

То обстоятельство, что возмущение движется со скоростью d/τ , связано с тем, что на частицы именно с такими скоростями действуют оба возмущения внешнего поля. Из (9) следует, что амплитуда поля растет линейно во времени. Рост во времени эхового всплеска поля для сосредоточенных источников обусловлен следующим. В кинетическое уравнение (2) входит произведение $E\partial f/\partial u$, а волна Ван-Кампена вдали от источника имеет вид $f \sim \exp[ik(z - ut)]$. Поэтому в пространстве скоростей частота ее осцилляций растет со временем, а производная $\partial f/\partial u$ линейно растет с t . Этот рост из-за интерференции волн Ван-Кампена, разумеется, может проявляться лишь в эховых точках, где все волны Ван-Кампена колеблются в фазе. В рассматриваемой системе эховая точка имеет координату $z_0 = dt/\tau$, поэтому в этой точке наблюдается рост сигнала $\sim t$. В связи с этим заметим, что в системах, где рассматриваются нестационарные эховые явления, как правило, имеется рост со временем эховых полей. Указанная ситуация реализуется, например, в системе, рассмотренной в [2], а также в случае пространственного эха, когда оба источника колеблются не во всем интервале $-\infty < t < +\infty$, а включаются в какой-то момент времени t_0 .

Возвращаясь к рассматриваемой системе, укажем, что в случае распределенных источников поле E , разумеется, остается конечным при $t \rightarrow \infty$. Поясним это на следующем конкретном примере. Предположим, что сторонами плотности зарядов имеет вид

$$\rho_{ст} = \frac{d}{dz} \left[\rho_1 \frac{\exp[-(z-d)^2/a^2]}{\sqrt{\pi} a} \delta(t) + \rho_2 \frac{\exp[-(z-d)^2/a^2]}{\sqrt{\pi} a} \delta(t-\tau) \right].$$

$$(a \ll v_T/\omega_0).$$

Тогда в баллистическом приближении, т. е. не учитывая самосогласованное поле колебаний плазмы [3] ($\Delta(\omega, k) \rightarrow 1$, $k \rightarrow \infty$), легко получить

$$E^{(2)}(z, t) = \frac{(4\pi)^3 e^3 \rho_1 \rho_2 f'_0(d/\tau)}{\sqrt{2\pi} am^2} \exp \left\{ -\frac{(z-dt)^2}{a^2[(t-\tau)^2 + t^2]} \right\}. \quad (11)$$

Из (11) видно, что при $t \gg \tau$ $E \sim \text{const}$, ширина же области, занятой полем, растет со временем линейно. Очевидно, что выражение (11), полученное из баллистического приближения, справедливо при условии, что кинетическая энергия частиц, движущихся со скоростью порядка d/τ , много больше потенциальной энергии этих частиц в электрическом поле $E^{(2)}$, т. е.

$$md^2/\tau^2 \gg eE^{(2)}at/\tau, \quad (12)$$

где $E^{(2)} \approx e^3 \rho_1 \rho_2 f'_0(d/\tau)/am^2$. Это, наряду с очевидным условием $t \ll \nu^{-1}$, приводит к ограничению интервала времени t . В связи с отмеченным обстоятельством заметим, что и в рассмотренном выше случае сосредоточенных источников (см. (9), (10)) по существу необходимо учитывать аналогичное (12) условие, ограничивающее промежуток времени t .

Используем (11) для оценки максимального возмущения величины эхового всплеска поля. Из (11) следует, что $E^{(2)} \approx e \rho_1 \rho_2 \omega_0^3/m v_T^3$, где для применимости метода возмущений $\rho_1 \ll mav_T/e$, а тогда ($\rho_1 \approx \rho_2$) $E^{(2)} \ll v_T \sqrt{Nm}$, что, например, для F -слоя ионосферы дает ($v_T \approx 3 \cdot 10^7$ см·с⁻¹, $N \approx 10^6$ см⁻³): $E^{(2)} \ll 30$ В/м.

В заключение отметим, что полученные результаты могут быть использованы в целях диагностики плазмы, в частности, для определения ее функции распределения и оценки величины затухания Ландау

ЛИТЕРАТУРА

1. Лопатников С. Л. — Письма в ЖЭТФ, 1980, 6, вып. 10, с. 623.
2. Эйрман В. Я. Плазменное эхо от движущихся источников. — Физика плазмы, 1981, 7, вып. 3, с. 629.
3. Gould R. W., O'Neil T. M., Malmberg J. N. — Phys. Rev. Lett., 1967, 19, № 5, p. 219.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
12 марта 1981 г.

