

где  $N$  — отклонение электронной концентрации в ионосферном слое от равновесного профиля  $N_0(z)$ ,  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии. Если процессом диффузии пренебречь ( $\partial N/\partial t \gg (\partial/\partial z)(D\partial N/\partial z)$ ), то изменение электронной концентрации под влиянием АГВ будет равно:

$$N \simeq \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{N_0(z)}{\rho_0 \omega_g^2} \frac{\partial p}{\partial z} \right). \quad (13)$$

При выполнении обратного неравенства  $\partial N/\partial t \ll (\partial/\partial z)(D\partial N/\partial z)$  из (12) имеем  $\partial N/\partial z = N_0(z) \dot{\omega}/D$  или

$$\frac{\partial N}{\partial z} = - \frac{N_0(z)}{D \rho_0 \omega_g^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t \partial z}. \quad (14)$$

Учитывая, что  $D \rho_0$  не зависит от высоты, и интегрируя (14) по тонкому слою, в котором  $N_0 = \text{const}$ , имеем

$$N = - \frac{N_0(z)}{D \rho_0 \omega_g^2} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (15)$$

Как видно из (13) и (15), горизонтально перемещающиеся ионосферные возмущения имеют такую же структуру, как и волновые возмущения давления в нейтральной атмосфере на некотором уровне  $z = \text{const}$ , и, следовательно, будут обладать дисперсионными свойствами, которые были установлены для АГВ. Так, при описании свойств ПВ можно использовать дисперсионное уравнение (11) и полученные выше значения частоты (4), фазовой и групповой скоростей (10)

$$\omega = \omega_g z/r, \quad v_\phi = r/t = 2v_{гр}.$$

Имеющиеся экспериментальные данные по регистрации ПВ [2] подтверждают линейную зависимость их периода колебаний от расстояния Достоверных данных, позволяющих проверить связь фазовой и групповой скоростей ПВ, в литературе не имеется. Вместе с тем в работе [6] дается сравнение этих скоростей и делается вывод о том, что  $v_\phi = (1/2)v_{гр}$ . Однако этот вывод нуждается в проверке, поскольку измерения этих величин проводились в различное время и для различных событий

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Vasseur G., Reddy S A, Testud J — Space Res, 1972, 12, p. 1109
2. Григорьев Г. И — Геомагнетизм и аэрономия. 1975, 15, № 2, с. 260
3. Hines C O — J. Atm Terr. Phys., 1974, 36, p. 1179
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред — М. Физматгиз, 1954, с. 56
5. Francis C H — J. Atm Terr. Phys., 1975, 37, p. 1011
6. Heisler L H, Whitehead J. D. — Austr. J. Phys., 1961, 14, p. 481.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
23 июня 1983 г

УДК 621.371.631.1 · 523.532

### ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ИОНОСФЕРЕ НА НЕВЗАИМНОСТЬ МЕТЕОРНОГО РАДИОКАНАЛА

В. В. Сидоров, Р. Г. Хузяшев, А. Н. Плехов

В [1] описывается эксперимент по определению фазовой невзаимности в метеорном радиоканале. Одной из возможных моделей невзаимного метеорного канала является ситуация, когда магнитное поле Земли влияет на распространение радиоволн в ионосфере, а рассеяние на метеорном следе остается изотропным. При распространении радиоволн в ионосфере для частот, используемых в метеорной радиосвязи (30–60 МГц), независимо от угла между волновым вектором волны и вектором магнитного поля Земли основным является квазипродольный эффект или эффект Фарадея, заключающийся в повороте плоскости поляризации волны [2]. Сам по себе эффект Фарадея является невзаимным лишь по амплитуде, что широко используется

в волноводных вентилях, пропускающих волну лишь в одном направлении. При наличии в ионосфере вытянутого рассеивателя, обладающего чувствительностью к плоскости поляризации падающей волны, невязанной становится и фаза сигнала, прошедшего через такой составной радиоканал.

