Письма в ЖТФ, том 18, вып. 6 26 марта 1992 г.
01; 04

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ПЛАЗМУ С „ПЛЕЩУЩИМИСЯ" ЭЛЕКТРОНАМИ

В.С. Марченко

1. Вопрос о распространении электромагнитной волны в плазме, помещенной в неоднородное магнитное поле, вызывает значительный интерес [1], в частности, в связи с проблемой циклотронного нагрева электронов в открытых ловушках с магнитными пробками. Характерной особенностью указанной конфигурации является образование в процессе нагрева группы „плещущихся" электронов, отражающихся от области максимума магнитного поля в одной и той же точке, совпадающей с резонансной [2]. Формирование данной популяции было зарегистрировано в экспериментах, в частности, в [3] именно теплые „плещущиеся" электроны вызывали раскачку вистлеровских шумов. Популяцию „плещущихся" частиц предлагается использовать также для создания термобарьеров в концевых пробкотронах амбиполярных ловушек.

Помимо группы „плещущихся" электронов обычно выделяют еще по крайней мере две популяции: горячих релятивистских электронов, для которых по мере набора энергии точка отражения смещается от резонансной в сторону большего магнитного поля до тех пор, пока электрон не перевалит через пробку [4, 5], а также группа холодных электронов, удерживаемых амбиполярным потенциалом (следует отметить, что рассматривается ситуация, когда за время СВЧ-импульса кулоновские столкновения не оказывают существенного влияния на динамику популяций теплых и горячих частиц). При этом относительная роль указанных популяций может существенно варьироваться в зависимости от конкретных условий эксперимента. Поэтому возможна ситуация, когда доминирующую роль во взаимодействии с внешним излучением играет именно группа теплых „плещущихся" электронов. В данной работе рассматривается распространение необыкновенной волны вдоль магнитного поля, инжектируемой со стороны пробки, в модели, когда все электроны предполагаются „плещущимися", т. е. граница плазмы совпадает с резонансной поверхностью. Целью расчета является нахождение коэффициентов отражения, прохождения и поглощения волны на циклотронном резонансе. При этом предполагается, что волна поляризована по кругу с направлением вращения электрического вектора, совпадающим с направлением вращения электронов вокруг магнитных силовых линий, и все величины зависят только от одной координаты z обычной цилиндрической системы.

Для поляризованной по кругу компоненты в. ч. тока имеем следующее выражение:

$$j_x+ij_y=j_+e^{-i\omega t}=en\int d\mathcal{E}d\mu\int_0^{2\pi}d\varphi\,\xi(z,\mathcal{E},t,t_0,\varphi)f,$$

где $n=n(z_{min})$ – концентрация в плоскости симметрии ловушки, $f(\mathcal{E},\mu,z)$ – функция распределения электронов в точке z, нормированная на единицу в плоскости симметрии, $\mathcal{E}$, μ – энергия и магнитный момент электрона, являющиеся интегралами движения, $\xi=v_x+iv_y$ – скорость в точке z и в момент t частицы, которая имеет в резонансной плоскости ($z=0$) фазу φ и попадает в эту плоскость в момент $t=t_0$. Из уравнений движения для величины ξ следует

$$\xi=exp\left(-i\omega\int_0^t\frac{B(z(t'))}{B_0}dt'\right)\left\{v_1e^{i\varphi}+\right.$$

$$\left.+\frac{e}{m}\int_{-\infty}^{t}E_+(z(t'))exp\left(i\omega\left(\int_0^{t'}\frac{B(z(t''))}{B_0}dt''-t'\right)\right)dt'\right\},\qquad(2)$$

где $v_1=const$, $E_+e^{-i\omega t}=E_x+iE_y$ – электрическое поле волны, $B(z)$ – внешнее постоянное магнитное поле, $B_0=B(0)$. Полагая вблизи резонанса $B(z)/B_0\simeq 1-z(t)/L$, получим в нерелятивистском дрейфовом приближении следующее выражение для траектории электрона [2]:

$$z(t')=\frac{\mathcal{E}(t'-t_0(z,t))^2}{2mL}=\frac{\mathcal{E}\tau^2}{2mL}\pm\sqrt{\frac{\mathcal{E}z}{2mL}}\,\tau+z,\qquad(3)$$

где $\tau=t'-t$, а знаки „+" и „–" соответствуют электронам, движущимся по направлению к пробке и от нее. Вычисляя в. ч. ток при помощи (1)–(3) и подставляя в уравнение Максвелла, получим следующее интегро-дифференциальное уравнение для E_+, справедливое в области $z>0$

$$\frac{d^2\chi}{ds^2}+\varkappa^2\chi+\frac{i}{2}\gamma s^{-1/2}\left(I_+\{\chi\}+I_-\{\chi\}\right)=0,\qquad(4)$$

$$I_\pm\{\chi(s)\}=\int d\mathcal{E}d\mu f(\mathcal{E},\mu)u^{-2/3}\int_0^\infty dp\,\chi(s+p^2u^{2/3}\pm ps^{1/2}u^{1/3})exp\left\{i\left(\frac{p^3}{3}\pm\right.\right.$$

