

УДК 533.951

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАЗМЫ НА ХАРАКТЕР ИСКАЖЕНИЙ АМ И ЧМ СИГНАЛОВ

А. П. Аңютин

Приводятся и обсуждаются результаты расчетов огибающих АМ и ЧМ сигналов, отраженных от линейного и экспоненциального плазменных слоев. Показано, что приближение пространственно-временной геометрической теории дифракции объясняет основные закономерности дисперсионных искажений сложных сигналов. Отмечена существенная зависимость характера искажений сигналов от вида неоднородности плазмы.

В последнее время все большее внимание привлекает проблема расчета и интерпретации искажений сигналов с произвольной амплитудной (АМ) и частотной (ЧМ) модуляцией, взаимодействующих с неоднородной плазменной средой. В значительной мере это связано с использованием различных широкополосных сигналов, повышающих информативность радиотехнических устройств, в частности, ионосферных станций [1, 2]. В связи с этим представляется интересным рассмотреть задачу об отражении плоских сигналов от плазменных слоев, квадрат плазменной частоты ω_p^2 которых изменяется по законам:

$$\omega_p^2 = \alpha_0 z \quad \text{при } z \geq 0 \quad \text{и} \quad \omega_p^2 = 0 \quad \text{при } z < 0; \quad (1)$$

$$\omega_p^2 = \omega_H^2 e^{\alpha z}. \quad (2)$$

Отметим, что слои (1), (2) широко используются на практике для аппроксимации реальных законов изменения квадрата плазменной частоты ω_p^2 [3, 4].

В работах [3-6] обсуждалась задача отражения радиосигнала от слоев (1), (2). Однако ряд важных вопросов, связанных с созданием эффективных алгоритмов расчета и интерпретации искажений АМ и ЧМ сигналов в слоях (1), (2) в настоящее время еще мало изучены.

Пусть при $\alpha z \ll 0$ задана E_x -составляющая поля плоского H -поляризованного сигнала

$$E_x = F(\tau) \exp \{i \omega_0 [\tau + f(\tau)]\} \equiv F(\tau) \exp [i \varphi_0(\tau)], \quad (3)$$

где $\tau = t - (z/c)$, c — скорость света, $F(\tau) \neq 0$ при $\tau \in [0, T]$, функции $f(\tau)$ и $F(\tau)$ определяют характер частотной и амплитудной модуляции сигнала, T и ω_0 — длительность и средняя несущая частота сигнала.

Строгое решение задачи отражения сигнала (3) от слоев (1), (2) можно получить с помощью преобразования Фурье [3-6]

$$E_x^{\text{отр}}(\tau_1) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) R(\omega) \exp(i \omega \tau_1) d\omega. \quad (4)$$

В выражении (4) $E_x^{\text{отр}}$ — E_x -составляющая поля отраженного сигнала, $\tau_1 = t + (z/c)$, $S(\omega)$ — спектр сигнала:

$$S(\omega) = \int_0^T F(\eta) \exp \{i \omega_0 [\eta + f(\eta)] - i \omega \eta\} d\eta, \quad (5)$$

$R(\omega)$ — коэффициент отражения плоской гармонической волны от слоев (1), (2) [4-6]:

$$R(\omega) = \frac{v(\xi) - \frac{i}{\omega} (\alpha_0 c)^{1/3} v'(\xi)}{v(\xi) + \frac{i}{\omega} (\alpha_0 c)^{1/3} v'(\xi)}; \quad (6a)$$

$$R(\omega) = \left(\frac{\omega_H}{\alpha c}\right)^{i \frac{4\omega}{\alpha c}} \frac{\Gamma\left(-i \frac{2\omega}{\alpha c}\right)}{\Gamma\left(i \frac{2\omega}{\alpha c}\right)}, \quad (7a)$$

$v(\xi)$ — функция Эйри, $v'(\xi) = \frac{d}{d\xi} v(\xi)$, $\xi = -\omega^2 (\alpha_0 c)^{-2/3}$, $\Gamma(x_1)$ — гамма-функция.