Рассмотрим алгоритм расчета невязанного метеорного радиоканала. Для простоты рассмотрим случай нормального падения радиоволн на метеорный след. Углы поляризации антенн и волн будем измерять относительно плоскости, перпендикулярной оси метеорного следа, по часовой стрелке вслед уходящей волне. Угол поляризации приемопередающей антенны пункта  $П1$  обозначим  $\alpha_1$ , пункта  $П2$  —  $\alpha_2$ , для угла поворота плоскости поляризации под действием эффекта Фарадея от  $П1$  до метеорного следа введем обозначение  $\beta_1$ , а от метеорного следа до  $П2$  —  $\beta_2$ . Из профиля электронной концентрации в ионосфере [2] можно оценить углы  $\beta_1$  и  $\beta_2$  для метеорных радиотрасс, их максимальное значение доходит до  $180^\circ$ .

Угол поляризации волны, излученной из  $П1$  и падающей на метеорный след, будет  $TA' = \alpha_1 + \beta_2$ , а волна, принимаемая  $П2$ , будет рассеиваться от метеорного следа с углом поляризации  $TB' = \alpha_2 - \beta_2$  с учетом его доворота в ионосфере на угол  $\beta_2$ . При обратном распространении поляризация падающей волны будет  $TA'' = -\alpha_2 - \beta_2$  за счет невязанности эффекта Фарадея и смены левого на правое, а отраженная волна будет проектироваться на направление  $TB'' = -\alpha_1 + \beta_2$ . Найдем комплексные амплитуды, наводимые в антеннах встречных направлений, разложив линейную поляризацию падающей и отраженной волн на ортогональные компоненты:

$$A_{12} \exp(i\varphi_{12}) = A_H \exp(i\varphi_H) \cos(\alpha_1 + \beta_1) \cos(\alpha_2 + \beta_2) + A_E \exp(i\varphi_E) \sin(\alpha_1 + \beta_1) \sin(\alpha_2 - \beta_2),$$

$$A_{21} \exp(i\varphi_{21}) = A_H \exp(i\varphi_H) \cos(\alpha_2 + \beta_2) \cos(\alpha_1 - \beta_1) + A_E \exp(i\varphi_E) \sin(\alpha_2 + \beta_2) \sin(\alpha_1 - \beta_1),$$

где  $A$  и  $\varphi$  — амплитуда и фаза отраженной волны, а индекс  $H, E$  обозначает вид поляризации.

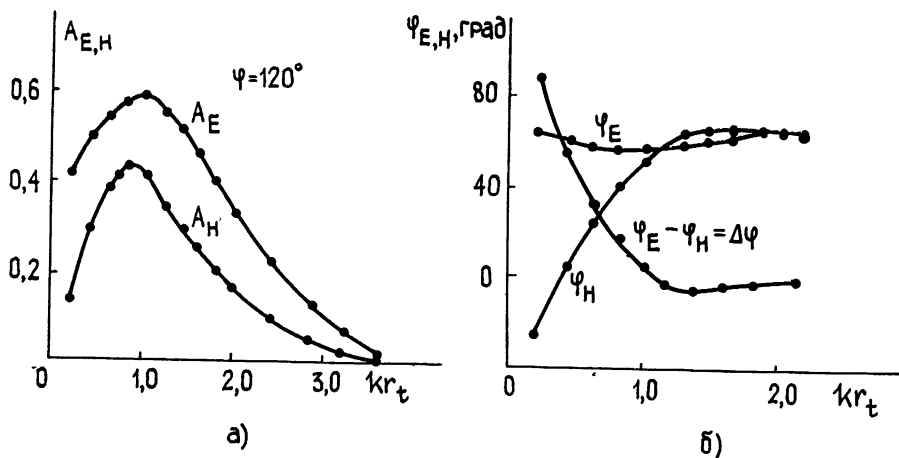


Рис. 1.

Отсюда видно, что при  $\beta_1 = \beta_2 = 0^\circ$  встречные направления становятся одинаковыми. Вырожденным является также случай  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0^\circ$  или  $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$ . Все остальные комбинации будут невязанными. Наиболее невязанным является случай, когда в одном направлении коэффициент при  $A_H$  обращается в нуль, а в другом направлении коэффициент при  $A_E$  обращается в нуль. На рис. 1а, б показан этот случай для линейной электронной плотности метеорного следа  $10^{12}$  эл/см. В качестве модели метеорного следа брался бесконечный плазменный цилиндр с гауссовой зависимостью диэлектрической проницаемости по радиусу цилиндра. Модель следа и алгоритм решения задачи дифракции аналогичны [3]. Длина метеорной трассы является функцией угла  $\varphi$  — азимутального угла цилиндрической системы координат. Невязанной является амплитуда и фаза рассеянных сигналов. Производная разности фазы сигналов, рассеянных во встречных направлениях, изменяется от  $100^\circ$  на единицу изменения  $kr_t$  в начале существования следа до нуля в конце существования следа, где  $k$  — волновое число,  $r_t$  — текущий радиус метеорного следа.

