

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА НЕЛИНЕЙНУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ

С. А. Бельков, В. Н. Цытович

УДК 533.9

Получено и проанализировано численно уравнение, определяющее зависимость поляризации необыкновенной волны от расстройки частоты волны $\Delta = (\omega_0 - \omega_{He})/\omega_{He}$ вблизи электронно-циклотронного резонанса ($|\Delta| \ll 1$), в котором учитывается как нелинейное самовоздействие волны так и тепловое движение электронов.

В последнее время в связи с появлением мощных источников СВЧ-излучения возрос интерес к исследованию различных нелинейных эффектов, возникающих при распространении мощного электромагнитного излучения в плазме [1-3]. Как хорошо известно из линейной теории (см., напр., [4]), монохроматическая электромагнитная волна, распространяющаяся в магнитоактивной плазме, может быть разложена на две поляризации: обыкновенную и необыкновенную. Если угол θ между волновым вектором волны $\vec{k}_0$ и внешним магнитным полем $\vec{B}_0 = \{0, 0, B_0\}$ близок к $\pi/2$, то электрический вектор необыкновенной волны имеет две составляющие $\vec{E}_0 = \{E_{ox}, E_{oy}, 0\}$, связанных между собой в приближении холодной плазмы соотношением

$$(E_{ox} + iE_{oy})/iE_{oy} = -(2 - g)\Delta/g, \quad (1)$$

где $g = \omega_{pe}^2/\omega_{He}^2$. Компонентой $E_{oz} = iE_{oy}(2 - g)\cos\theta$ при этом можно пренебречь

Учет теплового движения приводит к тому, что при $\Delta < \Delta_{res} = \sqrt{2}v_{Te}\cos\theta/c$ вместо (1) мы получим, что $|(E_{ox} + iE_{oy})/E_{oy}| \sim \Delta_{res}$. (Мы везде здесь будем считать, что угол θ удовлетворя-

ет неравенству $v_{Te}/c < \cos\theta \ll 1$.

В дальнейшем нам удобнее будет ввести функцию поляризации $w = (1 + g)|E_{ox} + iE_{oy}|^2 / (8\pi n_0 m_e c^2)$. Тогда соотношение (1) можно переписать в виде

$$w_L = (2 - g)^2 (1 + g) w \Delta^2 / g, \quad (2)$$

где введено $w = |\vec{E}_0|^2 / (16\pi n_0 m_e c^2)$.

Как было показано в [3], учет нелинейного самодействия необыкновенной волны приводит к ветвлению функции $w(\Delta)$ при $\Delta > \Delta_{cr}$ ($\Delta_{cr} > 0$ - точка ветвления) на три различные ветви. При больших $\Delta \gg W$ одна из ветвей асимптотически переходила в (2), а две другие имели вид:

$$w_{\pm} = \Delta^3 \left\{ 1 \pm \left[\frac{(2 - g)^2 (1 + g) W}{g \Delta} \right]^{1/2} \right\}. \quad (3)$$

Необходимо подчеркнуть, что так как при получении уравнения для функции поляризации в [3] пренебрегалось тепловым движением, то полученные в этой работе решения справедливы лишь в области $|\Delta| \gg \Delta_{res}$. Целью нашей работы является определение поведения $w(\Delta)$ при $\Delta \lesssim \Delta_{res}$.

Считая, что необыкновенная волна является монохроматической, т.е. Фурье-компонента электрического поля имеет вид:

$$\vec{E}_{\vec{k}, \omega} = \vec{E}_0 \delta(\omega - \omega_0) \delta(\vec{k} - \vec{k}_0) + \vec{E}_0^* \delta(\omega + \omega_0) \delta(\vec{k} + \vec{k}_0), \quad (4)$$

