

СПЕКТР ПОЛЯРИТОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.В.Попов¹⁾, Т.В.Теперик, Г.М.Цымбалов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН

410019 Саратов, Россия

Поступила в редакцию 21 мая 1998 г.

Рассматриваются поляритонные возбуждения, связанные с магнитоплазменными и циклотронными колебаниями в двумерной (2D) электронной плазме. В отличие от предыдущих работ других авторов сделан вывод о существовании низкочастотной полосы непропускания в спектре поверхностных 2D магнитоплазменных поляритонов. Исследованы радиационные поляритонные возбуждения, связанные с неоднородными циклотронными колебаниями электронов в 2D системе.

PACS: 73.20.Mf

Термином "поляритон" обычно называют электромагнитную волну, спектр которой обусловлен взаимодействием электромагнитного поля с собственным элементарным возбуждением системы [1]. В данной работе рассматриваются поляритоны, связанные с плазменными и циклотронными колебаниями в однородном двумерном (2D) электронном слое, помещенном во внешнее магнитное поле H_0 , перпендикулярное плоскости слоя. Спектр собственных колебаний такой системы, получающийся без учета их взаимодействия с поперечными электромагнитными полями (эффектов электродинамического запаздывания), хорошо известен (см., например, [2]) и состоит из однородного циклотронного движения электронов с частотой

$$\omega = \omega_c = |e|H_0/m^*c \quad (1)$$

и неоднородных 2 D магнитоплазменных колебаний на частоте

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

где

$$\omega_p = \left[\frac{4\pi e^2 N_s k}{m^*(\epsilon_1 + \epsilon_2)} \right]^{1/2}$$

– частота плазменных колебаний в нулевом магнитном поле; k – модуль двумерного волнового вектора в плоскости 2D системы; e и m^* – соответственно заряд и эффективная масса электрона; ϵ_1 и ϵ_2 – диэлектрические проницаемости сред, на плоской границе раздела которых находится 2D электронный слой. Из формул (1) и (2) следует, что в 2D электронной плазме не существует собственных возбуждений с частотами ниже, чем циклотронная частота ω_c . Иными словами, в спектре магнитоплазменных колебаний (2) существует низкочастотная щель при $0 < \omega < \omega_c$.

В работах [3,4] было показано, что при учете эффектов электродинамического запаздывания в рассматриваемой системе возникают магнитоплазменные поляритонные возбуждения на частотах, меньших циклотронной частоты. Дисперсионные кривые 2D магнитоплазменных поляритонов расположены правее прямой $\omega = ck/\sqrt{\epsilon_1}$

¹⁾ e-mail: popov@ire.saratov.su

($\epsilon_1 \geq \epsilon_2$). Это означает, что 2D магнитоплазменные поляритоны являются по сути поверхностными неизлучающими электромагнитными волнами. В области больших значений волновых векторов дисперсия 2D магнитоплазменных поляритонов с большой степенью точности описывается формулой (2), полученной в электростатическом приближении. Дисперсионные кривые, приведенные в работах [3] (для случая $\epsilon_1 = \epsilon_2$) и [4] (для $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$), приходят в точку $\omega = 0$ при $k \rightarrow 0$. В то же время, результаты расчетов, проведенных в [5], свидетельствуют о наличии низкочастотной щели в спектре магнитоплазменных колебаний на поверхности ионного кристалла с 2D электронным слоем. К сожалению окончательные формулы статьи [5] не допускают прямого предельного перехода к случаю частотно-независимых диэлектрических проницаемостей. Таким образом создается впечатление, что низкочастотная щель в спектре 2D магнитоплазменных поляритонов возникает только вследствие учета в [5] частотной зависимости динамической диэлектрической проницаемости ионного кристалла. На самом деле, как показано ниже, низкочастотная щель в спектре присутствует и при $\epsilon_{1,2} = \text{const}$, если $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ и $\omega_c \neq 0$.

В отличие от магнитоплазменных колебаний однородное циклотронное движение электронов в плоскости 2D системы должно сопровождаться электромагнитным излучением циклотронных токов в окружающие среды. Комплексная частота однородного ($k = 0$) циклотронного колебания с учетом радиационного затухания была вычислена в [6]. В настоящей работе исследуются неоднородные циклотронные излучающие колебания (излучающие поляритоны). Эти колебания могут быть описаны только в рамках электродинамического подхода.