Для промежуточных случаев были выполнены вспомогательные аналогичные расчеты, которые показали, что возможны ситуации, когда в одном направлении сигнал вообще не проходит, а также случаи с флуктуирующей амплитуды. Последнее связано со следующим интересным эффектом. Линейно-поляризованная падающая волна при отражении от метеорного следа в общем случае становится эллиптически поляризованной, что вызвано разными комплексными коэффициентами отражения двух ортогональных компонент поля падающей на след волны. Эллипс поляризации отраженной волны поворачивается и даже в некоторый момент времени вырождается в прямую линию, когда разностная фаза двух ортогональных компонент коэффициента отражения  $\Phi_E - \Phi_H$  обращается в нуль, что соответствует линейно-поляризованной волне.

Для перехода к временному масштабу от переменной  $kr_t$  были построены графики изменения  $kr_t$  от времени [4] для разных частот и высот сгорания метеоров (рис. 2). Пользуясь кривыми рис. 1 б и рис. 2, можно вычислить максимальные значения производной от разностной фазы по времени [4].

Из сравнения полученных числовых данных с экспериментальными [1] видно, что максимальные значения разностной фазы и ее производной по времени примерно одного порядка, что говорит о реальности построенной модели невзаимного метеорного канала.

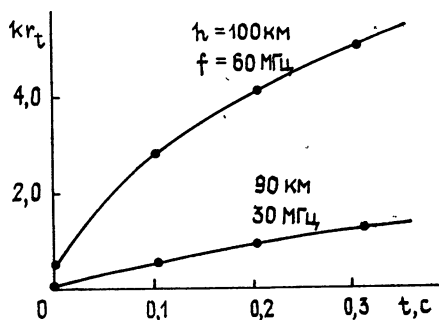


Рис. 2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сидоров В. В. и др — Метеорное распространение радиоволн.— Казань: Гос. ун-т, 1981, вып. 17, с. 30.
2. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Наука, 1967, с. 140.
3. Чумаков Ю. В., Мойся Р. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 1, с. 51.
4. Мак-Кинли Д. Методы метеорной астрономии — М.: Мир, 1964.

Казанский государственный университет

Поступила в редакцию  
10 октября 1983 г.

УДК 534.222

### О СПЕКТРАХ МОЩНЫХ ШУМОВЫХ ИМПУЛЬСОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

И. Ю. Демин

Известно, что при распространении интенсивного импульса в нелинейной среде, например акустического импульса, происходит искажение формы импульса и его спектра [1, 2]. В работе [3] на основе точного решения Хопфа уравнения Бюргерса проведен качественный и количественный анализ трансформации интенсивных импульсов сложной структуры, генерируемых, например, взрывными источниками, двигателями самолетов или шумовыми распределенными источниками (турбулентностью).

В настоящей работе исследована эволюция спектров шумоподобных импульсов, распространение которых описывается уравнением Бюргерса. Рассмотрим начальный импульс

$$p_0(t) = f(t) \xi(t), \quad (1)$$

где  $f(t)$  — форма импульса (длительности  $T$ ). Функция  $f(t)$  модулирует стационарный шум  $\xi(t)$  (дисперсия  $\langle \xi^2 \rangle = \sigma^2$ , время корреляции  $\tau_k$ ). Форма спектра входного импульса (1) при  $T \gg \tau_k$  определяется спектром шума  $\xi(t)$  и имеет характерную ширину  $\sim 1/\tau_k$ .

По мере распространения интенсивного импульса (1) в нелинейной среде рассмотрим три характерных этапа трансформации его спектра. Введем расстояние  $x_n$ , когда в волне образуются разрывы ( $x_n = \tau_k/\beta\sigma$ ,  $\beta$  — параметр нелинейности среды):