

УДК (537.874.34+537.876.23):551.510.535

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЯВЛЕНИЯ АНОМАЛЬНОЙ МОДЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН В НИЗКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ

О. Б. Вейцман, О. П. Коломийцев, Ю. Н. Черкашин

В рамках геометрической оптики обсуждается возможность появления аномального механизма распространения коротких радиоволн в низкоширотной ионосфере, при котором возникает особое семейство лучевых траекторий, «запертых» между гребнями экваториальной аномалии. Проведен численный анализ таких траекторий. Для количественных оценок изучаемого механизма распространения предложена аналитическая процедура, связанная с расчетом горизонтальных проекций лучей. Приведен ряд временных, угловых и энергетических оценок.

В настоящей работе обсуждается возможность существования не исследованного ранее механизма распространения радиоволн на трансэкваториальных трассах, при котором наблюдаются большие времена задержек и существенные отклонения в азимутах принимаемых сигналов.

Известно, что характер распространения коротких радиоволн в низких широтах определяется степенью развития экваториальной аномалии, проявляющейся в появлении двух, симметричных относительно геомагнитного экватора областей повышенной электронной концентрации, имеющих вид пеленей в распределении $N_m F_2$ в зависимости от широты [1, 2]. Для изучения особенностей распространения при разрывной экваториальной аномалии нами проведен подробный численный анализ поведения лучевых траекторий. Он позволил выделить аномальные лучевые траектории, которые оказываются «запертыми» между этими гребнями.

Для количественных оценок изучаемого механизма в работе предлагается аналитическая процедура, связанная с расчетом горизонтальных проекций лучей [3, 4]. Исследуя поведение этих проекций, можно предсказать возможность удержания части волнового поля между гребнями экваториальной аномалии.

В качестве модели низкоширотной ионосферы использована конкретная ситуация распределения электронной концентрации в меридиональной плоскости на геомагнитной долготе 285° , 15.00 LT при следующих геофизических условиях: осеннее равноденствие, $F_{10,7} = 116$, $A_p = 6$.

Численное интегрирование системы лучевых уравнений для среды, заданной исходной моделью, на частотах 9—10 МГц с излучателем на экваторе позволило выделить особое семейство лучевых траекторий, имеющих углы возвышения β_0 более 60° . Такие лучи, попадая в область больших отрицательных значений горизонтальных градиентов, испытывают настолько сильную рефракцию, что меняют горизонтальное направление распространения на противоположное. Существование экваториальной аномалии приводит к такому механизму распространения, при котором поведение лучей становится подобным поведению частицы в двумерной потенциальной яме, т. е. лучи, сохраняя скачкообразный характер, будут осциллировать между гребнями, удерживаясь в приэкваториальной области.

На рис. 1 в качестве примера показано поведение одного такого луча ($f=9$ МГц, $\beta_0=65^\circ$) с соответствующими изолиниями диэлектрической проницаемости среды.