УДК 538.56

КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ С ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Г. М. Колосова, С. Н. Попов, Б. Г. Цикин

Рассмотрим воздействие на электронный поток электромагнитного поля в резонаторе, представляя его в виде суммы поперечных электромагнитных волн с волновыми векторами $k_i(k_x; 0; k_z)$, распространяющихся навстречу друг другу (рис. 1). Будем

полагать, что пучок фокусируется достаточно большим продольным магнитным полем ($H_0 \uparrow v_0$). Переменную составляющую плотности тока в пучке l можно найти из уравнений

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \eta \sum [E_i \cos(\omega_i t - k_i r) + E_i \cos(\omega_i t + k_i r)],$$

$$di/\partial z = -\partial \rho/\partial t, \quad i = \rho v,$$

где η — удельный заряд электрона, $\omega_i = ck_i$ — собственные частоты открытого резонатора, ρ — плотность объемного заряда, E_i — проекция напряженности электрического поля на направление скорости электронов v_0 .

При определении амплитуд сверхсветовых волн тока на комбинационных частотах $\omega_i + \omega_j$ ограничимся учетом слагаемых, пропорциональных квадратам переменных величин [1]. Тогда получим

$$i = \sum_{i,j} J \cos[(\omega_i + \omega_j)t - (k_i - k_j)x \sin \varphi - (k_i - k_j)z \cos \varphi], \quad (1)$$

где

$$J = \frac{\eta^2 E_i E_j I_0 (\omega_i + \omega_j)}{2v_0 \bar{\omega}_i \bar{\omega}_j (\bar{\omega}_i + \bar{\omega}_j)} \times \left(\frac{k_i - k_j}{\bar{\omega}_i + \bar{\omega}_j} + \frac{k_i}{\bar{\omega}_i} - \frac{k_j}{\bar{\omega}_j} \right),$$

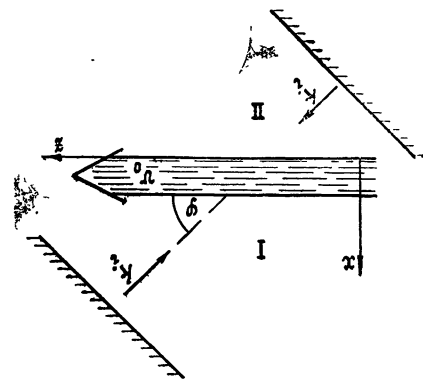


Рис. 1.

I_0 — постоянная составляющая плотности тока, $\bar{\omega}_i = \omega_i - k_i v_0 \cos \varphi$, $\bar{\omega}_j = \omega_j + k_j v_0 \cos \varphi$. Из формулы (1) следует, что волны тока на частотах $\omega_i + \omega_j$ всегда имеют фазовую скорость v_ϕ , превышающую скорость света в вакууме, и излучают электромагнитные волны под углом θ к оси z , величина которого зависит от соотношения частот ω_i и ω_j :

$$\cos \theta = c \frac{\omega_i - \omega_j}{\omega_i + \omega_j} \cos \varphi.$$

Интенсивность рассеянных волн может быть оценена, если размеры электронного пучка в y - и z -направлениях значительно превышают длину волны излучения. Полагая при расчетах, что пучок неограничен в y - и z -направлениях, а вдоль оси x его размер равен a , можно найти для области I ($x > a$)

$$E_z^I = \frac{cx}{\omega_+} H_y^I = j \frac{2\pi\kappa J}{\omega_+ (\kappa - \gamma)} \{1 - \exp[j(\gamma - \kappa)a]\} \exp[-j(\omega_+ t - \kappa x - \beta z)].$$

В области II ($x < 0$) имеем

$$E_z^{II} = \frac{cx}{\omega_+} H_y^{II} = j \frac{2\pi\kappa J}{\omega_+ (\kappa + \gamma)} \{1 - \exp[j(\gamma + \kappa)a]\} \exp[-j(\omega_+ t + \kappa x - \beta z)].$$

Здесь $\omega_+ = \omega_i + \omega_j$, $\beta = (k_i - k_j) \cos \varphi$, $\gamma = (k_i - k_j) \sin \varphi$, $\kappa^2 = [(\omega_i + \omega_j)/c]^2 - \beta^2$. Из полученных соотношений видно, что амплитуда E_z -поля в области $x > a$ и, следовательно, интенсивность переизлученной волны в направлении $+\theta$ больше соответствующих величин при переизлучении в направлении $-\theta$, что объясняется более благоприятной фазировкой осцилляций в пучке в x -направлении. Однако при данном взаимном расположении резонатора и электронного потока $\gamma \ll \kappa$, если $\omega_i - \omega_j \ll \omega_i$, и можно положить $E_z^I \approx E_z^{II}$, $H_y^I \approx H_y^{II}$. Следует отметить, что указанная асимметрия в переизлучении электромагнитных волн может быть увеличена, если изменить направление одной из воздействующих на пучок волн. Это может быть реализовано, если для создания сверхсветовых волн тока использовать близкие по частотам типы колебаний в резонаторной системе, состоящей из двух открытых резонаторов