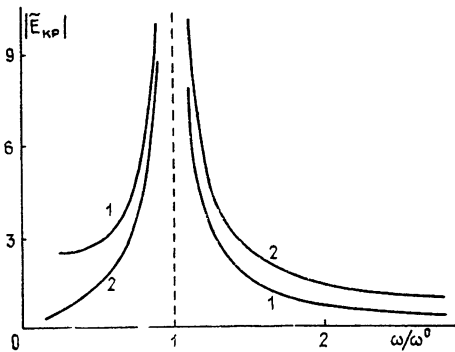


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость нормированной амплитуды краевых лучей от ω/ω^0 :

1 — линейный слой (1), $|\tilde{E}_{\text{кр}}| = |E_{\text{кр}}| \omega^0 \sqrt{8\omega^0/\alpha_0 c}$; 2 — экспоненциальный слой (2), $|\tilde{E}_{\text{кр}}| = |E_{\text{кр}}| \sqrt{4\omega^0/\alpha c}$.

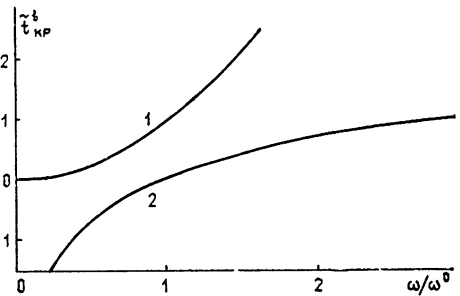


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость времени выхода краевых лучей от ω/ω^0 : 1 — линейный слой (1), $\tilde{t}_{\text{кр}}^b = t_{\text{кр}}^b (\alpha_0 c/4)$; 2 — экспоненциальный слой (2),

$\tilde{t}_{\text{кр}}^b = t_{\text{кр}}^b \frac{\alpha c}{4} - \ln \frac{2\omega^0}{\omega_H}$.

Выражения (4) — (7) использовались для расчета огибающих отраженных сигналов. В основе разработанного алгоритма лежит метод быстрого преобразования Фурье и созданные программы вычисления функции Эйри и гамма-функции произвольного аргумента. Результаты расчетов приводятся на рис. 3—5 и обсуждаются ниже.

Для интерпретации искажений сигналов, отраженных от слоев (1), (2), найдем асимптотику интеграла Фурье (4) — (7). Будем считать, что в области, существенной при интегрировании (4) — (7), можно восполь-

зоваться асимптотикой функции Эйри и гамма-функции, что позволяет представить коэффициент отражения $R(\omega)$ от слоев (1), (2) в виде

$$R(\omega) = \exp\left(i \frac{\pi}{2} - i \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{\alpha_0 c}\right) \equiv e^{i\psi(\omega)} \quad \text{для слоя 1;} \quad (66)$$

$$R(\omega) = \exp\left[i \frac{\pi}{2} - i \frac{4\omega}{\alpha c} \left(\ln \frac{2\omega}{\alpha c} - 1\right) + i \frac{4\omega}{\alpha c} \ln \frac{\omega_H}{\alpha c}\right] \equiv e^{i\psi(\omega)} \quad \text{для слоя 2.} \quad (76)$$

Тогда нетрудно найти асимптотику интеграла Фурье (4), (5) с помощью двумерного метода стационарной фазы. Число и положение стационарных точек ω_j , η_j интеграла (4), (5) определяются из условий

$$\omega_j = \omega_0 [1 + f'(\eta_j)], \quad f'(\eta_j) = \frac{d}{d\eta_j} f(\eta_j); \quad (8)$$

$$\tau_1 = \eta_j + t_0(\eta_j, \omega_j), \quad (9)$$

где

$$t_0 = \frac{4\omega_j^2}{\alpha_0 c} \quad \text{для слоя 1;} \quad (10)$$

$$t_0 = \frac{4}{\alpha c} \ln \frac{2\omega_j}{\omega_H} \quad \text{для слоя 2.} \quad (11)$$