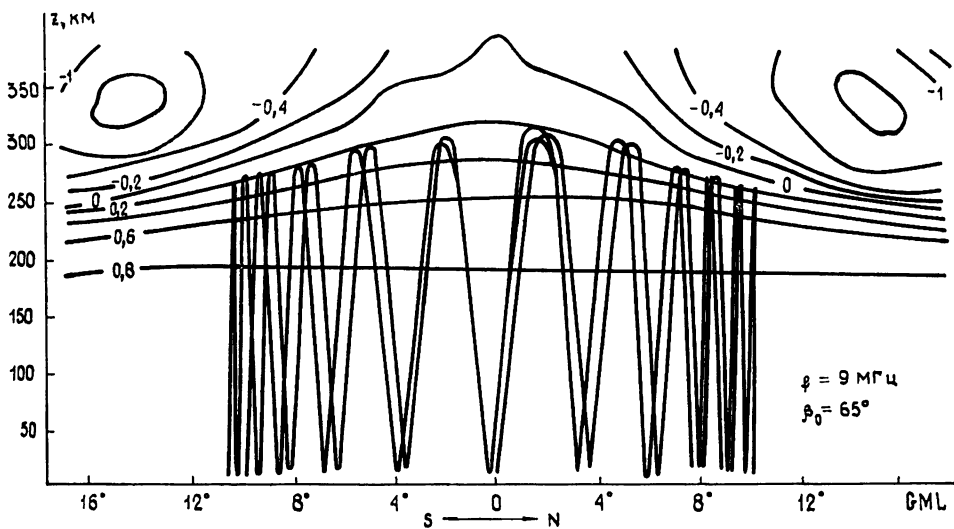


Рис. 1.

Как показывают расчеты, аномальные траектории существуют на частотах от 6 до 10,5 МГц. При этом углы возвышения, при которых начинают появляться «запертые» траектории, меняются соответственно от 70° до 60° с минимумом 58° на частоте 9 МГц.

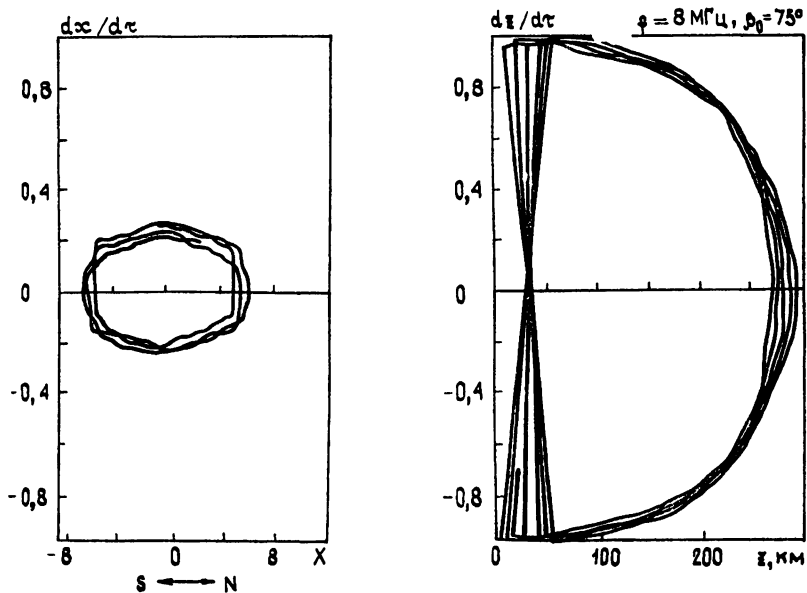


Рис. 2.

Интересным является поведение проекции аномальных лучей (рис. 2) на плоскости $(dx/d\tau, x)$ и $(dz/d\tau, z)$, где x — меридиональное направление, z — нормаль к поверхности Земли, а τ — групповой путь. Характерное время полного периода осцилляции в плоскости $(dx/d\tau, x)$, соответствующее распространению по трассе экватор — северный гребень — экватор — южный гребень — экватор, составляет около 0,1 с. Следует отметить, что наличие такого эффекта может приводить к значительным задержкам сигналов.

Распространение радиоволн в меридиональной плоскости без учета боковых отклонений является лишь частным случаем. Если условия излучения таковы, что проекции лучей на меридиональную плоскость осциллируют между гребнями экваториальной аномалии, а азимутальный угол $\alpha_0 \neq 0$, то сами лучевые траектории будут смещаться вдоль экватора. Так как реальная ионосфера неоднородна во всех направлениях, то возможны еще более экзотические ситуации, а именно: одно-стороннее «запирание» типа «рупор» и полное «запирание» типа «резонатор». Поведение горизонтальной проекции луча R для разных случаев показано на рис. 3.

