

- [1] Vrehan Q. H. F., Beljers H. G., De Lau J. G. M. IEEE Trans. Mag., 1969, 5, N 3, p. 617. [2] Patton C. E. J. Appl. Phys., 1970, 41, N 4, p. 1637. [3] Borghese C., Roveda R. J. Appl. Phys., 1969, 40, N 12, p. 4791. [4] Patton C. E. IEEE Trans. Mag., 1972, 8, N 3, p. 433. [5] White G. O., Patton C. E., Edmondson C. A. J. Appl. Phys., 1979, 50, N 3, p. 2110. [6] Салтыков С. С. Стереометрическая металлография. М.: Металлургия, 1970. [7] Анастасюк Н. В., Лебедева Е. В. и др. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Химия, 1973, № 4, с. 451. [8] Войлак К. И., Горшков А. С. Радиотехн. и электроника, 1973, 18, № 10, с. 2075. [9] Черепанов В. Б. Канд. дис. Новосибирск, 1979.

Поступила в редакцию
24.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 533.951

РАДИАЦИОННОЕ ЗАТУХАНИЕ ВОЛН В ХОЛОДНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Л. С. Кузьменков, П. Б. Подосенов, П. А. Поляков

(кафедра теоретической физики)

Одной из причин затухания плазменных волн является излучение совершающих колебания заряженных частиц. Этот эффект во влассовском приближении проявляется в возникновении коллективной силы радиационного торможения [1—3]. В данной работе исследуется радиационное затухание волн в замагниченной холодной плазме, когда можно пренебречь тепловым разбросом частиц по скоростям. В этом случае для описания плазменных колебаний можно использовать гидродинамические уравнения для холодной плазмы [4]:

$$\partial(\nu_a \tau_a^i) / \partial x^i = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x^i} (\tau_a^i \tau_a^j \nu_a) - \frac{1}{m_a c} \left[\left(\frac{e_a}{c} F^{ij} \tau_{ia} + g_a^j \right) \nu_a \right] = 0. \quad (2)$$

Здесь

$$g_a^j = \frac{2}{3} \frac{e_a^3}{m_a c^3} \frac{\partial F^{ij}}{\partial x^n} \tau_{ia} \tau_a^n - \frac{2e_a^4}{3m_a^2 c^5} F^{ij} F_{ni} \tau_a^n + \frac{2e_a^4}{3m_a^2 c^5} (F_{nm} \tau_a^m) (F^{ni} \tau_{ia}) \tau_a^j, \quad (3)$$

τ_a^i — 4-вектор гидродинамической скорости частиц, ν_a — инвариантная плотность, которая связана с плотностью числа частиц n_a соотношением $n_a = \nu_a \tau_a^0$. Индекс a нумерует сорт частиц, латинские индексы принимают значения 0, 1, 2, 3.

F^{ij} — тензор электромагнитного поля:

$$F_{ij} = \frac{\partial A_j}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^j}, \quad \frac{\partial^2 A^i}{\partial x_i \partial x^i} = 4\pi \sum_a e_a \tau_a^i \nu_a. \quad (4)$$

Уравнения (1), (2) получаются из релятивистского кинематического уравнения Власова [1—3] в гидродинамическом приближении [4]. Они отличаются от обычно используемых гидродинамических уравнений для холодной плазмы (см., например, [5]) наличием силы радиационного торможения [6].

Для решения уравнений (1)—(4) в линейном приближении пренебрежем колебаниями ионов и будем считать, что все возму-

щенные величины пропорциональны $\exp(-ik_i x^i)$. Тогда из (1)–(4) для электронной компоненты найдем дисперсионное уравнение

$$\det(\Lambda_{\alpha\beta}^{\alpha}) = 0, \quad (5)$$

где

$$\Lambda_{\beta}^{\alpha} = k_0 \delta_{\beta}^{\alpha} - i \frac{e}{mc^2} \left\{ F_{(0)\beta}^{\alpha} - i \left(1 - i \frac{2e^2}{3mc^2} \right) \frac{4\pi e v_{(0)}}{k_n k^n} \left(k^0 \delta_{\beta}^{\alpha} + \frac{k^{\alpha} k_{\beta}}{k_0} \right) - \right. \\ \left. - \frac{2e^3}{3m^2 c^4} \left[F_{(0)}^{\alpha\gamma} F_{(0)\beta\gamma} + i \frac{4\pi e v_{(0)}}{k_n k^n} \left(\frac{F_{(0)\sigma}^{\alpha} k^{\sigma} k_{\beta}}{k_0} + k_0 F_{(0)\beta}^{\alpha} \right) \right] \right\} \quad (6)$$

В выражениях (5), (6) греческие индексы приобретают значения 1, 2, 3; $F_{(0)\beta}^{\alpha}$ — тензор внешнего электромагнитного поля, $v_{(0)}$ — фоновая плотность электронов.