Будем считать, что 2D электронный слой расположен в плоскости $z = 0$ на границе раздела сред с диэлектрическими постоянными ϵ_1 и ϵ_2 . Ось Z направлена вдоль внешнего магнитного поля в среду 2. Пространственно-временную зависимость полей в средах выберем в виде $\exp(-i\omega t + ikx \pm \alpha_{1,2}z)$, где верхний и нижний знаки перед поперечными волновыми числами $\alpha_{1,2}$ относятся соответственно к средам 1 и 2. Поля полагаются однородными в направлении y .

Дисперсионное уравнение, описывающее поляритонные возбуждения в рассматриваемой структуре, получается в результате решения уравнений Максвелла в средах 1 и 2 с граничными условиями в плоскости $z = 0$, учитывающими отклик магнитоактивной 2D электронной плазмы. Так как процедура получения дисперсионного уравнения является достаточно стандартной, приведем сразу окончательный результат:

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1}(1 - Z_1\sigma_1) + \frac{\alpha_1\epsilon_2}{\alpha_2\epsilon_1}(1 + Z_2\sigma_1) + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}[(1 + Z_2\sigma_1)(1 - Z_1\sigma_1) - Z_1Z_2\sigma_2^2] + 1 = 0, \quad (3)$$

где

$$\alpha_{1,2} = \pm \sqrt{k^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{1,2}}, \quad Z_1 = i\frac{4\pi\omega}{\alpha_2 c^2}, \quad Z_2 = i\frac{4\pi\alpha_2}{\omega \epsilon_2}. \quad (4)$$

Компоненты тензора проводимости $\sigma_{1,2}$ электронной плазмы в магнитном поле определяются в локальном приближении (модель Друде) выражениями

$$\sigma_1 = \frac{e^2 N_s}{m^*} \frac{(1 - i\omega\tau)\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 - i\omega\tau)^2}; \quad \sigma_2 = \frac{e^2 N_s}{m^*} \frac{\omega_c\tau^2}{(\omega_c\tau)^2 + (1 - i\omega\tau)^2},$$

где τ – феноменологическое время релаксации импульса электронов в 2D электронном слое. Заметим, что дисперсионные уравнения, полученные в работах [3-5], приводятся к виду (3). Однако для исследования решений $\omega(k)$ системы (3), (4) существенное

значение имеет выбор знаков перед радикалами в выражениях для поперечных волновых чисел $\alpha_{1,2}$, который осуществляется, исходя из физических соображений. В то же время, именно этот вопрос практически не обсуждался в [3-5].

В пренебрежении электронным рассеянием ($\tau \rightarrow \infty$) дисперсионное уравнение (3) приводится к виду

$$\left(\omega^2 - \frac{\eta_0 \alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 \varepsilon_2 + \alpha_2 \varepsilon_1}\right) \left(1 + \frac{\eta_0}{(\alpha_1 + \alpha_2) c^2}\right) - \omega_c^2 = 0, \quad (5)$$

где $\eta_0 = 4\pi N_e e^2 / m^*$.

Рассмотрим сначала поверхностные магнитоплазменные поляритоны на основе исследования уравнений (4), (5). В этом случае ищутся действительные решения $\omega(k)$. Поперечные волновые числа $\alpha_{1,2}$ должны быть действительными и положительными величинами, что соответствует спаду поля волны при удалении от 2D электронного слоя в обеих средах и отсутствию электромагнитного излучения в поперечном к плоскости 2D электронного слоя направлении. Очевидно, что эти условия выполняются только при $k > \omega \sqrt{\varepsilon_1} / c$ и выборе положительных знаков перед радикалами в формулах (4) (для определенности мы полагаем, что $\varepsilon_1 \geq \varepsilon_2$). Отсюда следует, что для любой положительной величины волнового вектора k значение частоты поверхностной волны, определяемое как корень уравнения (5), находится внутри отрезка $0 \leq \omega \leq \omega_1$, где $\omega_1 = ck / \sqrt{\varepsilon_1}$. Если этот корень существует (и он единственный), тогда левая часть уравнения (5) (обозначим ее через $f(k, \omega)$) должна иметь разные знаки при $\omega = 0$ и $\omega = \omega_1$. Из (5) с учетом выбранных выражений для $\alpha_{1,2}$ следует, что

$$f(k, 0) = - \left[\omega_c^2 + \frac{\eta_0 k}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \left(1 + \frac{\eta_0}{2kc^2} \right) \right] < 0$$

при любых значениях $k \geq 0$. В то же время

$$f(k, \omega_1) = \left[\frac{k^2 c^2}{\varepsilon_1} \left(1 + \frac{\eta_0}{c^2 k} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}} \right) - \omega_c^2 \right] > 0$$

только в области $k_0 \leq k < \infty$, где

$$k_0 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{a^2 + \frac{4\omega_c^2 \varepsilon_1}{c^2}} - a \right], \quad a = \frac{\eta_0}{c^2} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}}. \quad (6)$$

При $k = k_0$ корень уравнения (5) $\omega = \omega_0 = ck_0 / \sqrt{\varepsilon_1}$, и, как следует из выражения (4), $\alpha_1 = 0$.