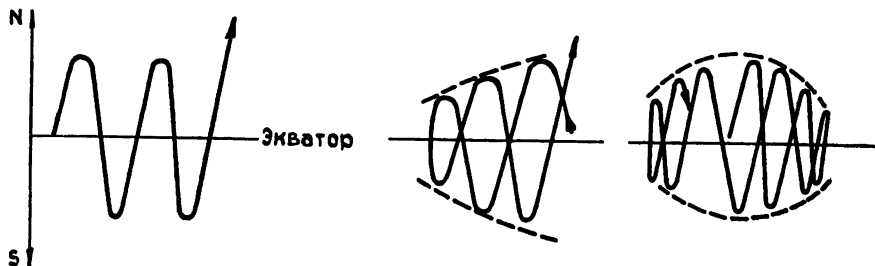


Рис. 3.

В процессе изучения описанного механизма возникают задачи определения размеров области удержания, вертикальных и азимутальных углов захвата в эту область. Решение такого типа задач можно получить, исследуя уравнения для горизонтальных проекций лучей:

Как показано в [3, 5], из предположения медленности изменения параметров среды в горизонтальной плоскости (x, y) по сравнению с вертикальной переменной z для лучевого уравнения $d^2 r/d\tau^2 = (1/2)\nabla^2(r)$, $r = r(x, y, z)$ можно выписать интеграл

$$J = \int_{z(R)}^{z(R)} \sqrt{\varepsilon(R, z) - Q(R)} dz, \quad (1)$$

являющийся ее адиабатическим инвариантом. Здесь R — горизонтальная проекция луча, $\varepsilon(R, z)$ — диэлектрическая проницаемость среды.

Значение постоянной J определяется углом возвышения β_0 в начальной точке (R_0^0, z_0) :

$$J_0 = \int_{z(R_0^0)}^{z(R_0^0)} \sqrt{\varepsilon(R_0^0, z) - \varepsilon(R_0^0, z_0) \cos^2 \beta_0} dz. \quad (2)$$

Пределы интегрирования (1), (2) — точки минимальной и максимальной высоты траектории луча и определяются как нули соответствующего подкоренного выражения, а $Q(R)$ — корень уравнения $J = J_0$.

Используя [3], запишем уравнение для нулевого приближения горизонтальной проекции луча R_0 :

$$d^2 R_0/d\tau^2 = (1/2)\nabla Q[R_0(\tau)], \quad (3)$$

где τ — параметр, имеющий «медленный» масштаб и принимающий физический смысл группового пути. Из (3) видно, что R_0 — это траектория луча, распространяющегося в среде с двумерной диэлектрической проницаемостью $Q(X_0, Y_0)$. Для определения из (3) проекций X_0 и Y_0 воспользуемся методом двухмасштабного разложения. Учтем при этом, что среда вдоль экватора меняется гораздо медленнее, чем в меридиональном направлении [6].

Пусть характерный масштаб изменения Q по координате X есть L_X , по координате Y — L_Y , тогда величина

$$L_X/L_Y \sim v_R \ll 1. \quad (4)$$

Наряду с медленной переменной τ , в силу условия (4), введем также быструю независимую переменную $t = 1/\nu_R \int \omega_R d\tau$ и будем искать асимптотическое решение (3) для $X_0(t, \tau)$, $Y_0(t, \tau)$ в виде ряда по малому параметру ν_R :

$$X_0(t, \tau) = X_{00} + \nu_R X_{01} + \nu_R^2 X_{02} + \dots, \quad Y_0(t, \tau) = Y_{00} + \nu_R Y_{01} + \nu_R^2 Y_{02} + \dots \quad (5)$$

Применим к уравнению (3) рассуждения, предложенные в [3], для лучевого уравнения. Для этого уравнения можно выписать свой адиабатический инвариант:

$$I = \int_{\bar{x}_{00}(Y_{00})}^{+\bar{x}_{00}(Y_{00})} \sqrt{Q(X_{00}, Y_{00}) - W(Y_{00})} dX_{00}, \quad (6)$$

причем значение I определяется азимутальным углом α_0 в начальной точке $X(0)$, $Y(0)$, т. е.

$$I_0 = \int_{\bar{x}(0)}^{+\bar{x}(0)} \sqrt{Q[X_{00}, Y(0)] - Q[X(0), Y(0)] \sin^2 \alpha_0} dX_{00}, \quad (7)$$

