

УДК 621.371.631.1:523.532

НЕВЗАИМНОСТЬ РАДИОВОЛН В МЕТЕОРНОМ РАДИОКАНАЛЕ

А. Н. Плехов

На основе метода геометрической оптики рассмотрена задача определения невзаимности радиоволн в метеорном радиоканале. Показано, что основное влияние на величину невзаимности оказывают эффекты, связанные с поляризацией, — эффект Фарадея и явление «предельной поляризации». Расчет, сделанный по полученным формулам, показал, что величина фазовой невзаимности в метеорном радиоканале достигает величины 20° . Приведено краткое описание эксперимента по фазовой невзаимности.

Определение потенциальных характеристик метеорного канала радиосвязи одним из своих аспектов предполагает исследование невзаимности распространения радиоволн во встречных каналах, базирующееся на известной теореме взаимности [1].

В общем виде эта задача рассмотрена в работах [2, 3], в которых приведены соотношения, доказывающие наличие невзаимности комплексных амплитуд радиоволн встречных направлений, распространяющихся в магнитоактивной плазме. Однако для того чтобы сделать оценки величины невзаимности для конкретного радиоканала, необходимо учесть ряд его специфических особенностей. К ним в метеорном радиоканале мы относим невзаимность комплексного коэффициента отражения от метеорного следа [4] и явление «предельной» поляризации, влияние которого на невзаимность исследовано, по нашему мнению, недостаточно полно. Отметим, что распространение радиоволн в метеорном канале является частным случаем распространения в ионосфере, невзаимность в которой появляется вследствие различия поляризационных характеристик комплексных амплитуд радиоволн во встречных каналах [5].

Рассмотрим невзаимность поляризационных характеристик в метеорном радиоканале с учетом отмеченной выше специфики.

Для решения этой задачи воспользуемся методом геометрической оптики (ГО), который применим практически для всей ионосферы в предположении плавности изменения в ней электронной концентрации с высотой, за исключением области, в которой $|n_o - n_H| \simeq 0$ (n_o, H — коэффициенты преломления обыкновенной и необыкновенной волн). В нашем случае это область входа радиоволн в ионосферу, называемая «областью взаимодействия». Относительно нее можно предположить [6], что образование двух волн происходит сразу же на высоте, определяемой соотношением Букера:

$$|n_o - n_H| \sim (1/k_0) |dn_{o,H}/dz|.$$

Поляризации радиоволн, приобретенные в этой точке, называются «предельными». Таким образом, во всем метеорном радиоканале мы можем пользоваться методом ГО.

Предположим, что для приема и передачи использованы антенны, имеющие линейную поляризацию. Поскольку тропосфера не производит преобразования поляризации, т. е. не влияет на невзаимность, антенны можно условно поместить в точки вхождения радиоволн в ионосферу и рассматривать распространение только в ионосфере. В качестве координатной системы обычно выбирают систему, «привязанную»

к одной из плоскостей симметрии среды (если таковая имеется). В ионосфере такой плоскостью служит так называемая «магнитная плоскость», содержащая волновой вектор, направление распространения и вектор направления магнитного поля Земли. В этом случае нет необходимости вводить дополнительные углы, характеризующие эволюцию плоскости симметрии вдоль траектории распространения.

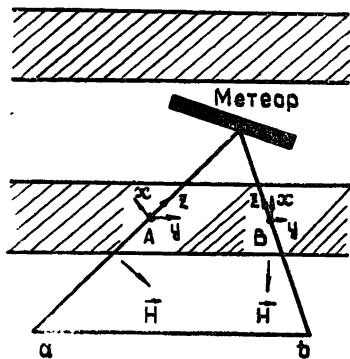


Рис. 1.