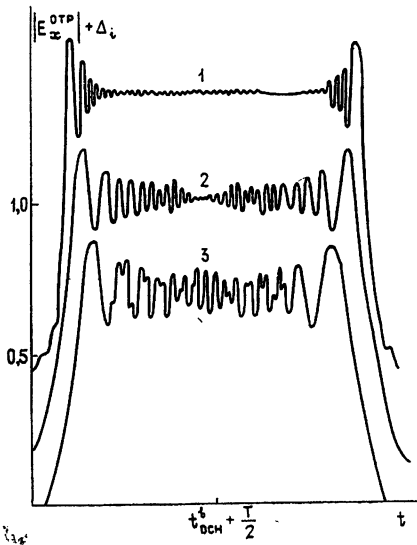


Рис. 3.

Рис. 3. Искажения огибающей радиосигнала, отраженного от слоя (2):

$$T = 10^{-4} \text{ с, } \omega_0 = 2,5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}; \quad \omega_H = 2,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}.$$

$$1 - \alpha = 0,015 \text{ км}^{-1}, \quad \Delta_1 = 0,35; \quad 2 - \alpha = 0,038 \text{ км}^{-1}, \quad \Delta_2 = 0;$$

$$3 - T = 0,75 \cdot 10^{-4} \text{ с, } \alpha = 0,038 \text{ км}^{-1}, \quad \Delta_3 = -0,3.$$

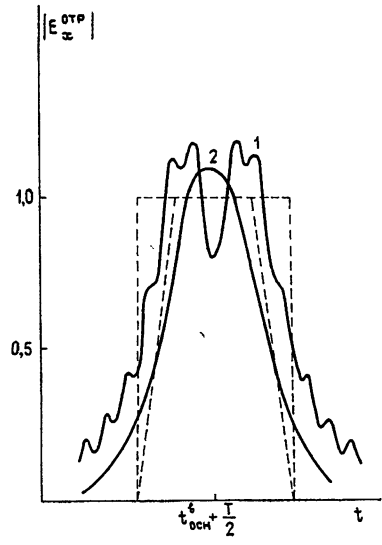


Рис. 4.

Рис. 4. Искажения огибающей радиосигнала, отраженного от слоя (1):

$$1 - T = 10^{-4} \text{ с, } \omega_0 = 1,26 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad \alpha_0 = 80,6 (2\pi)^2 \tilde{\alpha}_0, \quad \tilde{\alpha}_0 \approx 10^6 \text{ м}^{-4},$$

$$T_\Phi = 0; \quad 2 - T_\Phi = 0,25 \cdot 10^{-4} \text{ с;}$$

штриховая кривая — приближение ВГО (временной геометрической оптики),

В результате применения двумерного метода стационарной фазы с учетом вклада концов области интегрирования получим выражение для поля $E_x^{\text{отр}}(\tau_1)$ в виде, совпадающем с приближением пространственно-временной геометрической теории дифракции [7, 8]:

$$E_x^{\text{отр}}(\tau_1) = \sum_{j=1}^N E_{\text{осн } j} \exp(i\varphi_{\text{осн } j}) + E_{\text{кр } 1} \exp(i\varphi_{\text{кр } 1}) - E_{\text{кр } 2} \exp(i\varphi_{\text{кр } 2}), \quad (12)$$

где

$$E_{\text{осн } j} = F(\eta_j) \left| 1 - \frac{dt_0}{d\omega_j} \frac{d\omega_j}{d\eta_j} \right|^{-1/2}, \quad \varphi_{\text{осн } j} = \omega_j(t_{\text{осн}}^b - \eta_j) + \varphi_0(\eta_j) + \psi(\omega_j) + \frac{\pi}{4} \Delta_{\text{осн}}, \quad \Delta_{\text{осн}} = \text{sgn} \frac{d\omega_j}{d\eta_j} \left(\text{sgn} \frac{dt_0}{d\omega_j} - 1 \right); \quad (13)$$

$$E_{\text{кр } 1, 2} = D_{\text{кр}}(t^0, \omega) F(t^0) \left| \frac{dt_0}{d\omega} \right|^{-1/2}, \quad D_{\text{кр}}(t^0, \omega) = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\omega_j^0 - \omega}, \quad \omega_j^0 = \omega_j(t^0), \quad \varphi_{\text{кр } 1, 2} = \omega(t_{\text{кр}}^b - t^0) + \psi(\omega) + \varphi_0(t^0). \quad (14)$$

