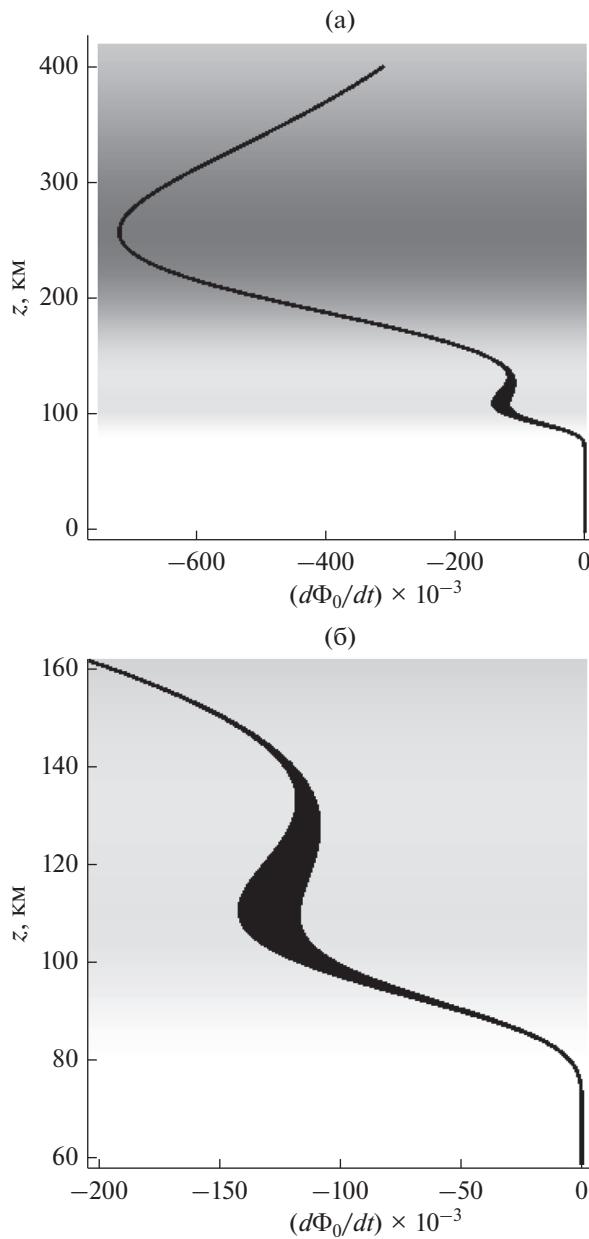


Рис. 6. Зависимость скорости изменения фазы от высоты для $f = 430$ МГц.

4. 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 плоскослоистой модели не зависит от траектории:

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

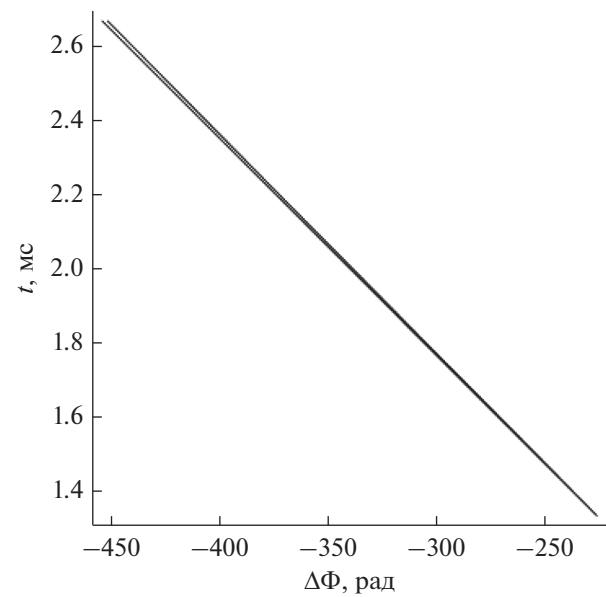


Рис. 7. Зависимость отклонения фазы (по отношению к фазе в невозмущенной среде) от группового времени для $f = 430$ МГц.