Ось z выберем совпадающей с волновым вектором k_0 , ось x лежит в «магнитной плоскости» (рис. 1). Антенны лежат в плоскости xz . В этой системе координат рассмотрим волну, распространяющуюся в ионосфере от точки A к точке B . Поскольку в ионосфере распространяются две волны (обыкновенная и необыкновенная), то разложим плоскополяризованную волну, излучаемую антенной A , составляющей угол ψ_A с осью x , на две эллиптически поляризованные и определим начальные фазы этих волн:

$$E = \dot{E}_o f_o + \dot{E}_n f_n. \quad (1)$$

Здесь \dot{E}_i — комплексная амплитуда, в которую входит начальная фаза, связанная с ориентацией эллипса поляризации и с тем, как его считает антенна, поэтому в дальнейшем будем писать $\dot{E}_i = E_i e^{i\phi_i}$; f_i — комплексный вектор поляризации ($|f \cdot f^*| = 1$).

Разложив f_i на орты, один из которых веществен (обычно его берут лежащим в плоскости симметрии [7]), а другой комплексный, получим

$$E = E \left[(i + \rho_{oA} j) \frac{\cos \psi_A - \rho_{oA} \sin \psi_A}{1 - \rho_{oA}^2} + (i + \rho_{nA} j) \frac{\cos \psi_A - \rho_{nA} \sin \psi_A}{1 - \rho_{nA}^2} \right], \quad (2)$$

где $\rho_{o, n}$ — предельные поляризации в точке A . Первый член в (2) описывает обыкновенную волну, второй — необыкновенную.

Необходимость анализировать характеристику радиоволны, связанную с направлением распространения, приводит к рассмотрению вектора Пойнтинга (s), характеризующего поток энергии, направленный вдоль лучевой траектории. В [2] рассмотрено выражение для вектора Пойнтинга и показано, что при анализе невязности в s можно выделить введенную Ферстерлингом функцию F [2], которую можно записать как

$$F = E_x n^{1/2} [\Gamma^2 + (1 - \rho^2)^2]^{1/4}$$

и рассматривать невязность фазы с ее помощью. Здесь $\Gamma = E_z/E_x$. В начале траектории, расположенной в точке вхождения луча в ионосферу (A), $n = 1$ и $\Gamma = 0$, т. е.

$$F(A) = E_x(A) (1 - \rho_A^2)^{1/2}. \quad (3)$$

Распространение через плавно-неоднородную ионосферу и учет отражения от метеорного следа добавляет в выражение для F фазовые множители, содержащие эйконал, фазу, возникающую при распространении в неоднородной магнитоактивной среде, δ [8], величину которой здесь не оцениваем, и член, учитывающий комплексность от-

ражения от метеорного следа. Кроме того, добавляется некоторая постоянная J , связанная с геометрией распространения, учитывающая расхождение лучей, поглощение и т. д.

Следовательно, для точки (B) выхода луча из ионосферы можно записать

$$F(B) = JF_M(A) e^{i\delta} \exp \left(ik_0 \int_A^B n \cos \theta ds \right), \quad (4)$$

где $F'_M(A)$ учитывает комплексность коэффициента отражения от метеорного следа.

Считая справедливым (3) и для точки (B), из (3) и (4) получаем

$$E_x(B) = JF_M(A) (1 - \rho_B^2)^{-1/2} e^{i\delta} \exp \left(ik_0 \int_A^B n \cos \theta ds \right). \quad (5)$$

Выражение для $E_M(A)$ легко получить, если предположить, для простоты, что метеорный след перпендикулярен «магнитной плоскости» в точке отражения (анализ геометрических соотношений на реальных трассах подтверждает справедливость этого предположения). Тогда для отраженной от следа обыкновенной волны можно записать

$$E^0 = E (iR_{\perp} e^{i\varphi_{\perp}} + jR_{\parallel} e^{i\varphi_{\parallel}} \rho'_{oA}) \frac{\cos \psi_A - \rho_{oA} \sin \psi_A}{1 - \rho_{oA}^2}, \quad (6)$$

где $R_{\perp} e^{i\varphi_{\perp}}$ и $R_{\parallel} e^{i\varphi_{\parallel}}$ — комплексные коэффициенты отражения от метеорного следа, ρ'_{oA} — поляризация в точке отражения.

