ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 7 *РАДИОФИЗИКА* *1987*

УДК 551.510.535

О РАССЕЯНИИ РАДИОВОЛН НА ИСКУССТВЕННЫХ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ В ИОНОСФЕРЕ

В. В. Беликович, Е. А. Мареев

Получены выражения для амплитуды и фазы коэффициента рассеяния монохроматической радиоволны на искусственных квазипериодических неоднородностях ионосферной плазмы при наличии градиента электронной концентрации в точке синхронизма. Рассмотрено рассеяние радиоимпульса гауссовой формы, исследован характер фазовой модуляции рассеянного сигнала в зависимости от длительности и несущей частоты пробного импульса, градиента концентрации и частоты нагревной волны.

Рассеяние пробных радиоволн на искусственных квазипериодических неоднородностях, образующихся в ионосфере под действием мощной нагревной волны (резонансное рассеяние), может служить эффективным средством диагностики ионосферной плазмы [1, 2]. Анализ возможностей этого метода требует решения задачи о рассеянии пробных волн на квазипериодической структуре с учетом специфики проводимых экспериментов. Обычная схема экспериментов по резонансному рассеянию состоит, как известно, в следующем. В поле мощной радиоволны, ниже точки ее отражения, образуются квазипериодические неоднородности электронной концентрации. Пробная радиоволна имеет поляризацию, обратную по отношению к нагревной. Поскольку нагревная и пробная волны имеют показатели преломления, меняющиеся вдоль пути распространения по-разному, синхронизм между ними осуществляется только на отдельных высотах. Лишь с этих высот и наблюдается эффективное рассеяние пробных радиоволн.

Некоторые аспекты задачи о рассеянии монохроматических волн на ионосферной решетке рассматривались в работах [3–6]. Однако для количественного сопоставления расчетов с экспериментальными результатами, как видно из вышеприведенной схемы, амплитуда и фаза рассеянной волны должны быть найдены с учетом анизотропии и регулярной неоднородности ионосферной плазмы. Необходимо учесть также импульсный характер пробного сигнала, ибо точки синхронизма для различных спектральных составляющих пробного импульса в условиях неоднородной в среднем плазмы лежат на разных высотах. Решение указанной задачи является целью настоящей работы.

Ниже предполагается, что параметры ионосферной плазмы (концентрация, температура, частота столкновений) достаточно медленно меняются с высотой (в масштабе длины волны). Поэтому вдали от точки отражения поля нагревной и пробной волн могут быть записаны в приближении геометрической оптики. Считая, что магнитное поле вертикально, а распространение волн является продольным, поле возмущающей волны (имеющей, для определенности, необыкновенную поляризацию) запишем в виде

$$E_{1x} = \frac{E_{\text{пад}}}{\sqrt{n_1}} \exp\left(-i\frac{\omega_1}{c}\int_0^z n_1\,dz\right) + \frac{E_{\text{отр}}}{\sqrt{n_1}} \times \\ \times \exp\left[-i\frac{\omega_1}{c}\left(\int_0^{z_\text{п}} - \int_{z_\text{п}}^{z}\right) n_1\,dz + i\frac{\pi}{2}\right], \tag{1}$$

$$E_{1y} = -iE_{1x},$$

где $E_{пад}$ и $E_{отр}$ — амплитуды падающей и отраженной нагревных волн, ω_1 — частота, n_1 — показатель преломления, $z=z_п$ — точка поворота нагревной волны, $z=0$ — начало слоя; оси x и y лежат в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Здесь и в дальнейшем индекс 1 относится к возмущающей волне.

Как известно, на разных высотах в ионосфере преобладают различные механизмы образования искусственных периодических неоднородностей. В дальнейшем предполагается, что точка синхронизма находится в интервале высот 80—250 км, поэтому учитывается и локальный нагрев электронного газа (его вклад в образование неоднородностей электронной концентрации является определяющим на высотах 80—130 км), и действие стрикционной силы (оно становится преобладающим на высотах более 130 км) [1]. Обобщая результаты работы [7] на случай неоднородной плазмы, установившееся распределение электронной концентрации в поле (1) для указанного интервала высот можно представить в виде

$$N_e(z) = N_{0e}\left[1 - \frac{\mu}{n_1} b \sin\left(2\int\limits_z^{z_п} k_1\, dz\right)\right], \tag{2}$$