В выражениях (12)–(14) индекс « N » определяет число корней уравнения $\tau_1 - \eta_j - t_0(\omega_j) = 0$ и физически соответствует числу отраженных основных пространственно-временных лучей, приходящих в точку $\tau_1 = t_{\text{осн}}^b(\eta_j)$; величина $\tau_1 \equiv t_{\text{осн}}^b(\eta_j)$ (9) при фиксированных значениях η_j является координатой выхода основных лучей из плазменного слоя; индекс «1» соответствует началу сигнала $t^0 = 0$, а индекс «2» — его концу $t^0 = T$; величины η_j и ω можно трактовать как лучевые параметры семейств основных и краевых лучей, при этом значения η_j физически определяют точки входа основных лучей в плазменный слой, а значения ω имеют смысл мгновенной частоты.

Согласно (12) изменение огибающей (фазы) сигнала в окрестности его фронтов определяется интерференцией полей краевых лучей, а структура его основного тела — суперпозицией основных и краевых лучей. На рис. 1, 2 представлены рассчитанные значения нормированных величин $t_{\text{кр}}^b = t_0(\omega)$ и $\tilde{E}_{\text{кр}}$. Из рис. 1 видно, что амплитуда поля краевых лучей с мгновенной частотой $\omega < \omega_0$ и $\omega > \omega_0$ изменяется различным образом. Физически это должно приводить к несимметричным искажениям переднего и заднего фронтов сигнала. С ростом величины $\alpha_0(\alpha)$ амплитуда $E_{\text{кр}}$ краевого луча растет, вызывая тем самым усиление интерференции полей основных и краевых лучей. Кроме того, с ростом $\alpha_0(\alpha)$ наблюдается уменьшение запаздывания сигнала. Из формул (12)–(14) следует, что уменьшение длительности T сигнала приводит к увеличению амплитуды колебаний огибающей в пределах его основного тела.

В случае сигналов с амплитудной модуляцией, при которой $F(0) = F(T) = 0$, амплитуда краевых лучей равна нулю ($E_{\text{кр}} = 0$). При этом структура огибающей отраженного сигнала определяется в основном изменением поля основных лучей, т. е. его первоначальной формой.

Все указанные особенности дисперсионных искажений сигналов хорошо видны на рис. 3, 4, где представлены результаты строгих расчетов по формулам (4)–(7).

Отметим, что для слоя (1) величина $E_{\text{кр}}$ убывает по степенному закону в зависимости от времени t , а для слоя (2) — по экспоненциальному закону. Это приводит к различиям в характере поведения огибающих сигналов при одинаковом времени группового запаздывания (кривая 2 рис. 3 и кривая 1 рис. 4).

Анализ выражений (9)—(14) показывает, что компрессия (сжатие) сигнала с частотной модуляцией происходит на пространственно-временной каустике. При этом особенности поведения каустики основных лучей в слое (2) совпадают с особенностями каустики для слоя (1) [9]. Отличие заключается лишь в конкретных значениях координат точек заострения и точек выхода каустики на границу плазменного слоя. В частности, лучевая координата η^b точки выхода каустики находится из условия $\frac{d\tau_1}{d\eta} = 0$ и для сигнала с линейной частотной модуляцией ($\omega_j = \omega_0(1 - \beta\eta)$) равна

$$\eta^b = \frac{1}{2\beta} \left(1 - \frac{8\beta}{\alpha c} \right). \quad (15)$$

Из (15) нетрудно получить, что заметное сжатие сигнала, отраженного от слоя (2) и имеющего одинаковую задержку во времени с сигналом, отраженным от слоя (1), наступает при значительно больших значениях девиации частоты. Об этом также свидетельствуют результаты строгих расчетов, представленные на рис. 5.

