

ТЕОРИЯ КРАЕВЫХ МАГНЕТОПЛАЗМОНОВ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

В.А.Волков, С.А.Михайлов

Спектр краевых магнетоплазмонов (КМП) в ограниченном двумерном (2D) электронном газе имеет бесщелевой характер. В режиме квантового эффекта Холла скорость "оптических" КМП квантуется. В классических магнитных полях результаты количественно согласуются с экспериментальными данными для 2D электронов на гелии^{3,4}.

Плазменные колебания в неограниченном 2D электронном газе имеют в отличие от 3D случая бесщелевой закон дисперсии¹:

$$\omega_p(q_x, q_y) = \left[\frac{4\pi n_s e^2}{m} \frac{|q|}{\epsilon_s + \epsilon_d \operatorname{cth}|q|d} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где $q = (q_x, q_y)$ – волновой вектор 2D плазмона, n_s и m – концентрация и эффективная масса электронов, d – толщина диэлектрика в МДП структуре, ϵ_s и ϵ_d – диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика. В перпендикулярном 2D слою магнитном поле H спектр магнетоплазмонов приобретает щель, равную при $q = 0$ циклотронной частоте $\omega_c = eH/mc$:

$$\omega_{mp}(q_x, q_y) = [\omega_c^2 + \omega_p^2(q_x, q_y)]^{1/2}. \quad (2)$$

Из работ по квантовому эффекту Холла известна важная роль краевых электронных состояний, существующих вблизи боковых границ инверсионного слоя². Будет показано, что эти краевые состояния приводят к появлению бесщелевых КМП. Недавно они обнаружены экспериментально^{3,4}. Ниже получено точное решение для спектра КМП, которое существенно отличается от полученного в^{4,5} с помощью неконтролируемых приближений.

Рассмотрим полубесконечный инверсионный слой, занимающий область $x \geq 0$, $z = 0$, $-\infty < y < +\infty$, в магнитном поле $H = (0, 0, H)$. Диэлектрик и полупроводник занимают области $0 < z < d$ и $z < 0$ соответственно. Ищем потенциал КМП в виде:

$$\varphi(x, y, z, t) |_{z=0} = \varphi(x) \exp(-i\omega t + iq_y y). \quad (3)$$

В приближении хаотических фаз и в пренебрежении запаздыванием получим систему интегральных уравнений для определения $\varphi_{NN'}(X)$ – матричных элементов $\varphi(x)$ по волновым функциям $|N, X\rangle$, где N – номер уровня Ландау $E_N(X)$, X – x -центр осциллятора. В пределе сильных H , когда можно пренебречь недиагональными по N матричными элементами потенциала межэлектронного взаимодействия $V_{N'N}$, система при $\omega \ll \omega_c$, $|q_y| \lambda \ll 1$ и $T = 0$ К сильно упрощается:

$$\varphi_{MM}(X) = \frac{e^2 q_y}{\pi \hbar} \sum_N \frac{\varphi_{NN}(X_{FN}) V_{MN}(X)}{\omega - q_y v_{FN} + i0}. \quad (4)$$

Здесь λ – магнитная длина, $\hbar v_{FN} = -\lambda^2 \partial E_N(X_{FN}) / \partial X$, X_{FN} – корень уравнения $E_N(X) = E_F$, E_F – уровень Ферми. Полагая в (4) $X = X_{FM} \approx 0$, получим при $\omega \gg |q_y v_{FN}|$ и полном заполнении N уровней Ландау спектр "оптических" КМП:

$$\omega(q_y) = \frac{e^2 N q_y}{\pi \hbar} L(0, q_y), \quad (5)$$

$$L(x, q_y) = \frac{2}{\epsilon_s + \epsilon_d} \left\{ K_0(|q_y| \sqrt{x^2 + l^2}) - \frac{2\epsilon_d}{\epsilon_s + \epsilon_d} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\epsilon_s - \epsilon_d}{\epsilon_s + \epsilon_d} \right)^{n-1} K_0(|q_y| \sqrt{x^2 + (2dn+l)^2}) \right\}, \quad (6)$$

где $K_0(x)$ – функция Макдональда, l – длина обрезания, которая будет вычислена ниже. Приведем асимптотики (5) при $|q_y|l \ll 1$:

$$\omega(q_y) = \frac{2e^2 N q_y}{\pi \hbar (\epsilon_s + \epsilon_d)} \left[\ln \frac{1}{|q_y|l} + O(1) \right], \quad |q_y|d \gg 1; \quad (7)$$

$$\omega(q_y) = \frac{e^2 N}{\pi \hbar \epsilon} q_y \ln((2d+l)/l), \quad |q_y|d \ll 1, \quad \epsilon_s = \epsilon_d = \epsilon. \quad (8)$$

При $N > 1$ кроме "оптической" ветви КМП (5) существуют $N - 1$ "акустических" ветвей КМП с фазовыми скоростями S_i , причем $v_{F,i} < S_i < v_{F,i+1}$.