где $\mu = E_{пад}E_{отр}/E_p^2$, $E_p = [3m\omega_1^2\,\delta(T_e+T_i)e^{-2}]^{1/2}$ — плазменное поле, T_e и T_i — невозмущенные температуры электронов и ионов, N_{0e} — невозмущенная концентрация электронов, $b=\delta(1-\sqrt{u_1})^{-1}[3/2+(\delta'(1-\sqrt{u_1}))^{-1}]$, δ — доля энергии, теряемая электроном при соударении, $\delta' = \delta + T_e k_1^2/m\nu_e^2$, ν_e — частота столкновений электронов с ионами и молекулами, $k_1 = \omega_1 n_1/c$, $u_1 = \omega_H^2/\omega_1^2$, ω_H — гирочастота электронов.

Пусть на слой, возмущенный необыкновенной волной, падает снизу пробная волна обыкновенной поляризации

$$F_n(z) = \frac{F_0}{\sqrt{n_2}} \exp\left(-i\int\limits_0^z k_2\, dz\right), \tag{3}$$

где $F=E_{2x}+iE_{2y}$, $k_2=\omega_2 n_2/c$, F_0 — амплитуда падающей волны. Продольное распространение обыкновенной волны в плазме с профилем концентрации (2) описывается уравнением

$$\frac{d^2F}{dz^2} + \frac{\omega_2^2}{c^2}\left[1 - \frac{v_2}{1+\sqrt{u_2}}\left(1 - \frac{\mu}{n_1} b \sin 2\int\limits_z^{z_п} k_1\, dz\right)\right]F = 0, \tag{4}$$

причем $v_2 = 4\pi e^2 N_{0e}/m\omega_2^2$, $u_2 = \omega_H^2/\omega_2^2$. Следовательно, поле волны, рассеянной на квазипериодических неоднородностях, в борновском приближении имеет вид

$$F_p(z) = -\frac{i\omega_2}{2c\sqrt{n_2}} \exp\left(i\int\limits_0^z k_2\, dz\right) \int\limits_S \frac{\mu_0 v_2}{n_1\sqrt{n_2}} \times \tag{5}$$
$$\times \sin\left(2\int\limits_x^{z_п} k_1\, dy\right) F_n(x) \exp\left(-i\int\limits_0^x k_2\, dy\right) dx.$$

Предполагается, что $\mu_0 = \dfrac{\mu b}{1+\sqrt{u_2}} \ll 1$, интегрирование ведется по всей области S, занятой неоднородностями. В результате находим коэффициент рассеяния монохроматической волны обыкновенной поляризации на периодической структуре, созданной необыкновенной стоячей волной:

$$R = \frac{\omega_2}{4c} \exp\left(-2i\int_0^{z_п} k_1 dz\right)\int_S \mu_0 \exp\left(2i\int_0^x (k_1 - k_2)dy\right) \frac{v_2(x)\,dx}{n_1(x)\,n_2(x)}. \quad (6)$$

Заметим, что при условии $k_1=k_2=k_0$, определяющем координату точки синхронизма пробной и нагревной волн z_0, производная показателя экспоненты в (6) обращается в нуль. Иными словами, точка синхронизма совпадает с точкой стационарной фазы в интеграле (6). Значение интеграла при этом определяется окрестностью точки z_0, величина которой $L = (2\pi^{-1}|k'_1(z_0) - k'_2(z_0)|)^{-1/2}$. Будем считать, что в окрестности точки синхронизма равновесная концентрация электронов не имеет локальных экстремумов и меняется линейно с высотой:

$$N_{0e}(z) = N_0\left(1 + \frac{z - z_0}{l}\right), \quad (7)$$

где N_0 — концентрация электронов в точке синхронизма. Тогда выражение для L имеет вид

$$L = \left(\frac{\pi c^2 k_0 l}{\omega_1^2 - \omega_2^2}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

При условии $L \ll l$ интеграл (6) можно вычислить методом стационарной фазы. Ограничиваясь первым членом разложения по L/l, получим

$$R = \frac{\mu b_0 L}{2c}\,\frac{\omega_1\omega_2(\omega_1-\omega_2)(\omega_1-\omega_H)}{k_0^2 c^2 \omega_H} \exp\left[2i\left(\int_{z_п}^{z_0} k_1\,dz - \int_0^{z_0} k_2\,dz\right)\right]. \quad (9)$$