Исследуем решения уравнения (5) в случаях распространения волн параллельно и перпендикулярно магнитному полю.

1. Волны, распространяющиеся параллельно магнитному полю ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$). В этом случае (5) распадается на два уравнения:

$$1 - \left(1 - i \frac{2e^2}{3mc^2} k_0 \right) \frac{\omega_p^2}{c^2 k_0^2} = 0, \quad (7)$$

$$1 - \frac{\omega_p^2}{c^2 k_i k^i} \mp \frac{\omega_B}{ck_0} + i \frac{2e^2}{3mc^2} k_0 \frac{\omega_p^2}{c^2 k_i k^i} + i \frac{2e^4 B^2}{3m^3 c^5 k_0} \pm \frac{2e^3 B}{3m^2 c^4} \frac{\omega_p^2}{c^2 k_i k^i} = 0, \quad (8)$$

где

$$\omega_p^2 = 4\pi e^2 v / m, \quad \omega_B = eB / mc.$$

Соотношение (7) подробно рассмотрено в работе [4]. Оно совпадает с дисперсионным уравнением для продольных волн в свободной плазме. В уравнении (8) положим $k_0 c = \omega - i\gamma$ и отделим действительную и мнимую части. При условии, что $|\gamma| \ll |\omega|$, получим

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \mp \frac{\omega_B}{\omega} = 0, \quad (9)$$

$$\gamma = \frac{2}{3} \frac{r_0}{c} \omega^2 \left[\frac{2\omega^2}{\omega_p^2} \left(1 \mp \frac{\omega_B}{\omega} \right) \pm \frac{\omega_B}{\omega} \right], \quad (10)$$

где r_0 — классический радиус электрона.

Соотношение (9) описывает три ветви колебаний: электромагнитные волны с левой и правой круговой поляризацией и циклотронные волны [5]. Выражение (10) представляет собой декремент радиационного затухания этих волн. Рассмотрим выражения (9) и (10) в трех асимптотических пределах:

а) $k^2 c^2 \gg \omega_B^2$, ω_p^2 ; $\omega^2 \rightarrow k^2 c^2$, тогда, пренебрегая в (9) и (10) величиной ω_B / ω по сравнению с единицей, найдем

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2, \quad (11)$$

$$\gamma = r_0 \omega_p^2 / 3c, \quad (12)$$

т. е. дисперсия и радиационный декремент затухания таких волн совпадают с дисперсией и декрементом затухания электромагнитных волн в свободной плазме [4];

б) при k^2c^2 много больших ω_p^2 и ω_B^2 , а также при $\omega^2 \rightarrow \omega_B^2$ в (9) и (10) можно пренебречь величиной $\omega_p^2/(\omega^2 - k^2c^2)$ по сравнению с единицей; тогда

$$\omega = \pm \omega_B, \quad (13)$$

$$\gamma = 2r_0\omega_B^2/3c; \quad (14)$$

выражения (13) и (14) определяют частоту и декремент затухания циклотронных волн, причем декремент не зависит от плотности электронов, а полностью определяется внешним магнитным полем;

в) в случае, когда $k^2c^2 \ll \omega^2$, в (9) и (10) можно пренебречь k^2c^2 по сравнению с ω^2 ; тогда для электромагнитных волн с правой круговой поляризацией имеем:

$$\omega = (\omega_p^2 + \omega_B^2/4)^{1/2} + \omega_B/2, \quad (15)$$

$$\gamma = \frac{r_0}{12c} (\omega_B^2 + 4\omega_p^2) \left(1 + \frac{\omega_B}{(\omega_B^2 + 4\omega_p^2)^{1/2}} \right)^3. \quad (16)$$