Недиагональные элементы $V_{N'N}$ формируют длину обрезания l . Чтобы показать это, рассмотрим феноменологическую модель инверсионного слоя, характеризующуюся локальным тензором проводимости $\sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega) = \sigma_{\alpha\beta}(\omega) \delta(z) \theta(x)$, где $\alpha, \beta = x, y$; $\theta(x) = 1$, при $x > 0$, $\theta(x) = 0$, при $x < 0$. Из самосогласованной системы уравнений (непрерывности, Пуассона и материального) для потенциала (3) можно получить, подобно ^{4,5}, интегральное уравнение

$$\varphi(x) + \int_0^{\infty} k(x-x_0) \varphi(x_0) dx_0 = f(x), \quad (9)$$

$$\text{где } k(x) = \frac{2i\sigma_{xx}}{\omega} \left(-\frac{\partial^2}{\partial x^2} + q_y^2 \right) L(x, q_y); \quad f(x) = -\frac{2\varphi(0)}{\omega} \left[q_y \sigma_{xy} + i\sigma_{xx} \frac{\partial}{\partial x} \right] L(x, q_y).$$

Уравнение, сводящееся к (9), решалось в ^{4,5} с помощью неконтролируемого приближения (замены сложного ядра на экспоненциальное). Точное решение (9) можно получить методом Винера – Хопфа ⁶. Фурье-образ функции $\theta(x) \varphi(x)$

$$\phi_{\pm}(q_x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dq'_x}{q'_x - q_x - i0} \frac{G_{\pm}(q_x)}{G_{\pm}(q'_x)} \int_0^{\infty} dx e^{iq'_x x} f(x) \quad (10)$$

выражается через функции $G_{\pm}(q_x)$ и диэлектрическую проницаемость $\epsilon(q, \omega)$:

$$G_{\pm}(q_x) = \exp \left\{ -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dQ}{Q - q_x \mp i0} \ln \epsilon(Q, q_y, \omega) \right\}, \quad (11)$$

$$\epsilon(q_x, q_y, \omega) = 1 + \frac{4\pi i \sigma_{xx}}{\omega} \frac{|q|}{\epsilon_s + \epsilon_d \operatorname{cth} |q|d}.$$

$\phi_{\pm}(q_x)$ не имеет особенностей в верхней полуплоскости, поэтому ее обратное фурье-преобразование $\phi_{\pm}(x) = \varphi(x)$ при $x > 0$; $\phi_{\pm}(x) = 0$ при $x < 0$. Значение $\phi_{\pm}(x=0) = \varphi(0)/2$ удастся сильно упростить. После сокращения на $\varphi(0)$ получим уравнение для спектра "оптических" КМП:

$$1 + \frac{q_y \sigma_{xy}}{i |q_y| \sigma_{xx}} \operatorname{th} \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{dQ}{1+Q^2} \ln \epsilon(iq_y |Q, q_y, \omega) \right\} = 0. \quad (12)$$

Спектр КМП состоит из двух ветвей, ω_+ , ω_- , нумеруемых знаком q_y , см. рис. 1. Приведем асимптотики $\omega(q_y)$, полученные после подстановки (11) в (12). В случае $|q_y|d \gg 1$ бесщелевая правая ветвь и щелевая левая ветвь имеют вид

$$\omega_+(q_y) = -\frac{4q_y \sigma_{xy}}{\epsilon_s + \epsilon_d} \ln \frac{2,72}{|q_y|l}, \quad \omega \ll \omega_c; \quad (13)$$

$$\omega_{\pm}(q_y) = 0,906 \omega_p(0, q_y) \left\{ 1 - 0,390 \frac{\omega_c \operatorname{sign} q_y}{\omega_p(0, q_y)} + \dots \right\}, \quad \omega \gg \omega_c; \quad (14)$$

$$l = \frac{2\pi}{\epsilon_s + \epsilon_d} \frac{i\sigma_{xx}(\omega)}{\omega} \Big|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{2\pi n_s \lambda^2}{\epsilon_s + \epsilon_d} \frac{e^2}{\hbar \omega_c}. \quad (15)$$