мы можем, без ограничения общности, выбрать систему координат с осью $\vec{x}$ направленной вдоль $\vec{k}_0$. Тогда уравнения Максвелла с учетом нелинейного тока $\vec{j}^{NL}$ примут вид

$$\begin{aligned} -\partial_0^2 E_{ox} - i\partial_0 \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{gJ(z)(E_{ox} + iE_{oy})}{z_0 \beta_{Te} \cos\theta} + \frac{g\partial_0(E_{ox} - iE_{oy})}{2(1 + \partial_0)} &= 4\pi i\partial_0 j_x^{NL}, \\ (\partial_0^2 - \partial_0^2) E_{oy} - \partial_0 \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{gJ(z)(E_{ox} + iE_{oy})}{z_0 \beta_{Te} \cos\theta} + \frac{ig\partial_0(E_{ox} - iE_{oy})}{2(1 + \partial_0)} &= \\ &= 4\pi i\partial_0 j_y^{NL}, \end{aligned} \quad (5)$$

где введены следующие обозначения: $\gamma_0 = \omega_0/\omega_{He}$, $\tilde{\epsilon}_0 = \tilde{\epsilon}_{0\perp}c/\omega_{He}$; $\beta_{Te} = v_{Te}/c$; $z = \Delta/\Delta_{res}$. При выводе (5) мы использовали тензор диэлектрической проницаемости горячей плазмы /5/ вблизи электронного циклотронного резонанса. Функция $J(z)$

$$J(z) = (i/\pi) \int_{-\infty}^{\infty} (z - t)^{-1} \exp(-t^2) dt$$

хорошо исследована и протабулирована /6/. Для нелинейного тока j_{NL} , используя общее выражение полученное в /3/, в приближении волны вида (4) с учетом теплового движения найдем:

$$j_x^{NL} = i j_y^{NL} = \frac{g w J'''(z) (E_{0x} + i E_{0y})}{96 \sqrt{\pi} \tilde{\epsilon}_0^4 p_{Te}^4 \cos^4 \Theta}, \quad (6)$$

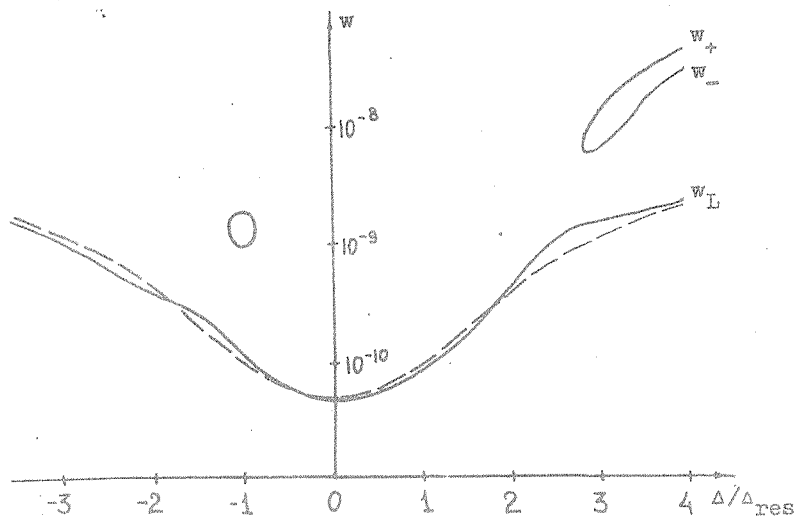
где штрих означает дифференцирование по z .

Для необыкновенной волны $\tilde{\epsilon}_0^2 \approx 2 - g$ и, решая (5) относительно $(E_{0x} + i E_{0y})$, получим уравнение определяющее $w(\Delta)$

