

Несъма в ЖЭТФ, том 14, стр. 518 – 522

5 ноября 1971 г.

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ
С ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ПРОТИВОПОЛОЖНОЙ ГЕЛИКОНУ
В НЕСКОМПЕНСИРОВАННОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ**

A. П. Протогенов, В. Я. Демиховский

Хорошо известно, что в однокомпонентной плазме, находящейся в магнитном поле, правополяризованные электромагнитные волны при $qR \ll 1$ и $\omega < \Omega$ распространяться не могут [1] (ω и q – частота и волновой вектор, Ω – циклотронная частота, R – ларморовский радиус). Возможность распространения их в области $qR > 1$ и $\omega < \Omega$ связана лишь с квантованием орбитального движения электронов в сильном магнитном поле, которое является причиной возникновения участков прозрачности в областях бесстолкновительного затухания и приводит к появлению серии правополяризованных волн [2]. Обычно полагалось,

что такая же ситуация существует и в двухкомпонентной нескомпенсированной плазме, то есть низкочастотная волна, имеющая противоположную поляризацию по отношению к геликону, не распространяется. В настоящем сообщении мы покажем, что в нескомпенсированной магнитоактивной плазме распространяется коллективное возбуждение с поляризацией, противоположной геликону и частотой, меньшей Ω .

Начальная частота этой волны пропорциональна величине $n_1|e_1| - |e_2|n_2$, которая в равновесной ионосферной и газоразрядной плазме в силу условия электронейтральности равна нулю (n – концентрация, e – заряд частиц). Однако, в электрон-дырочной плазме твердого тела она не обязана быть равной нулю, поскольку всегда существует решетка, которая компенсирует избыточный заряд. Это обстоятельство указывает на возможность распространения нового коллективного возбуждения в ионосферной (и не обязательно ионосферной) плазме, если роль решетки возьмут на себя третья, более тяжелые частицы. В этой работе мы ограничимся случаем магнитоактивной плазмы твердого тела и используем следующую модель: плазма двухкомпонентна и состоит из электронов массы m_1 с концентрацией n_1 и дырок массы m_2 с концентрацией n_2 . Такая плазма реализуется, например, в легированном виомуте.

Дисперсионное уравнение при $q \parallel H$, $qR \ll 1$ и $\omega^2 \ll \omega_p^2$ имеет вид

$$\omega_p^2 \frac{\Omega_1}{\Omega_1 \pm \omega} + \omega_{p2}^2 \frac{\Omega_2}{\Omega_2 \pm \omega} = \omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2 + c^2 q^2. \quad (1)$$

Здесь $\omega_p = \frac{4\pi n e^2}{m}$, c – скорость света; верхний (нижний) знак относится к лево- (право) поляризованной волне, а индекс 1(2) – к электронам (дыркам).

Решим уравнение (1), не накладывая условий на отношение ω/Ω в случае $q^2 \ll q_k^2 = \delta_1^{-2} \frac{(n_1 - n_2)^2 m_1}{(n_1 m_2 + n_2 m_1) n_1}$, где $\delta = c/\omega_p$. В результате получим

$$\omega^\mp = \mp \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega_1 \omega_{p2}^2 - \Omega_2 \omega_{p1}^2} c^2 q^2, \quad (2)$$

$$\omega^\pm = \pm \frac{\Omega_1 \omega_{p2}^2 - \Omega_2 \omega_{p1}^2}{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2} \pm \frac{\Omega_1^2 \omega_{p2}^2 + \Omega_2^2 \omega_{p1}^2}{(\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2)(\Omega_1 \omega_{p2}^2 - \Omega_2 \omega_{p1}^2)} c^2 q^2 \quad (3)$$

или в других обозначениях

$$\omega^{\mp} = \mp \frac{c H q^2}{4\pi e(n_2 - n_1)}, \quad (4)$$

$$\omega^{\pm} = \pm \frac{eH}{c} \frac{(n_2 - n_1)}{n_1 m_2 + n_2 m_1} \pm \frac{n_1 m_1 + n_2 m_2}{n_1 m_2 + n_2 m_1} \frac{c H q^2}{4\pi e(n_2 - n_1)}. \quad (5)$$