Аналогично для электромагнитных волн с левой круговой поляризацией

$$\omega = (\omega_p^2 + \omega_B^2/4)^{1/2} - \omega_B/2, \quad (17)$$

$$\gamma = \frac{r_0}{12c} (\omega_B^2 + 4\omega_p^2) \left(1 - \frac{\omega_B}{(\omega_B^2 + 4\omega_p^2)^{1/2}} \right)^3. \quad (18)$$

Из формул (16) и (18) видно, что при $k^2c^2 \ll \omega^2$ декременты радиационного затухания электромагнитных волн в магнитоактивной плазме с правой и левой круговой поляризацией различны и при достаточно сильных магнитных полях ($\omega_B \gg \omega_p$) существенно отличаются от декремента радиационного затухания электромагнитных волн в свободной плазме (12). При $\omega_p/\omega_B \rightarrow 0$ декремент (18) стремится к нулю, а декремент (16) к величине

$$\gamma = 2r_0\omega_B^2/3c. \quad (19)$$

2. Волны, распространяющиеся перпендикулярно магнитному полю ($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$). В этом случае дисперсионное уравнение (5) распадается на два уравнения вида

$$1 - \left(1 - i \frac{2}{3} r_0 k_0 \right) \frac{\omega_p^2}{k_i k_i c^2} = 0, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} D(k^\omega) = & \left[1 - \left(1 - i \frac{2}{3} r_0 k_0 \right) \frac{\omega_p^2}{c^2 k_i k_i} + i \frac{2r_0\omega_B^2}{c^2 k_0^2} \right] \times \\ & \times \left[1 - \left(1 - i \frac{2}{3} r_0 k_0 \right) \frac{\omega_p^2}{c^2 k_0^2} + i \frac{2}{3} \frac{r_0\omega_B}{c^2 k_0} \right] - \\ & - \frac{\omega_B^2}{c^2 k_0^2} \left(1 - i \frac{2}{3} r_0 k_0 \frac{\omega_p^2}{c^2 k_i k_i} \right) \left(1 - i \frac{2}{3} r_0 k_0 \frac{\omega_p^2}{c^2 k_0^2} \right) = 0. \quad (21) \end{aligned}$$

Уравнение (20) совпадает с дисперсионным соотношением для электромагнитных волн в свободной плазме и подробно изучено в [4]. В уравнении (21) можно отделить действительную и мнимую части. Тогда

$$\operatorname{Re} D(k, \omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 c^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) - \frac{\omega_B^2}{\omega^2} = 0, \quad (22)$$

$$\gamma = \operatorname{Im} D(k, \omega) / \frac{\partial}{\partial \omega} \operatorname{Re} D(k, \omega). \quad (23)$$

Представляют интерес три случая:

а) если $k^2 c^2 \gg \omega_B^2$ и $\omega^2 \rightarrow k^2 c^2$, тогда из (22) и (23) приближенно следует

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2, \quad (24)$$

$$\gamma = r_0 \omega_p^2 / 3c; \quad (25)$$

б) если $k^2 c^2 \gg \omega^2$, ω_p^2 , то, пренебрегая в (22) и (23) $\omega_p^2 / (\omega^2 - k^2 c^2)$ по сравнению с единицей, получим

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_B^2, \quad (26)$$

$$\gamma = \frac{1}{3} \frac{r_0}{c} (\omega_p^2 + 2\omega_B^2); \quad (27)$$

в) при $k^2 c^2 \ll \omega^2$ так же, как и в первом случае, приходим к формулам (15)–(18).

Отметим, что в слабом магнитном поле, когда $\omega_B \ll \omega_p$, как было показано в работе [4], декременты радиационного затухания всех мод одинаковы ($\gamma = r_0 \omega_p^2 / 3c$) и не зависят от внешнего магнитного поля. Сильное же магнитное поле $\omega_B \gg \omega_p$ существенно влияет на радиационное затухание волн в плазме. В частности, при $\omega_B \gg \omega_p$ декремент радиационного затухания электромагнитных волн с правой круговой поляризацией (16) и декременты плазменных колебаний вблизи циклотронной и гибридной частот (14), (27) в системе единиц СГС будут равны

$$\gamma = 2r_0 \omega_B^2 / 3c = 1,4 \cdot 10^{-8} \text{ В}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (28)$$

Из (28) следует, что время релаксации $\tau = 1/\gamma$ для лабораторных магнитных полей $B \sim 10^5$ Гс будет равно $\tau \sim 10^{-2}$ с, а для магнитных полей $B \sim 10^{12}$ Гс, которые, по-видимому, существуют на нейтронных звездах, $\tau \sim 10^{-16}$ с.