Здесь

$$b_0 = b(z_0) = \frac{\delta\omega_1}{\omega_1 - \omega_H}\left[\left(\delta + \frac{T_e k_0^2}{m\nu_e^2(z_0)}\right)^{-1}\frac{\omega_1}{\omega_1 - \omega_H} + \frac{3}{2}\right].$$

Если частота нагревной волны ω_1 задана, то частота пробной волны обыкновенной поляризации должна удовлетворять условию $\omega_1 - \omega_H < \omega_2 < \omega_1$. Только при этом условии выражение (9) имеет смысл. Когда $\omega_2 \to \omega_1$, $N_0 \to 0$, и коэффициент рассеяния также стремится к нулю. Когда же $\omega_2 \to \omega_1 - \omega_H$, показатели преломления нагревной и пробной волн в точке z_0 обращаются в нуль, т. е. точка синхронизма совпадает с точкой отражения. Поэтому при $\omega_2 \to \omega_1 - \omega_H$ резко возрастают амплитуда решетки и коэффициент рассеяния на ней. Здесь, однако, нарушается борновское приближение и выражение (9) становится неприменимым. Приведем оценки величины коэффициента R для условий, имеющих место в экспериментах. Так, на высотах F-слоя (h=200—150 км) реализовалось $\mu \simeq 10^{-6}$. Полагая $f_1=\omega_1/2\pi = 5{,}6$ МГц, $f_2=4{,}6$ МГц, $l=100$ км, из формулы (9) получаем $|R| \simeq 10^{-5}$, что совпадает с экспериментальным значением. Если $f_1=5{,}75$ МГц, а $f_2=5{,}4$ МГц, точка синхронизма находится на высоте $h \simeq 100$ км. Здесь искусственные квазипериодические неоднородности образуются, в основном, вследствие локального нагрева электронного газа и их амплитуда значительно больше, чем на высотах F-области. Считая $\mu \simeq 4\cdot10^{-2}$, находим $|R| \simeq 10^{-3}$, что также согласуется с экспериментальными данными.

Вышеприведенное рассмотрение относилось к случаю отражения монохроматической волны от слоя плазмы, занятого квазипериодическими неоднородностями. Если же на слой падает импульс, то поле отраженного от периодической структуры сигнала имеет вид

$$F_p(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega_2)\, g\,(\omega_2) e^{i\omega_2 t} d\omega_2, \tag{10}$$

где $g(\omega_2)$ — спектр падающего импульса, $R(\omega_2)$ — найденный выше коэффициент рассеяния монохроматической волны. Если падающий импульс квазимонохроматический, т. е. функция $g(\omega_2)$ имеет узкий максимум вблизи несущей частоты ω_{20} (предполагается, что ширина максимума $\Delta\omega \ll 2\pi\, c/L$; обычно именно этот случай реализуется в экспериментах по резонансному рассеянию), то в первом приближении импульс рассеивается без изменения формы. Пусть, например, $F_n(t) = A(t) \exp(i\omega_{20} t)$. Тогда

$$F_p(t) = A(t - \varphi'_{\omega_2}) \mid R(\omega_{20}) \mid \exp[i\omega_{20}\, t - i\varphi(\omega_{20})]\,. \tag{11}$$

При этом время группового запаздывания сигнала

$$\Delta t_{\text{гр}} = \varphi'_{\omega_2} = 2 \int_0^{z_0} \frac{dk_2}{d\omega_2} (\omega_2 = \omega_{20})\, dz. \tag{12}$$

За это время импульс с групповой скоростью проходит расстояние до точки синхронизма $z_0(\omega_{20})$ и обратно. Чтобы найти изменение формы основной части квазимонохроматического импульса при его рассеянии на решетке, достаточно при вычислении интеграла (10) разложить фазу коэффициента R вблизи несущей частоты ω_{20} с точностью до членов второго порядка [8]. При этом форма сигнала определяется параметром T/τ, где T — длительность импульса, $\tau = |\varphi''(\omega_{20})|^{1/2}$. После несложных вычислений находим

$$\varphi''(\omega_{20}) = 2 \int_0^{z_0} \frac{d^2 k_2}{d\omega_2^2} dz + 2 \frac{dz_0}{d\omega_2} \frac{dk_2}{d\omega_2} (\omega_2 = \omega_{20}) \simeq - \frac{4L^2 n_{20}^2}{\pi c^2}, \tag{13}$$

где n_{20} — показатель преломления пробной волны в точке синхронизма, а величина L определена выше.