Волна (4) представляет собой геликон [1], который меняет свою поляризацию при смене знака разности $n_2 - n_1$, а волна (5) является новым коллективным возбуждением. В локальном пределе ($q \rightarrow 0$) эту волну можно интерпретировать как коллективные поперечные вращательные колебания нескомпенсированного заряда на "усредненной" циклотронной частоте ($\omega^{\pm} < \min\{\Omega_1, \Omega_2\}$). Возбуждение (5) имеет групповую скорость геликона и правую (левую) круговую поляризацию при $n_1 > n_2$ ($n_2 > n_1$). Его бесстолкновительное затухание равно нулю, а затухание за счет столкновений мало, если $\omega \gg \nu_{\text{ЭФФ}}$.

$$\nu_{\text{ЭФФ}} = \frac{\nu_1 n_1 m_1 + \nu_2 n_2 m_2}{n_1 m_1 + n_2 m_2} \quad (6)$$

ν – частота столкновений. В металле при $q R^{-1} \ll q_k$ является ис-столкновительное затухание. Поэтому область $q \ll q_k$ является ис-черпывающей. Напротив, в полуметаллах, например, в Bi, где $q_k \ll R^{-1}$, возбуждение (5) существует и при $q_k \lesssim q \ll R^{-1}$. В этой области при $n_2 > n_1$ оно имеет спектр

$$\omega = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Omega_1 \omega_{p_2}^2 - \Omega_2 \omega_{p_1}^2 + c^2 q^2 (\Omega_1 - \Omega_2)}{\omega_{p_1}^2 + \omega_{p_2}^2 + c^2 q^2} + \right. \\ \left. + \left[\left(\frac{\Omega_1 \omega_{p_2}^2 - \Omega_2 \omega_{p_1}^2 + c^2 q^2 (\Omega_1 - \Omega_2)}{\omega_{p_1}^2 + \omega_{p_2}^2 + c^2 q^2} \right)^2 + \frac{4\Omega_1 \Omega_2 c^2 q^2}{\omega_{p_1}^2 + \omega_{p_2}^2 + c^2 q^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (7)$$

Рассмотрим распространение возбуждений под углом к направлению магнитного поля: $q = (0, q_y, q_z)$. Дисперсионное уравнение в этом случае и при $qR \ll 1$ имеет вид

$$\left(1 - \frac{4\pi i \omega}{c^2 q^2} \sigma_{xx} \right) \left(1 - \frac{4\pi i \omega}{c^2 q^2 \cos^2 \theta} \sigma_{yy} \right) + \left(\frac{4\pi i \omega \sigma_{xy}}{c^2 q^2 \cos \theta} \right)^2 = 0, \quad (8)$$

где σ_{II} – компоненты тензора проводимости, а решения его в случае $\omega/\Omega_1 \ll 1$, $q \ll q_k$ даются выражениями:

$$\omega = \frac{c H \cos \theta}{4\pi e |n_2 - n_1|} q^2, \quad (9)$$

$$\omega = \frac{eH}{c} \frac{|n_2 - n_1|}{n_1 m_2 + n_2 m_1} + \frac{c H (1 + \cos^2 \theta)}{8\pi e |n_2 - n_1|} q^2. \quad (10)$$