$$\left.\left.\pm p^2s^{1/2}u^{-1/3}+su^{-2/3}p\right)\right\},$$

$$\chi(s)=E_+(s)/E_+(0), \qquad s=\left(\frac{2\omega L}{\langle(2\mathcal{E}/m)^{1/2}\rangle}\right)^{2/3}\frac{z}{L},$$

$$u=\mathcal{E}^{1/2}/\langle\mathcal{E}^{1/2}\rangle, \qquad \varkappa^2=\left(\frac{\omega L}{c}\right)^2\left(\frac{\langle(2\mathcal{E}/m)^{1/2}\rangle}{2\omega L}\right)^{4/3},$$

$$\gamma=\frac{B_0}{B_{min}}\left(1-\frac{B_{min}}{B_0}\right)^{1/2}\left(\frac{\omega_p L}{c}\right)^2\left(\frac{\langle(2\mathcal{E}/m)^{1/2}\rangle}{2\omega L}\right)^{1/3},$$

$\omega_p^2=\dfrac{4\pi ne^2}{m}$, угловые скобки означают среднее по функции распределения, переменная p играет роль безразмерного времени.

При низкой плотности плазмы ($\gamma/\varkappa^2 \ll 1$) интегральное слагаемое может учитываться как малая поправка. В нулевом приближении, пренебрегая этим слагаемым, получаем $\chi^{(0)}(s)=exp(i\varkappa s)$. Поправка к решению первого порядка по плотности имеет вид

$$\chi^{(1)}(s)=-\frac{\gamma}{2\varkappa}e^{-i\varkappa s}\int\limits_s^\infty ds'\,\frac{e^{2i\varkappa s'}}{s'^{1/2}}\,I(s')-$$
$$-\frac{\gamma}{2\varkappa}e^{i\varkappa s}\int\limits_0^s\frac{ds'}{s'^{1/2}}I(s'), \tag{5}$$

где

$$I(s)=\int d\mathcal{E}\,d\mu\,f(\mathcal{E},\mu)\,u^{-2/3}\int\limits_0^\infty dp\,exp\left\{i\left(\frac{p^3}{3}+\right.\right.$$
$$\left.\left.+p^2u^{2/3}\varkappa+psu^{-2/3}\right)\right\}cos\left(s^{1/2}u^{-1/3}p^2+u^{1/3}s^{1/2}p\varkappa\right).$$

Проанализируем отражение колебаний, распространяющихся со стороны большего магнитного поля. Выражение для коэффициента отражения имеет вид

$$R = \left| \frac{i\varkappa - d\chi/ds\,|_{s=0}}{i\varkappa + d\chi/ds\,|_{s=0}} \right|^2 . \qquad (6)$$

Выбирая функцию распределения „плещущихся" электронов в виде

$$f(\mathcal{E}, \mu) = T^{-1} \exp(-\mathcal{E}/T)\, \delta(\mu - \mathcal{E}/\omega),$$

из (5) получим

$$\left.\frac{d\chi}{ds}\right|_{s=0} = i\varkappa - \left(\frac{\pi^3}{7}\right)^{1/2} \frac{\gamma}{\varkappa}, \qquad (7)$$

$$R = \frac{\pi^3}{28} \frac{\gamma^2}{\varkappa^4} .$$

Коэффициенты прохождения T и поглощения A получим, устремляя $s \to \infty$ и вычисляя поправку к $\chi^{(0)}$, даваемую вторым слагаемым в (5):

$$A = 1 - T - R \simeq 1 - T = \frac{2\pi^{3/2}}{5^{1/4}(\sqrt{5} - 2)^{1/2}} \times$$

$$\frac{\gamma}{\varkappa^2} \frac{\sin\left[\frac{1}{2} \operatorname{arctg}\left(\frac{5\sqrt{5} - 11}{6} \varkappa^3\right)\right]}{\left(1 + \frac{(5\sqrt{5} - 11)^2}{36} \varkappa^6\right)^{1/4}} . \qquad (8)$$

В заключение следует отметить, что рассмотренная ситуация существенно отличается от случая, когда электроны не останавливаются в пределах резонансной зоны, а лишь испытывают конечное ускорение. В этом случае, как известно, при распространении со стороны большего магнитного поля отраженная волна отсутствует во всех порядках теории возмущений, что следует как из адиабатического волнового уравнения [6], так и из кинетического рассмотрения для плазмы низкой плотности [7].

Список литературы

[1] Тимофеев А.В. В сб.: Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат. 1985. С. 56.

[2] Пилия А.Д., Френкель В.Я. // ЖТФ. 1964. Т. 34. В. 10. С. 1752–1768.

[3] Garner R.C., Mauel M.E., Hokin S.A., Post R.S., Smatlak D.L. // Phys. Fluids B. 1990. V. 2. P. 242–252.
[4] Жильцов В.А., Сковорода А.А., Тимофеев А.В., Харитонов К.Ю., Шербаков А.Г. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. В. 7. С. 771–784.
[5] Hafizi B., Aamodt R.E. // Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 3059–3064.
[6] Budden K.G. Radio waves in the ionosphere. Cambridge: Cambr. Univ. Press. 1961.
[7] Звонков А.В., Чулков Г.Н. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 1. С. 60–70.

Институт ядерных исследований
АН Украины, Киев

Поступило в Редакцию
22 января 1992 г.

4 Заказ 1925