В качестве примера рассмотрим случай, когда падающий импульс имеет гауссову форму: $A(t) = A_0 \exp(-t^2/T^2)$. Поле рассеянного импульса записывается в виде

$$F_p(t) = \frac{R_0 A_0}{\sqrt{1 - ia}} \exp\left(-\frac{t_p^2}{T^2} \frac{1 + ia}{1 + a^2}\right) \exp\,[i\omega_{20} t - i\varphi(\omega_{20})]. \tag{14}$$

Здесь $R_0 = |R(\omega_{20})|$, $t_p = t - \Delta t_{\text{гр}}$, $a = 2\tau^2/T^2$. Из выражения (14) следует, что имеет место фазовая модуляция рассеянного импульса, вид которой определяется параметром $a = \dfrac{16 n_{2}^2 l}{\lambda T^2(\omega_1^2 - \omega_{20}^2)}$, где $\lambda = 2\pi/k_0$ — длина волны в точке синхронизма. Величина a в условиях экспериментов меняется в широких пределах. Так, при зондировании F-области ионосферы методом резонансного рассеяния $a \ll 1$, т. е. пробный импульс практически не искажается. С понижением высоты величина a растет вследствие уменьшения концентрации электронов: $a \sim (\omega_1 - \omega_{20})^{-1} \sim N_0^{-1}$, и в D-области возможен случай $a \gg 1$. Тогда, как видно из формулы (14), длительность рассеянного импульса определяется «временем распространения» пробного сигнала внутри решетки τ. При этом фаза рассеянного импульса вблизи его центра тяжести меняется по квадратичному закону с тем же характерным временем τ: $F_p \sim \exp\left(-i\frac{t_p^2}{2\tau^2}\right)$. Отметим, что поле рассеянного на периодической структуре сигнала вычислялось без учета естественных неоднородностей ионосферной плазмы. Поскольку рассеяние на естественных неоднородностях является некогерентным, влияние их связано, в основном, с флуктуациями фазы поля мощной волны. При этом, даже если в области синхронизма естественных неоднородностей нет, фазовые искажения, обусловленные наличием неоднородностей на всем пути распространения мощной волны от области синхронизма до точки отражения и обратно (множитель $\exp\left(-2i\int\limits_{z_0}^{z_п} k_\cdot dz\right)$ в формуле (9)), переносятся на пробную волну [5], и движение естественных неоднородностей приводит к фазовой модуляции поля рассеянного импульса. Однако характерное время этого процесса составляет $\simeq 10$ с, тогда как для внутриимпульсной модуляции, описываемой выражением (14), характерное время не превышает 10^{-3} с, что позволяет легко разделить эти процессы.

Авторы выражают благодарность Н. Г. Денисову за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Тёрина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 10, с. 1418.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Тёрина Г. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1981, **24**, № 7, с. 905.
3. Борисов Н. Д., Варшавский И. И. — Геомагнетизм и аэрономия, 1982, **22**, № 4, с. 573.
4. Лапин В. Г., Тамойкин В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, **27**, № 2, с. 154.
5. Денисов Н. Г., Лапин В. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, **27**, № 4, с. 420.
6. Сергиенко И. А., Черногор Л. Ф. Вестник ХГУ, 1984, № 255, с. 8.
7. Толмачева А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, **23**, № 3, с. 278.
8. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Наука, 1967.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
4 октября 1985 г.

RADIO WAVE SCATTERING BY ARTIFICIAL QUASI-PERIODIC IRREGULARITIES IN THE IONOSPHERE

V. V. Belikovich, E. A. Mareev

Expressions have been obtained for the amplitude and phase of the scattering coefficient of a monochromatic radio wave by artificial quasi-periodic irregularities of the ionospheric plasma in the presence of a linear electron density gradient at a synchronism point. The scattering of a Gaussian shape pulse is considered. The dependence of the phase modulation of a backscattered signal on a width and carrier frequency of a probe pulse, on the density gradient and powerful wave frequency is investigated.