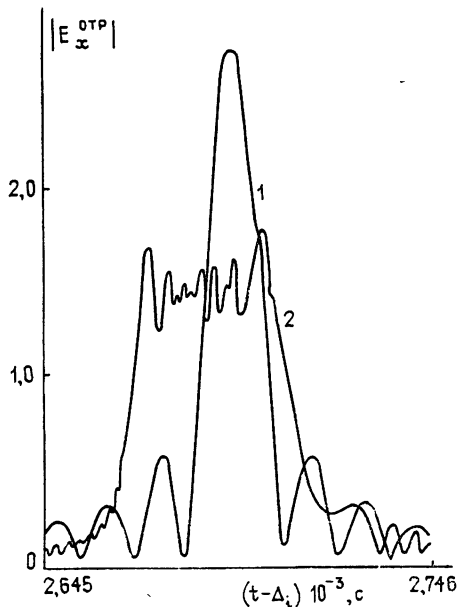


Рис. 5. Искажения огибающей сигнала с линейной частотной модуляцией ($\omega_j = \omega_0(1 - 2\beta\eta)$):

1 — $T = 10^{-4}$ с, $T_\Phi = 0$, $\omega_0 = 1,26 \cdot 10^7$ с $^{-1}$, $\tilde{\alpha}_0 = 10^6$ м $^{-4}$, девиация частоты $\delta = 2\beta T \cdot 100\%$ = 3,65%, $\Delta_1 = 0,058 \cdot 10^{-3}$ с; 2 — $T = 10^{-4}$ с, $T_\Phi = 0$, $\omega_0 = 2,5 \cdot 10^7$ с $^{-1}$, $\omega_H = 2,5 \cdot 10^4$ с $^{-1}$, $\alpha = 0,038$ км $^{-1}$, $\delta = 14,2\%$, $\Delta_2 = 0$.

В заключение отметим, что приведенные выше результаты показывают существенную зависимость дисперсионных искажений сигналов от типа неоднородности плазменного слоя. Это обстоятельство можно использовать для оценки профиля неоднородности плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Бек, Н. К. Бекасов и др., в кн. IX Всесоюзная конференция по распространению радиоволн, ч. 1, 1969, с. 25
2. С. А. Намазов, Т. Е. Рыжкина, в кн. Распространение радиоволн, изд. Наука, М., 1975, с. 262.
3. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967.
4. K. G. Budden, Radio Waves in the Ionosphere, L., Cambridge Press, 1961.
5. К. Сего, М. Ясумо, Tr. Inst. Electr. Com. Eng. Japan, B-52, № 6, 319 (1969).
6. В. Ö. Rönning, Alta Frekvenza, 38 (URSI Symposium on electromagnetic waves), 1969, p. 45.
7. R. M. Lewis, Electromagnetic Wave Theory, N Y., Pergamon Press, 1967, part 2, p. 845.
8. А. П. Анютин, в кн. Распространение радиоволн в ионосфере, изд. ИЗМИРАН, М., 1978, с. 19.
9. А. П. Анютин, Ю. И. Орлов, Изв. вузов — Радиофизика, 19, № 4, 495 (1976).

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
5 ноября 1979 г.

EFFECT OF PLASMA INHOMOGENEITY ON THE CHARACTER OF AM
AND FM SIGNAL DISTORTIONS

A. P. Anyutin

Calculation results of envelopes of AM and AF signals reflected from linear and exponential plasma layers are given and discussed. It is shown that the approximation of a space-time geometric theory of diffraction explains the basic regularities of dispersive distortions of complex signals. The essential dependence of the character of the signal distortions on the form of the plasma inhomogeneity is noted.