На рис.1 приведен график дисперсионной зависимости поверхностных 2D магнитолазменных поляритонов (кривая 1), полученной путем численного решения уравнения (5) методом деления отрезка $[0, \omega_1]$ пополам. Заметим, что последовательное применение процедуры деления отрезка пополам позволяет сделать вывод о единственности корня уравнения (5) при $\alpha_{1,2} > 0$. Дисперсионная кривая 1 оканчивается в точке (k_0, ω_0) , касаясь при этом прямой $\omega = kc / \sqrt{\varepsilon_1}$. Из формулы (6) следует, что $k_0 = 0$ (а следовательно, и $\omega_0 = 0$) только при $\omega_c = 0$ или при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ ($\lim_{\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2} k_0 = 0$). При любых значениях ω_c и $\varepsilon_{1,2}$ выполняется условие $\omega_0 < \omega_c$. Зависимости величины ω_0 от магнитного поля при различных значениях ε_1 и $\varepsilon_2 = 1$ приведены на рис. 2.

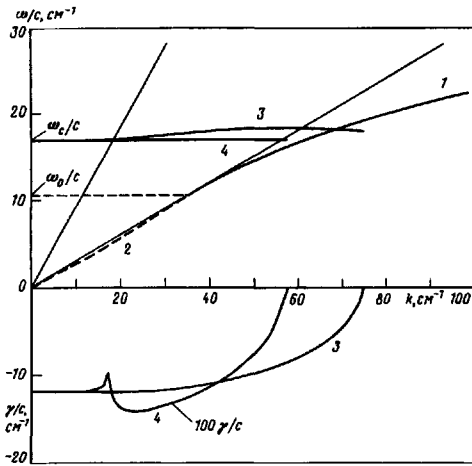


Рис.1. Дисперсионные зависимости 2D магнито-плазменных и циклотронных поляритонов: 1 – поверхностные магнито-плазменные поляритоны; 2 – “псевдоповерхностные” поляритоны; 3,4 – циклотронные поляритоны; N_s , (см^{-2}): 10^{12} (1,2,3); 10^{10} (4). $m^* = 0,07m_0$, где m_0 – масса свободного электрона. Тонкие сплошные линии: $\omega = kc/\sqrt{\epsilon_{1,2}}$ ($\epsilon_1 = 12,8$; $\epsilon_2 = 1$)

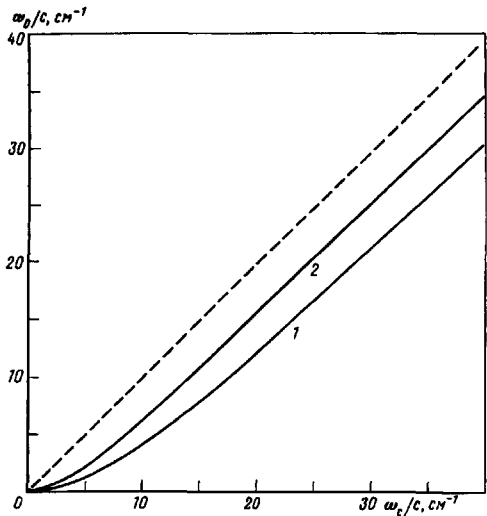


Рис.2. Зависимость граничной частоты ω_0 от значения магнитного поля $\omega_c(H_0)$ при $\epsilon_2 = 1$ и ϵ_1 : 3,8 (кривая 1); 12,8 (кривая 2). Штриховая линия: $\omega_0 = \omega_c$

Отметим, что действительное решение дисперсионного уравнения (5) можно формально получить и в области значений волновых векторов $0 < k < k_0$ (кривая 2 на рис.1). Однако это решение получается только при выборе знака минус перед радикалом в формуле (4) для α_1 . Очевидно, что такое решение не имеет физического смысла, так как соответствует “псевдоповерхностным” колебаниям, поле которых экспоненциально возрастает в среде 1 при удалении от 2D электронного слоя. Возможно, что это решение и было принято автором работы [4] за продолжение дисперсионной ветви поверхностных волн, что привело его к ошибочному выводу об отсутствии низкочастотной щели в спектре 2D магнито-плазменных поляритонов.