Учитывая (3), получим

$$F_M(A) = \frac{ER_{\perp} e^{i\varphi_{\perp}}}{(1 + \rho_{oA}^2)^{1/2}} (\cos \psi_A - \rho_{oA} \sin \psi_A).$$

Поле, наводимое в антенне B обыкновенной волной, запишем как

$$E_B^0 = E_x^0(B) \cos \psi_B + E_y^0(B) \sin \psi_B$$

или, учитывая, что

$$E_y^0/E_x^0 = ip_{oB} (R_{\parallel}/R_{\perp}) e^{i(\varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp})},$$

получим

$$E_B^0 = J_0 \frac{ER_{\perp} e^{i\varphi_{\perp}}}{(1 + \rho_{oA}^2)^{1/2} (1 + \rho_{oB}^2)^{1/2}} (\cos \psi_A - ip_{oA} \sin \psi_A) \times \\ \times \left(\cos \psi_B + ip_{oB} \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} e^{i(\varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp})} \sin \psi_B \right) \exp \left[i \left(\delta_0 + k_0 \int_A^B n_0 \cos \theta ds \right) \right]. \quad (7)$$

Для необыкновенной волны рассуждения аналогичны.

Общее поле, наводимое в антенне B , запишется как

$$E_B = E_B^o + E_B^n.$$

Для частот, используемых в метеорной радиосвязи, для широкого диапазона углов между магнитным полем Земли и волновым вектором имеем квазипродольное распространение, в соответствии с которым коэффициенты преломления могут быть записаны как [9]

$$n_{o,n} = 1 - \frac{1}{2} v \pm \frac{1}{2} v \sqrt{u} \cos \alpha, \quad v = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2}.$$

Учитывая, что $\delta_o = -\delta_n = \delta$ [°] и что для распространения от B к A будут справедливы соотношения (7), откинув взаимные и одинаковые члены, для токов в антеннах A и B получим

$$i_A = A_{oA}e^{i\theta} + A_{нA}e^{-i\theta}, \quad i_B = A_{oB}e^{i\theta} + A_{нB}e^{-i\theta}, \quad (8)$$

где

$$A_{oA} = (\cos \psi_B - ip_{oB} \sin \psi_B) \left(\cos \psi_A + ip_{oA} \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} e^{i(\varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp})} \sin \psi_A \right),$$

$$A_{нA} = (\cos \psi_B - ip_{нB} \sin \psi_B) \left(\cos \psi_A + ip_{нA} \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} e^{i(\varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp})} \sin \psi_A \right),$$

$$A_{oB} = (\cos \psi_A - ip_{oA} \sin \psi_A) \left(\cos \psi_B + ip_{oB} \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} e^{i(\varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp})} \sin \psi_B \right),$$

$$A_{нB} = (\cos \psi_A - ip_{нA} \sin \psi_A) \left(\cos \psi_B + ip_{нB} \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} e^{i(\varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp})} \sin \psi_B \right),$$

$$\theta = \delta + \frac{k_o}{2} \int_A^B v \sqrt{u} \cos \alpha ds.$$

Анализ этой системы уравнений показывает, что в используемых предположениях невязными будут только аргументы комплексных выражений для токов, наводимых в антеннах. Назовем эту невязность фазовой.

Величина фазовой невязности радиоволн, прошедших метеорный радиоканал, может быть определена по следующей формуле:

$$\Delta\varphi = \arg i_A - \arg i_B = \arctg \frac{\text{Im } i_A}{\text{Re } i_A} - \arctg \frac{\text{Im } i_B}{\text{Re } i_B}. \quad (9)$$

По полученным формулам были произведены расчеты для трасс, ориентированных под различными углами к магнитному полю Земли при вариациях параметров, входящих в систему (8).