где $W(Y_{00})$ принимает физический смысл уже одномерной диэлектрической проницаемости. Тогда уравнения для нулевых приближений ортогональных проекций примут вид

$$d^2 Y_{00} / d\tau^2 = (1/2) \partial W[Y_{00}(\tau)] / \partial Y_{00}(\tau); \quad (8)$$

$$\frac{dX_{00}}{dt} = \pm \frac{\sqrt{Q[X_{00}(\tau), Y_{00}(\tau)] - W[Y_{00}(\tau)]}}{\omega_R(\tau)}, \quad (9)$$

где

$$\omega_R(\tau) = \pi \left(\int_{\bar{x}}^{+\bar{x}} dX / \sqrt{Q - W} \right)^{-1}.$$

С точностью до постоянной можно преобразовать (8) к виду

$$(dY_{00}/d\tau)^2 = W(Y_{00}).$$

В точке изменения направления Y_{00} на противоположное $dY_{00}/d\tau = 0$, а, следовательно, величина $W(Y_{00})$ обращается в нуль.

Таким образом, решение поставленных задач сводится к поиску нулей функции W , в общем случае зависящей от углов α_0 и β_0 .

В заключение приведем некоторые энергетические оценки.

1) Так, если на экваторе расположить изотропный излучатель, то с учетом возможного пространственного распределения электронной концентрации и диапазона рабочих частот от 3 до 7% энергии волнового поля будут захвачены в приэкваториальную область (см. Приложение). При достаточно узкой диаграмме направленности передающей антенны и соответствующем подборе угла возвышения и азимута вся энергия волнового поля окажется захваченной.

2) Энергетические потери захваченного волнового поля будут определяться, в основном, параметрами ионосферы и подстилающей поверхности. Расчет потерь проведен методом гауссовых пучков [7]. Для этого исходная диаграмма направленности антенны разбивается на суперпозицию узких диаграмм (гауссовых пучков). Амплитуда каждого пучка определяется в геометрооптическом направлении луча

с учетом дифракционных эффектов. В точке наблюдения амплитуды значимых пучков складываются.

Как оказалось, ионосферное поглощение радиоволны, захваченной в приэкваториальный резонатор и возвратившейся в точку излучения, в зависимости от угла возвышения составляет 90—120 дБ.

Учет расходимости, дифракционных эффектов и потерь при отражении от Земли с различными свойствами (почва, морская вода) приводит к дополнительным потерям 30—60 дБ, т.е. общее ослабление напряженности волнового поля составляет 120—180 дБ.

Одновременно с аномальными в точке излучения может осуществляться прием кругосветных сигналов (КС). КС с большими начальными углами возвышения будут распространяться по скачковым траекториям и иметь ослабление напряженности поля в пределах 360—540 дБ. Однако наиболее энергоемкими будут пологие скачковые траектории, которые имеют ослабление 80—150 дБ, но легко отделяются по углам прихода.

Учитывая, что современные радиосистемы позволяют регистрировать сигналы с ослаблением до 300 дБ, прием и выделение аномальных сигналов представляется вполне реальным.

Авторы выражают благодарность А. В. Попову за полезные и конструктивные замечания, Т. Ю. Лещинской и А. В. Михайлову за предоставленную модель ионосферы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Проиллюстрируем численными оценками случай «запирания» в резонаторе, заданном трехмерным распределением электронной концентрации:

$$N_e(X, Y, Z) = N_0 + d_1^2 (Z - h_0)^2 (1 + d_2 X^2)^2 (1 + d_3 Y)^2.$$

Для среды, заданной в такой форме, с излучателем в точке $(0, 0, h_0)$, выражение для Q примет вид

$$Q(X_0, Y_0) = a_0 [1 - \sin^2 \beta_0 (1 + d_2 X_0^2) (1 + d_3 Y_0)],$$

где $a_0 = 1 - N_0 / 1,24 \cdot 10^4 f^2$, f — частота радиоволн (МГц),

$$W(Y_{00}) = a_0 [1 - \sin^2 \beta_0 (1 + d_3 Y_{00}) - \sqrt{1 + d_3 Y_{00}} \cos^2 \beta_0 \cos^2 \alpha_0].$$