Перейдем к рассмотрению излучающих поляритонов, связанных с циклотронными колебаниями электронов в 2D системе. Дисперсионные зависимости для этих поляритонов (кривые 3 и 4 на рис.1) получаются при переходе к комплексным частотам $\omega \rightarrow \tilde{\omega}$, где $\tilde{\omega} = \omega + i\gamma$, в уравнениях (4), (5) и выборе знаков минус перед радикалом в (4). Дисперсионные кривые $\omega(k)$ циклотронных поляритонов практически целиком лежат в области $\omega > kc/\sqrt{\epsilon_1}$. Мнимая часть частоты γ представляет собой коэффициент радиационного затухания колебаний. Для излучающих поляритонов $\alpha_{1,2}$ суть комплексные величины. При этом $\text{Re}\alpha_{1,2} < 0$, что соответствует возрастанию амплитуды электромагнитного поля в обеих средах при удалении от 2D электронного слоя, а знаки мнимых частей α_1 и α_2 ($\text{Im}\alpha_{1,2} < 0$) соответствуют уходящим электромагнитным волнам от 2D электронного слоя в среды 1 и 2. Такая амплитудно-фазовая картина поля является характерной для собственных излучающих колебаний в открытых электродинамических системах [7]. Большая амплитуда электромагнитного поля в более отдаленных от плазменного слоя точках возникает

из-за того, что поле излучения, пришедшее в эти точки в данный момент времени, обусловлено радиационным распадом колебаний в 2D системе в более ранние моменты времени, когда амплитуда этих колебаний была больше.

Из рис.1 видно, что радиационное затухание циклотронных поляритонов увеличивается практически пропорционально поверхностной концентрации электронов. С увеличением концентрации дисперсионная кривая $\omega(k)$ циклотронных поляритонов все дальше заходит в область $k > \omega\sqrt{\epsilon_1}/c$. При малых значениях N_s возникает минимум радиационного затухания при значении волнового вектора, соответствующем точке пересечения дисперсионной кривой $\omega(k)$ циклотронного поляритона с прямой $\omega = ck/\sqrt{\epsilon_2}$ дисперсии плоской однородной волны в среде 2. При этом глубина минимума тем больше, чем меньше поверхностная концентрация электронов. Физическая причина возникновения минимума радиационного затухания заключается в следующем. При малой концентрации электронов радиационное затухание значительно меньше собственной частоты колебаний. Из выражения (4) следует, что в этом случае $\text{Re}\alpha_2 \ll \text{Im}\alpha_2$, то есть поле в среде 2 представляет собой плоскую почти однородную волну, излучающуюся под углом $-\arctg(\text{Im}\alpha_2/k)$ к плоскости 2D системы. При $\omega = ck/\sqrt{\epsilon_2}$ с учетом (4) получаем $\arctg(\text{Im}\alpha_2/k) \simeq 0$, что соответствует излучению волны вдоль оси диполей, образующихся в результате неоднородных колебаний электронов в плоскости 2D системы. Естественно, что в этом случае интенсивность электромагнитного излучения (она пропорциональна радиационному затуханию собственных колебаний) уменьшается.

Следуя терминологии, введенной в [8], излучающие циклотронные колебания можно отнести к типу виртуальных поляритонов. Эти возбуждения не могут существовать в системе достаточно длительное время, так как они подвержены радиационному распаду, однако они могут наблюдаться в виде резонансов поглощения в спектре прохождения внешней электромагнитной волны через 2D электронный слой. При этом для возбуждения неоднородных циклотронных колебаний необходимо использовать наклонное падение волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-19211).

-
1. *Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред*, под ред. В.М.Аграновича и Д.А.Миллса, М.: Наука, 1985.
 2. В.В.Шикин, ЖЭТФ **98**, 2086 (1990).
 3. K.W.Chiu and J.J.Quinn, Phys. Rev. **B9**, 4724 (1974).
 4. M.S.Kushwaha, Sol. State Commun. **67**, 993 (1988).
 5. Х.К.Гранада, Ю.А.Косевич, А.М.Косевич, Письма в ЖТФ **14**, 1716 (1988).
 6. О.Р.Матов, О.Ф.Мешков, О.В.Полищук, В.В.Попов, ЖЭТФ **109**, 876 (1996).
 7. Л.А.Вайнштейн, *Открытые резонаторы и открытые волноводы*, М.: Сов.радио, 1966.
 8. A.Harstein, E.Burstein, J.J.Brion, and R.F.Wallis, Sol. State Commun. **12**, 1083 (1973).