Как и в случаях, описанных на рис. 4 и 5, на частотах 200 и 1200 МГц вид рисунка остается тем же, а меняется только диапазон значений по вертикальной оси. Из рис. 6а видно, что минимумы кривой коррелируют с положениями максимумов ионосферных слоев. Электронная концентрация показана для координаты $x = 700$ км (ионосфера над приемником). Локальный максимум соответствует межслоевой долине. Минимальное значение производной составляет не многим менее -1500×10^3 с⁻¹ на частоте 200 МГц, -700×10^3 с⁻¹ на частоте 430 МГц и порядка -260×10^3 с⁻¹ на частоте 1200 МГц.

Видно, что в межслоевой долине (см. рис. 6б) скорость изменения фазы существенно зависит от траектории луча, поскольку на этом участке электронная концентрация различна для каждой траектории.

На рис. 7 показана зависимость отклонения фазы (отложена по горизонтали) от группового времени (отложено по вертикали) в точке приема сигнала на частоте 430 МГц. Для вычисления фазы применялась формула

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

Разность фаз $\Delta\Phi$ находилась как

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

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

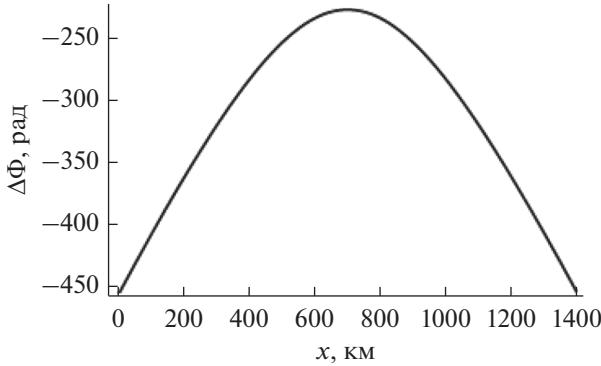


Рис. 8. Зависимость разности фаз (по отношению к невозмущенной среде) от расстояния по горизонтали для $f = 430$ МГц.

Вычисления показывают, что для всех рассматриваемых частот зависимость является линейной, причем ионосфера вносит существенный вклад в величину фазы: на частоте 200 МГц это от 77 до 166 периодов, на частоте 430 МГц – от 36 до 73 периодов, а на частоте 1200 МГц – от 13 до 26 периодов. Расщепление линии объясняется наличием горизонтального градиента.

Зависимость отклонения фазы от горизонтальной координаты x , соответствующей координате выхода луча представлена на рис. 8. Форма кривой является квазипарabolой. Наименьшее отклонение фазы соответствует вертикальному лучу. Диапазоны отклонения разности фаз те же, что и на рис. 7.

5. 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 [14] (см. также [3–5, 15]) 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

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

– разность показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн, а параметр

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

– отношение квадрата гирочастоты к квадрату круговой частоты; θ – угол между вектором напряженности внешнего магнитного поля \vec{H}_0 и