Из полученных результатов следует отметить прежде всего тот, который приводится и в других работах по невязности, — это полная взаимность трассы для антенн, расположенных как в «магнитной» плоскости, так и перпендикулярных ей. Остальные случаи невязны.

Специальному исследованию подверглось поведение $\Delta\varphi$ при изменении концентрации электронов в ионосфере — эффект Фарадея и «предельная» поляризация. Оказалось, что величина фазовой невязности невелика и в худшем случае на частотах метеорного диапазона достигает значений 20° .

С целью исследования фазовой невязности в метеорном канале на трассе Казань — Ленинград был проведен эксперимент, подробно описанный в [9]. Для получения абсолютной величины $\Delta\varphi$ необходимо, чтобы

конечные пункты были засинхронизованы с погрешностью, меньшей величины невязности канала. Такого способа синхронизации мы не имели. Поэтому исследовалась скорость изменения фазовой невязности. Итоговая гистограмма плотности распределения

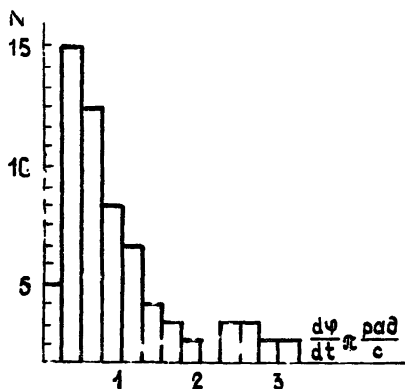


Рис. 2.

$d(\Delta\varphi)/dt$, построенная для всех метеорных радиоотражений, приведена на рис. 2. При этом, поскольку другие явления, влияющие на ход фазы в радиоканале, были исключены, эта гистограмма представляет именно $d(\Delta\varphi)/dt$. Среднее значение $d(\Delta\varphi)/dt \approx 1 \pi$ рад/с, максимальное значение $\approx 3\pi$ рад/с.

Теоретические оценки скорости изменения невзаимности, определенные по формулам (8) с учетом комплексности коэффициента отражения от метеорного следа [4], показали достаточно хорошее совпадение с результатами эксперимента, что позволяет подтвердить вывод, сделанный в [9], о преобладающем влиянии на невзаимность поляризационных характеристик радиоволн в метеорном радиоканале.

В заключение автор выражает благодарность В. В. Сидорову за постоянную поддержку, Б. Н. Гершману и Ю. Я. Яшину за ряд полезных замечаний, учтенных в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967, с. 486.
2. Budden K. G., Jull G. W. — Can. J. Phys., 1964, 42, p. 113.
3. Гоцакова Л. С., Крупина А. Е., Яшин Ю. Я. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 7, с. 956.
4. Сидоров В. В., Хузяшев Р. Г., Плеухов А. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 8, с. 1075.
5. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. — М.: Мир, 1973, с. 422.
6. Денисов Н. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 7, с. 921.
7. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984, с. 127.
8. Зайцев Ю. А., Кравцов Ю. А., Яшин Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 12, с. 1802.
9. Курганов А. Р., Овчинников В. В., Плеухов А. Н. и др. Метеорное распространение радиоволн. — Казань: Гос. ун-т, 1981, вып. 17, с. 30.

Казанский государственный
университет

Поступила в редакцию
1 июля 1986 г.

NONRECIPROcity OF RADIO WAVES IN METEOR RADIO CHANNEL

A. N. Pleukhov

The problem of determination of the radio wave nonreciprocity phase in meteor radio channel are resolved on the basis of geometrical optics. It is shown, that the basic influence on the value of nonreciprocity is made by effects connected with polarization — it is the Faraday rotation and the phenomenon of limiting polarization. The calculation made by final formulas shows, that the phase nonreciprocity in meteor radio channel reaches the value of 20 degrees. The short description of the experiment of the phase nonreciprocity is given.