Заметим, что при $\theta \rightarrow 0$ выражение (10) не переходит в (5), что связано с ограничением $\omega/\Omega_1 \ll 1$. При выполнении этого условия формула (5) совпадает с предельным ($\theta = 0$) значением (10). Если $\omega \ll \omega < \Omega_1$, и $q_k \ll q \ll R^{-1}$, то из (8) нетрудно убедиться, что так же, как геликон (9) "переходит" в альфвеновскую волну [3], закон дисперсии возбуждения (10) в области более высоких частот

$$\omega = v_a q (1 + q_k^2 / q^2)^{1/2} \quad (11)$$

определяет спектр быстрой магнитозвуковой волны ($v_a = \frac{H}{\sqrt{4\pi(n_1 m_1 + n_2 m_2)}}$ альфвеновская скорость). Геликон (9) имеет эллиптическую поляризацию [1]: $E_x/E_y = i \cos \theta$, а для возбуждения (10)

$$\frac{E_x}{E_y} = -i \frac{q_k^2 + q^2(1 + \cos^2 \theta)/2}{q_k^2 + q^2 \cos^2 \theta} \quad (12)$$

то есть при $q^2 \ll q_k^2$ оно остается циркулярно поляризованным.

Рассмотрим влияние возбуждения (5) на высокочастотные характеристики металла-поверхностный импеданс и функцию $T_\pm(z)(q \parallel H)$ [1], которая характеризует распределение волн в металле. Эта функция и поверхностный импеданс Z_\pm имеют вид:

$$T_\pm(z) = \frac{i\pi}{2k_\pm} \left(1 - i \frac{\gamma}{2}\right) \exp \left[ik_\pm \left(1 + i \frac{\gamma}{2}\right) z \right] \quad (13)$$

если

$$k_\pm^2 = \frac{\omega^2}{v_a^2} \pm \frac{4\pi e \omega (n_2 - n_1)}{c H} > 0 \quad \text{и}$$

$$T_\pm(z) = \frac{\pi}{2|k_\pm|} \left(1 + i \frac{\gamma}{2}\right) \exp(-|k_\pm|z). \quad (14)$$

Здесь $\gamma = (\omega \nu_{\text{эфф}} / v_a^2 k_z^2) \ll 1$ – относительное затухание волны
 (5): $\nu = \nu_{\text{эфф}}/\omega$ и геликона (4):

$$\nu = \frac{\nu_1 n_1 m_1 + \nu_2 n_2 m_2}{(n_1 m_2 + n_2 m_1) |\omega^\pm(0)|}, \quad (15)$$

$$Z_\pm = \frac{4\pi\omega}{c^2 k_z} \left(1 - i \frac{\gamma}{2}\right), \quad k_z^2 > 0; \quad Z_\pm = \frac{4\pi\omega}{i c^2 k_z} \left(1 + i \frac{\gamma}{2}\right), \quad k_z^2 < 0.$$

Изучение пространственной дисперсии возбуждения (5) показывает, что его спектр продолжается до границы Допплер-сдвигнутого циклотронного резонанса электронов (дырок) при $n_2 > n_1$ ($n_1 > n_2$) и $q \parallel H$, а при произвольном направлении распространения – до границы Допплер-сдвигнутого циклотронного резонанса тяжелых носителей, где как и при $q \parallel H$, в спектре имеет место особенность типа коновской. В квантующих магнитных полях спектр волны (5) вблизи резонансов переходит в спектр так называемых допплеронов. Обсуждение этих вопросов выходит за рамки этой статьи и будет опубликовано в подробной работе.

В заключение отметим, что электромагнитные возбуждения в нескомпенсированной плазме B_i при $n_1 \geq n_2$ изучались в эксперименте [4]. Интересно было бы провести аналогичные исследования нового возбуждения (5).

Авторы благодарны Ю.Я.Яшину за полезное обсуждение.

Горьковский
государственный университет
им. Н.И.Лобачевского

Поступила в редакцию
13 сентября 1971 г.

Литература

- [1] Э.А.Канер, В.Ф.Скобов. *Adv. Phys.*, 17, №69, 1968.
- [2] В.Я.Демиховский, А.П.Протогенов. Письма в ЖЭТФ, 11, 591, 1970,
- [3] В.Г.Веселаго, М.В.Глушков, А.М.Прохоров. Радиотехника и электроника, 12, 1220, 1967.
- [4] В.Г.Веселаго, М.В.Глушков, Л.В.Лынько. Письма в ЖЭТФ, 13, 379, 1971.