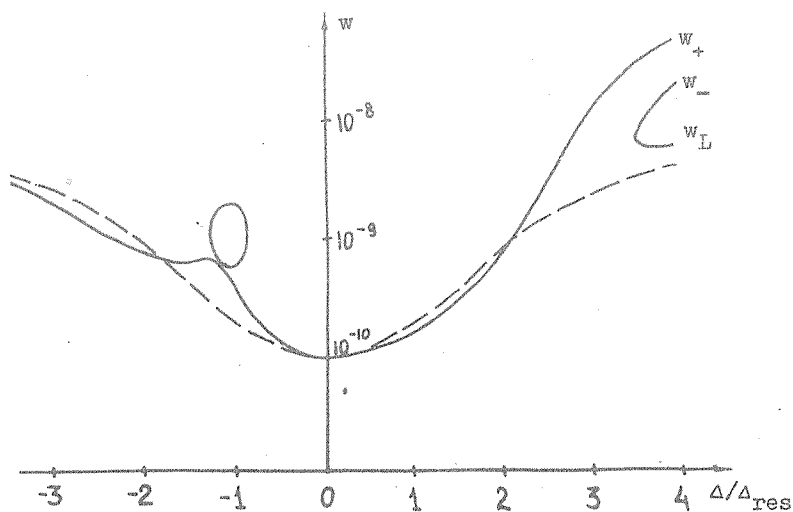
$$w \left| \frac{1}{2} + i \frac{\sqrt{\pi} J(z)}{\Delta_{res}} + i \frac{\sqrt{\pi} w J'''(z)}{6 \Delta_{res}^4} \right|^2 = \frac{(2 - g)^2 (1 + g) w}{g}. \quad (7)$$

При $|z| \gg 1$ уравнение (7) переходит в уравнение полученное в /3/.

Численный анализ решений (7) для различных параметров плазмы, характеризующейся величинами g и Δ_{res} , и различных мощностей волны накачки w показал, что существует два различных типа зависимости $w(\Delta)$. При $w < w_{cr} = 0,2 \Delta_{res}^4 g / (2 - g)^2 (1 + g)$ характерное поведение $w(\Delta)$ показано на рис. 1 (сплошная кривая). Для сравнения пунктиром показано поведение $w_L(\Delta)$ в линейной теории. Видно, что непрерывная ветвь испытывает лишь некоторую деформацию относительно линейной ветви, в то время как нелинейные ветви отделены щелью. При $\Delta \gg \Delta_{res}$ поляризация волны совпадает с линейной. Картина качественно меняется при $w > w_{cr}$. Деформация непрерывной ветви становится настолько большой, что происходит ее перезамыкание на нелинейную ветвь, как это видно из рис. 2. Таким образом, волна с $w > w_{cr}$ при распространении из области $\Delta < 0$ в область $\Delta > 0$ (в неоднородном магнитном поле



Р и с. 1. Характерное поведение функции поляризации необыкновенной волны при $W < W_{cr}$. Пунктир – результат линейной теории



Р и с. 2. Характерное поведение функции поляризации необыкновенной волны при $W > W_{cr}$. Пунктир – результат линейной теории

из области сильного поля в область слабого) уже не может попасть на линейную ветвь. Но как показано в /3/ волна с нелинейной поляризацией сильно неустойчива. При развитии этой неустойчивости будет происходить перестройка поляризации и возбуждение квазистационарного магнитного поля, что должно приводить к эффективному поглощению волны.

Учет теплового движения также меняет поведение $w(\Delta)$ при $\Delta < 0$. В этой области также появляется три решения (два нелинейных решения образуют замкнутую ветвь на рис. 1 и 2). При достаточно больших w происходит слияние трех ветвей в одну, что приводит к появлению горба на функции $w(\Delta)$ при $\Delta \sim -\Delta_{\text{рез}}$.

Поступила в редакцию

3 апреля 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. V. K. Tripathi, C. S. Liu, Plasma Preprint PI-80-036, Univ. of Maryland, USA, 1980.
2. С. А. Бельков, Э. Н. Криворучкай, В. Н. Цытович, Препринт ФИАН № 19, М., 1981 г.
3. С. А. Бельков, В. Н. Цытович, Препринт ФИАН № 69, М., 1981 г.
4. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, "Наука", М., 1967 г.
5. А. И. Ахизер и др., Электродинамика плазмы, Физматгиз, М., 1974 г.
6. Справочник по специальным функциям, под ред. М. Абрамовица, "Наука", М., 1979 г.