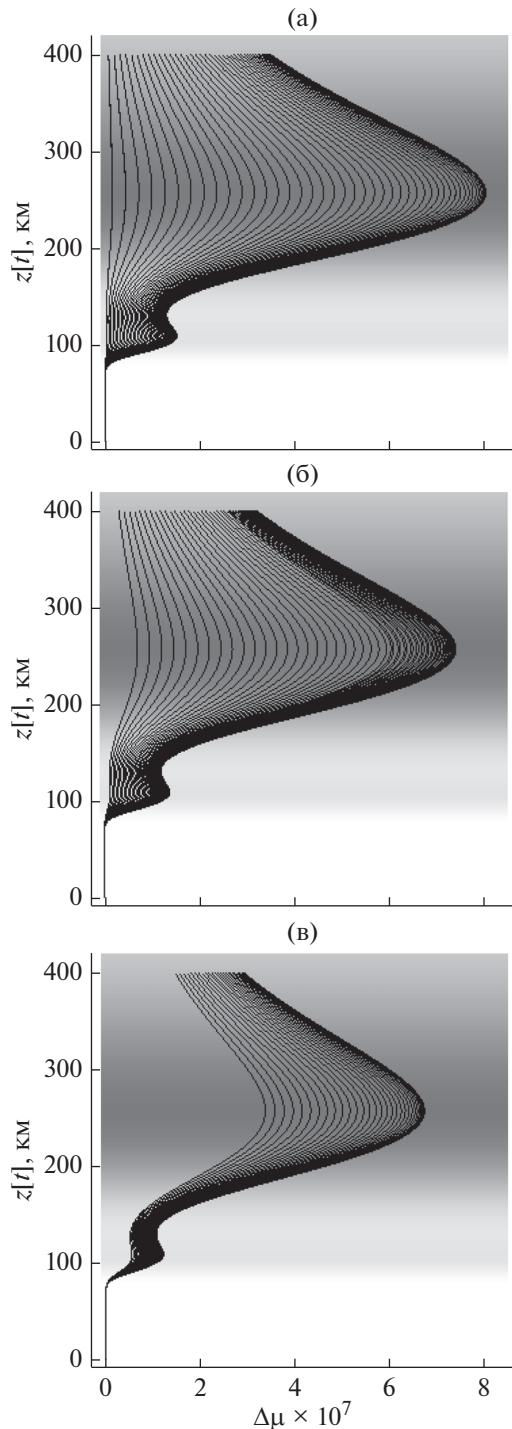


Рис. 9. Зависимость разности показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн от высоты вдоль лучей при $\varphi = 0^\circ$ (а), 45° (б) и 90° (в) на частоте 430 МГц.

волновым вектором \vec{k} . В квазизотропной среде можно приблизительно считать, что

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

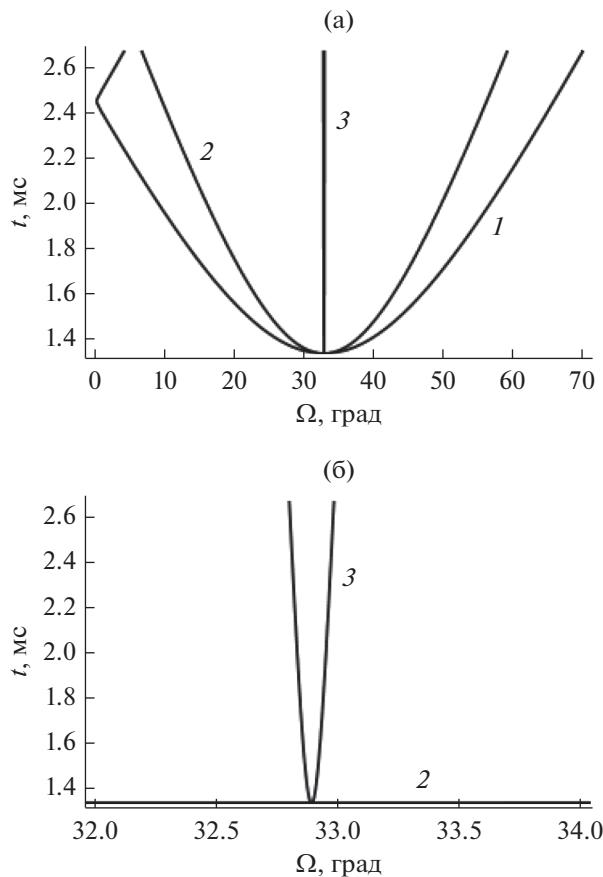


Рис. 10. Зависимость угла фарадеевского вращения от группового времени (а) для $f=430$ МГц при $\phi = 0$ (1), $\pi/4$ (2) и $\pi/2$ (3); на рис. б – увеличенный фрагмент.