В заключение отметим, что если приведенный выше расчет проделать в рамках кинетической теории, а в правой части уравнения Власова использовать интеграл столкновений Ландау, мы получим возможность сравнить радиационное затухание волн с затуханием за счет столкновений, точнее, с верхней границей столкновительного затухания. Для оценки можно использовать декременты затухания вследствие столкновений для циклотронных и электромагнитных волн вблизи гибридных частот, приведенные в работе [7]:

$$\gamma = \frac{v_e}{2} = \frac{1}{3} \frac{r_0 \omega_p^2}{c} \frac{L}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{mc^2}{\theta}\right)^{3/2}. \quad (29)$$

Для электромагнитных волн при $k^2 c^2 \gg \omega_p^2$

$$\gamma = \frac{v_e}{2} \frac{\omega_p^2}{k^2 c^2 + \omega_p^2} = \frac{1}{3} \frac{r_0 \omega_p^2}{c} \frac{L}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{mc^2}{\theta}\right)^{3/2} \frac{\omega_p^2}{k^2 c^2 + \omega_p^2}. \quad (30)$$

Из (29) и (30) следует, что при условии справедливости (14), (19) и (27) по крайней мере в области

$$\frac{2\omega_B^2 L}{\sqrt{2\pi} \omega_p^2} \left(\frac{mc^2}{\theta}\right) \gg 1 \quad (31)$$

радиационное затухание превосходит затухание за счет столкновений.

Последнему замечанию относительно сравнения со столкновительным затуханием мы обязаны проф. А. А. Рухадзе и проф. А. Ф. Александрову. Мы благодарны им также за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Рубин Н. Б. ЖТФ, 1964, 34, № 5, с. 676. [2] Hakim R. Mangueneu A. J. Math. Phys., 1968, 9, N 1, p. 116. [3] Кузьменков Л. С. ДАН СССР, 1978, 241, № 2, с. 322. [4] Кузьменков Л. С., Поляков П. А. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, 19, № 1, с. 65. [5] Ахиезер А. И., Ахиезер И. А. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1967. [7] Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: 1970, с. 128.

Поступила в редакцию
08.09.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 621.385.833

К ТЕОРИИ ПОВЫШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ РЭМ В РЕЖИМЕ БЕТА-ПРОВОДИМОСТИ

Г. В. Сапарин, В. В. Филимонов, А. В. Чивилев

(кафедра электроники)

Для анализа свойств полупроводниковых материалов очень широко используются режимы катодоллюминесценции (КЛ) и наведенного тока (НТ) [1—7]. Используется также, но в меньшей степени, режим бета-проводимости, в котором регистрируется сигнал, возникающий при изменении приложенной к полупроводнику внешней ЭДС вследствие локальной проводимости, индуцируемой электронным зондом [8—12]. Ранее проводились исследования по количественной оценке повышения разрешения с использованием стробоскопии в режимах КЛ и НТ [7, 13—18].

Настоящая работа является продолжением отмеченных выше исследований по улучшению пространственного разрешения в РЭМ. Проведен количественный анализ повышения разрешения РЭМ в режиме бета-проводимости. Для этого использовалась математическая модель неравновесных носителей, генерируемых в полупроводнике под действием импульсного электронного зонда и при

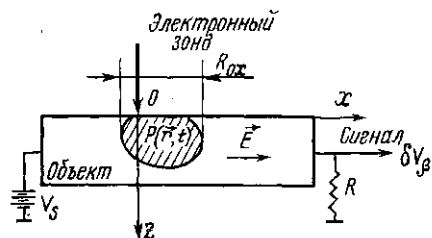


Рис. 1. Схема работы растрового электронного микроскопа в режиме бета-проводимости: V_s — внешнее смещение на объекте, δV_β — сигнал бета-проводимости

наличии в объекте электрического поля. Динамика диффузионного процесса исследовалась для кремния n -типа при различных значениях электрического поля и скорости поверхностной рекомбинации.

Физические основы улучшения разрешения в режиме бета-проводимости. На рис. 1 показана схема регистрации сигнала бета-проводимости в растровом микроскопе. Величина сигнала записы-