При фиксированной точке поворота Y_n проекции R_0 на ось Y азимутальный угол α_0 определится как

$$\alpha_0 = \arccos \sqrt{\frac{1 - \sin^2 \beta_0 (1 + d_3 Y_n)}{\sqrt{1 + d_3 Y_n} \cos^2 \beta_0}}.$$

Для численной модели резонатора с параметрами, ориентировочно соответствующими реальной низкоширотной ионосфере [6],

$$N_e(X, Y, Z) = 6,2 \cdot 10^5 + 15,5 (Z - 200)^2 [1 + (X/2570)^2]^2 (1 + Y/19500)^2,$$

с фиксированной точкой поворота $Y_n = 8000$ км и углами возвышения β_0 , меняющимися от 50 до 30°, получаем азимутальные углы α_0 соответственно изменяющимися от 53 до 31,5°.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gibson-Widle B. C. — Radio Science, 1969, 4, № 9, p. 797.
2. Nielson D. L., Grochet M. — Nev. Geophys. Space Phys., 1974, 12, № 4, p. 688.
3. Баранов В. А., Попов А. В. В кн.: Распространение декаметровых радиоволн. — М.: ИЗМИРАН, 1980, с. 167.
4. Баранов В. А., Попов А. В. Краткие тезисы докладов VIII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению радиоволн. — М., 1981, т. 3, с. 199.

5. Гуревич А. В., Цедлина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. — М.: Наука, 1979.
6. Anderson D. N. — Planet Space Science, 1973, 21, p. 421.
7. Еременко В. А., Копейкин В. В., Рапопорт М. З., Черкашин Ю. Н. В кн.: Распространение радиоволн в ионосфере. — М.: ИЗМИРАН, 1985, с. 79.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
АН СССР

Поступила в редакцию
31 марта 1986 г.

ON THE POSSIBILITY OF THE EXISTENCE OF THE ANOMALOUS LOW-LATITUDE SHORT-WAVE PROPAGATION MODE

O. B. Veitsman, O. P. Kolomijtsev, Yu. N. Cherkashin

In the range of validity of geometrical optics we suggest the possibility of anomalous low-latitude propagation due to the particular set of rays trapped between equatorial anomalous belts. The numerical computations of the ducted ray paths are performed. For the qualitative treatment of the mechanism responsible for ducted propagation the analytical techniques based on the horizontal ray tracing are developed. We list some estimations concerning time-delay, angular and energetic properties.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.372

О КОМПЛЕКСНЫХ ВОЛНАХ ВЫСШИХ ТИПОВ В ДВУХСЛОЙНОМ КРУГЛОМ ЭКРАНИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

А. Е. Иванов, Г. И. Шишков

Решение задач дифракции на неоднородно заполненных структурах требует знания полных наборов их собственных волн, включая комплексные. Для определения характеристик последних необходим поиск на комплексной плоскости, что связано со значительными вычислительными затратами. Так как в настоящее время характеристики основной комплексной волны HE_{11} известны, произведено численными методами исследование дисперсионного уравнения двухслойного круглого экранированного волновода с целью обнаружения и определения характеристик комплексных волн высших типов.

Обнаружена комплексная волна высшего типа HE_{12} ; определены область ее существования $D_1(\tilde{\epsilon}, a/b)$, область двузначных участков $D_2(\tilde{\epsilon}, a/b)$, для действительных β' как функции отношения диаметра стержня к диаметру волновода a/b и отношения диэлектрических проницаемостей стержня и окружающего заполнения в волноводе $\tilde{\epsilon}$ ($D_{1,2}$ на плоскости $\tilde{\epsilon}, a/b$) ограничены слева соответственно кривыми I, II, описываемыми таблицей.

(Окончание см. с. 273)