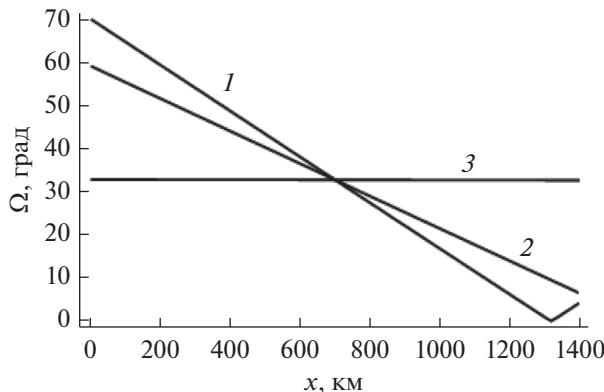


Рис. 11. Зависимость угла фарадеевского вращения от координаты x для $f=430$ МГц при $\phi = 0$ (1), $\pi/4$ (2), $\pi/2$ (3).

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

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

$$H_{0z} = H_0 \sin \gamma.$$

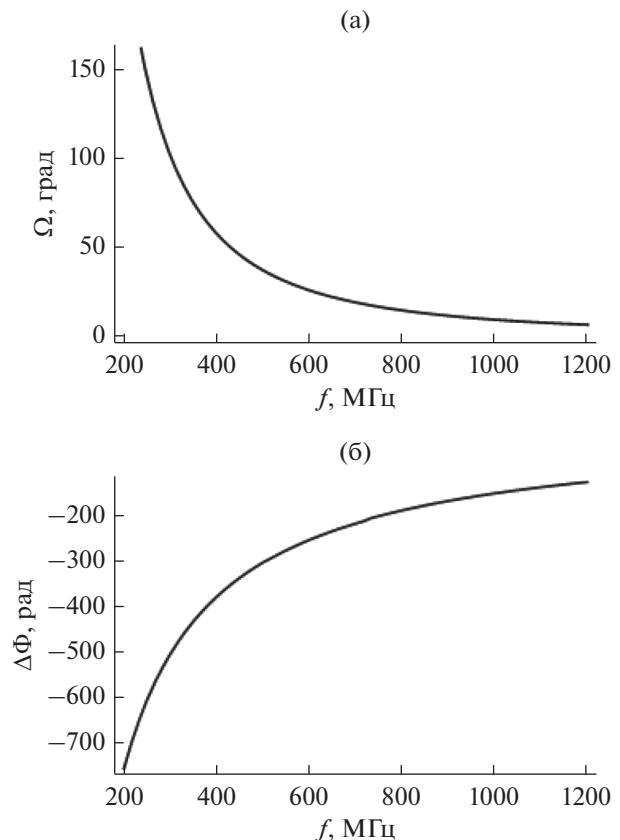


Рис. 12. Зависимость угла фарадеевского вращения (а) и разности фаз (б) от частоты.

При вычислении было принято, что $H_0 = 0.465 \text{ Э}$, $\gamma = -57^\circ$.

Зависимости разности $\Delta\mu$ показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн от высоты вдоль лучей при различных углах ϕ приведены на рис. 9. Как и на рис. 6, электронная концентрация показана для координаты $x = 700$ км (ионосфера над приемником). Форма кривой соответствует профилю электронной концентрации. Хотя форма кривых сохраняется для разных частот, при изменении частоты существенно меняется диапазон значений $\Delta\mu$. Например, при $\phi = 45^\circ$ на частоте 200 МГц $\Delta\mu$ достигает 7.5×10^{-6} , на частоте 430 МГц – 0.75×10^{-6} , а на частоте 1200 МГц – 0.035×10^{-6} .

На рис. 10 показана зависимость угла фарадеевского вращения Ω от группового времени при различных углах ϕ на частоте 430 МГц, а на рис. 11 – от координаты x . Форма кривой на рис. 10 – квазипарабола. Расщепление кривой 3 обусловлено наличием горизонтального градиента (см. рис. 10б).