Второе выражение для обрезавшей длины l записано в модели Друде. Ветвь $\omega_-(q_y)$ входит в непрерывный спектр $\omega_{mp}(q_x, q_y)$ при $q_y = q_0 = -1,315/l$, $\omega_0 = 1,905 \omega_c$. В случае $|q_y|d \ll 1$ и $\omega \ll \omega_c$ ($\epsilon_s = \epsilon_d = \epsilon$)

$$\omega_+(q_y) = -\frac{2q_y \sigma_{xy}}{\epsilon} \ln(4,841 d/l), \quad d \gg l; \quad (16)$$

$$\omega_+(q_y) = -\frac{2\pi \sigma_{xy} q_y}{\epsilon} \sqrt{d/l}, \quad d \ll l. \quad (17)$$

В режиме квантового эффекта Холла $\sigma_{xy}(0)$ кратно $e^2/2\pi\hbar$ и из (13), (16), (17) следует квантование фазовой скорости правой ветви КМП, причем (13) и (16) согласуются с (7) и (8). Выражение (17) было получено в пределе слабых H в ³ и согласуется с экспериментальными данными ³. Экспериментальные данные ⁴ лежат в области применимости (16), причем σ_{xy} описывается моделью Друде. На рис. 2 показана зависимость частоты КМП от номера

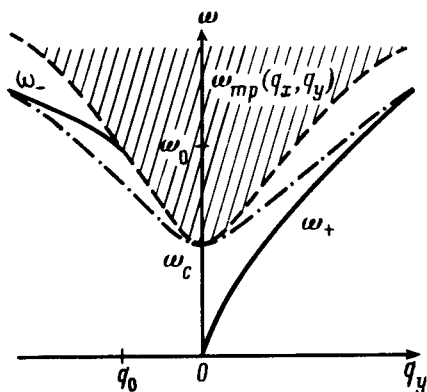


Рис. 1

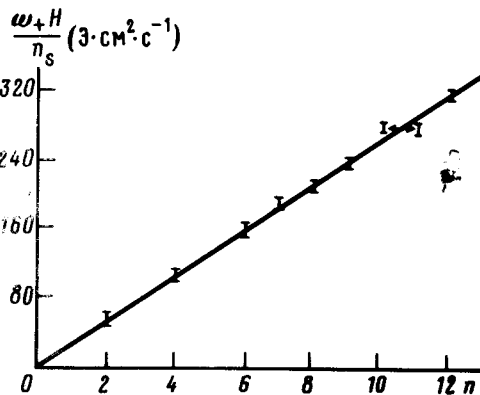


Рис. 2

Рис. 1. Спектр краевых магнетоплазмонов (сплошная линия); штрих-пунктир – кривая $\omega^2 = \omega_c^2 + [0,906 \cdot \omega_p(0, q_y)]^2$, описывающая при $H = 0$ спектр краевых плазмонов; заштрихован непрерывный спектр

моды $n = q_y P / 2\pi$ (пересчет экспериментальных данных ⁴ для 2D электронов на жидком гелии при $n_s = 2 \cdot 10^8$ и $2,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$; $P = 8,56 \text{ см}$ – периметр образца). При малых n проявляются только четные моды, что объясняется спецификой возбуждения КМП в ⁴ (стрелка указывает на неоднозначность определения некоторых n при $n \gg 1$). Очевидна линейная зависимость $\omega_+(q_y)$, что согласуется с (16) и противоречит теории ^{4,5}. Из сравнения с (16), где $\sigma_{xy} = -en_s c/H$, а d для системы с двумя равноудаленными затворами ⁴ равно половине расстояния до затвора, определим обрезавшую длину: $l \approx 1,4d$. Она определяется не выражением (15), полученным в пределе скачка $\sigma_{\alpha\beta}$ при $x = 0$, а существенно большей в данном случае толщиной переходного слоя $n_s(x)$ ³.

Наличие при $\omega < \omega_0$ КМП лишь с одним направлением скорости приводит к сильному подавлению обычного столкновительного механизма затухания плазмонов, что обуславливает резкое (согласно ⁴, на порядок) сужение линии поглощения на КМП по сравнению с "объемными" модами.

Авторы благодарны В.Б.Сандомирскому и В.А.Сабликову за полезные обсуждения и В.Б.Шикину за возможность ознакомления с препринтами работ ^{3,4}.

Литература

1. Чаник А.В. ЖЭТФ, 1972, 62, 746.
2. Halperin B.I. Phys. Rev. B, 1982, 25, 2185.
3. Glattli D.C., Andrei E.Y., Deville G., Poitrenaud J., Williams F.I.B. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1710.
4. Mast D.B., Dahm A.J., Fetter A.L. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1706.
5. Wu J.-W., Hawrylak P., Quinn J.J. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 879.
6. Гахов Ф.Д. Краевые задачи. М.: Наука, 1977.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 октября 1985 г.