Интенсивность рассеянных волн можно определить по формуле

$$I = \frac{\pi e^6 n^2 E_i^2 E_j^2}{32cm^4 \omega^6} \left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)^2,$$

если сверхсветовые волны тока создаются полями двух различных типов колебаний с частотами, отличающимися по величине на $\Delta\omega \ll \omega$. Полагая $E_i = E_j$, $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$,

добротность резонатора $Q \sim 10^5$, расстояние между зеркалами $l = 5$ см, площадь поперечного сечения $s = 1$ см², получим для $\omega = 10^{11}$ с⁻¹ интенсивность рассеянной волны $I \sim 5 \cdot 10^{-3}$ Вт · см⁻², если в резонатор подается мощность 10 Вт, а $\Delta\omega = 10^{10}$ с⁻¹.

Расчеты показывают, что изложенный в работе механизм когерентного рассеяния может быть использован в схемах преобразования частоты излучения в коротковолновой части диапазона сверхвысоких частот. В отличие от известных электронных преобразователей частоты (см., например, [2]) предлагаемая схема, как и описанная в [3], позволяет использовать для преобразования и умножения частоты электронные пучки в объемах, размеры которых значительно превышают длину волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Старшин М. И., Цикин Б. Г. — Физика плазмы, 1978, 4, № 2, с. 366.
2. Машников В. В., Железовский Б. Е. — Радиотехника и электроника, 1971, 16, № 3, с. 379.
3. Русин Ф. С., Синенко Л. А., Костромин В. П. — Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 8, с. 1671

Саратовский государственный университет

Поступила в редакцию 30 октября 1980 г.

УДК 550 388.2

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА МЕТЕОРНОЙ ПЛАЗМЫ НА АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА

Г. Г. Новиков, С. Ф. Цыганков

В теории радиолокации метеоров важное место занимает вопрос об амплитудно-временных характеристиках отраженного сигнала (АВХ). Ниже будут рассмотрены метеорные следы недоуплотненного типа, которые в физике метеоров описываются в рамках теории диффузии, учитывающей один сорт ионов [1]. С другой стороны, спектроскопические исследования указывают на присутствие в метеорных следах положительных ионов различных сортов [2]. В работе [3] теоретически показано, что при формировании следа в нем могут образовываться отрицательные ионы. Некоторое количество таких ионов (~10—15% по отношению к положительным) было зафиксировано при лабораторном моделировании явления метеора [4].

В работах [5, 6] были найдены радиальные распределения электронов с учетом двух сортов ионов. В связи с этим представляет интерес рассмотреть поведение АВХ отраженного сигнала с учетом найденных распределений. Для выяснения влияния ионного состава плазмы на АВХ воспользуемся результатами работ [1, 7], в которых решалась аналогичная задача, но в предположении об однокомпонентном ионном составе следа. В этом случае для амплитуды отраженного сигнала согласно [1, 7] и с учетом найденных в [5, 6] распределений электронов имеем $A = A_0 I$ (A_0 — константа, определяющая расстоянием до точки зеркального отражения и параметрами аппаратуры), а выражение для I имеет вид

$$\begin{aligned}
 I = & \frac{1}{(1 \pm \beta) \sqrt{2}} \left| \left[1 \pm \frac{\beta}{2} - C_1 \beta^2 \pm \frac{2C_1(16C_1 \mp 1) - C_2 \mp 2(C_3 + C_4)}{2} \beta^3 \right] \times \right. \\
 & \times \int_{-\infty}^{x_0} \exp \left[i \frac{\pi}{2} x^2 - \Delta(x_0 - x) \right] dx + \left[\pm \frac{\beta}{2} \pm 2C_1 \beta^2 + \right. \\
 & + \frac{2C_1(16C_1 \mp 1) - C_2}{2} \beta^3 \left. \right] \int_{-\infty}^{x_0} \exp \left[i \frac{\pi}{2} x^2 - \frac{k\Delta}{2 \mp k} (x_0 - x) \right] dx + \\
 & + [(1 \mp 2) C_1 \beta^2 \mp 2C_1(16C_1 \mp 1) \beta^3 + C_3 \beta^3] \int_{-\infty}^{x_0} \exp \left[i \frac{\pi}{2} x^2 - \right. \\
 & \left. - \frac{k\Delta}{4 - (1 \pm 2)k} (x_0 - x) \right] dx + (C_4 \pm C_2) \beta^3 \int_{-\infty}^{x_0} \exp \left[i \frac{\pi}{2} x^2 - \right. \\
 & \left. - \frac{k\Delta}{6 - (2 \pm 3)k} (x_0 - x) \right] dx \left. \right|, \quad (1)
 \end{aligned}$$