Из расчетов следует, что при $\phi = \pi/4$ угол фарадеевского вращения достигает 270° на частоте 200 МГц, 60° на частоте 430 МГц и 8° на частоте 1200 МГц. Эти значения соответствуют координате $x = 0$ км. Отметим, что угол фарадеевского

Таблица 1. Предельные значения параметров на различных частотах

f , МГц	λ , м	Δz , м	$\Delta\alpha \times 10^3$, град	$\Phi'_o(t)$, с^{-1}	$\Delta\Phi$, периоды	$\Delta\mu$	$\Omega(t)$, град	
							max	min
1	2	3	4	5	6	7	8	9
200	1.5	16.5	30	-1500×10^3	от 77 до 166	7.5×10^{-6}	270	30
430	0.63	3.5	6	-700×10^3	от 36 до 73	7.5×10^{-7}	60	7.5
1200	0.25	0.46	1	-260×10^3	от 13 до 26	3.5×10^{-8}	8	0.8

Примечание: f – рабочая частота; λ – длина волны; Δz – максимальное отклонение; $\Delta\alpha$ – отклонение угла прицеливания, 10^{-3} град; $\Phi'_o(t)$ – минимальное значение производной фазы, с^{-1} ; $\Delta\Phi$ – вклад ионосферы в величину фазы; $\Delta\mu$ – максимальное значение разности показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны; $\Omega(t)$ – значение угла фарадеевского вращения, град.

вращения при дальности $x = 1400$ км (групповое время порядка 2.64 мс) минимален и составляет 30° на частоте 200 МГц, 7.5° на частоте 430 МГц и 0.8° на частоте 1200 МГц. На рис. 12а и 12б приведены соответственно зависимости угла фарадеевского вращения и разности фаз от частоты в случае, когда угол выхода луча из источника в приемник с положительным направлением оси x составляет 140° .

Итоговые полученные в работе результаты приведены в таблице 1.

* * *

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 различных частотах: 200, 430 и 1200 МГц.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18-02-00544-а и 17-02-01183-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kutuza B.G., Kalinkeyvitch A.A., Ephimov A.I. et al.* // Proc. EUSAR'96. Germany, Konigswinter, 1996. P. 309.
2. *Андреева Е.С., Крюковский А.С., Куницын В.Е. и др.* // Сб. докл. XXIII Всерос. научной конф. “Распространение радиоволн”, 23–26.05.2011, Йошкар-Ола: Марийский гос. технич. ун-т, 2011. Т. 3. С. 288.
3. *Kutuza B.G., Bova Yu.Ig., Kryukovsky A.S., Stasevich V.Ig.* // Electronic Proc. 12th European Conf. on Synthetic Aperture Radar – EUSAR 2018, Aachen, Germany on June 4–7, 2018. P. 806.
4. *Бова Ю.И., Крюковский А.С., Кутузова Б.Г. и др.* // Физические основы приборостроения. 2018. Т. 7. С. 54.
5. *Крюковский А.С., Кутузова Б.Г., Бова Ю.И.* // Вестник Рос. нового ун-та. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2017. № 2. С. 7.
6. ГОСТ 25645.146-89 Ионосфера Земли. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов. Ч. 1. Таблицы параметров. М.: Изд-во стандартов, 1990.
7. *Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридов Ю.Г.* // Космические исследования. 1967. Т. 5. № 4. С. 593.
8. *Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028.
9. *Кирьянова К.С., Крюковский А.С.* // Т-Comm: Телекоммуникации и транспорт. 2012. Т. 6. № 11. С. 25.
10. *Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растигайев Д.В., Скворцова Ю.И.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 10. С. 1001.
11. *Бова Ю.И., Крюковский А.С., Лукин Д.С.* // Электромагнитные волны и электронные системы. 2017. Т. 22. № 5. С. 4.
12. *Крюковский А.С., Скворцова Ю.И.* // Вестник Рос. нового ун-та. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2016. № 1–2. С. 34.
13. *Крюковский А.С., Растигайев Д.В., Скворцова Ю.И.* // Вестник Рос. нового ун-та. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2013. № 4. С. 47.
14. *Дэвис К.* Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.
15. *Кутузова Б.Г., Мошков А.В.* // Исслед. Земли из космоса. 1988. № 5. С. 94.