Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 9, стр. 471 – 473 *10 мая 1988 г.*

КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ КРАЕВЫХ МАГНЕТОПЛАЗМОНОВ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

В.Б.Шикин

Отмечена ограниченность существующей классической теории краевых магнетоплазмонов (КМП) в двумерных заряженных системах со стороны сильных магнитных полей. Показано, что в области $\omega_c\tau \gg 1$ характерная длина вблизи границы 2-d-системы, на которой локализован заряд КМП, имеет масштаб ларморовского радиуса. Обсуждается влияние шероховатости границы 2-d системы на свойства КМП.

Одними из дискуссионных в теории краевых магнетоплазмонов (ниже – КМП) остается вопрос о структуре КМП в сильном магнитном поле т. е. в области $\omega_c\tau \gg 7$, где ω_c – циклотронная частота, τ – импульсное время релаксации, Квантовый вариант теории, намеченный Волковым и Михайловым [1, 2] слабо разработан. Классическое рассмотрение этих же авторов основано, в частности, на использовании локального закона Ома. Но с ростом магнитного поля локальность закона Ома вблизи границы 2-d системы может нарушаться. В связи с этим возникает вопрос о границах применимости локальной теории КМП и о модификации теории, снимающей эти ограничения. Обсуждение этих проблем приведено в данной статье.

А. Пусть для определенности 2-d-электронная система занимает полуплоскость $x \geqslant 0$ и имеет равновесную плотность $n(x) = n_s\theta(x)$ с резкой границей, расположенной вдоль оси OY. Магнитное поле H направлено по нормали к плоскости $x = 0$, диэлектрическая подложка с постоянной κ заполняет полупространство $z \leqslant 0$.

Схема расчета закона дисперсии КМП $\omega(q)$ в локальном приближении выглядит так. Уравнение неразрывности

$$e\delta\dot{n} + \sigma_{xx}\Delta\varphi = 0, \qquad \sigma_{xx} = \sigma_{yy}\ , \tag{1}$$

где $\delta n = \delta n(x)e^{i(qy+\omega t)}$, $\varphi = \varphi(x)e^{i(qy+\omega t)}$ – локальная плотность и электропотенциал в КМП, ω и q – частота и волновое число колебаний, σ_{ik} – тензор проводимости электронной системы в магнитном поле, Δ – двумерный оператор Лапласа, после интегрирования по x в пределах $0 \leqslant x < \infty$ сводится к выражению

$$i\omega Q = -\sigma_{xx}\varphi'(0), \qquad Q = e\int_0^\infty \delta n(s)ds\ , \qquad \varphi'(x) \equiv \partial\varphi/\partial x\ . \tag{2}$$

При записи (2) учтено неравенство $\varphi''_x \gg \varphi''_y$, имеющее место в длинноволновом приближении по q. Замечая далее, что граничное условие непротекания тока j_x через линию $x = 0$ связывает значения $\varphi'(0)$ и $\varphi(0)$

$$\sigma_{xx}\ \varphi'(0) + iq\sigma_{xy}\varphi(0) = 0, \tag{3}$$

можно привести соотношение (2) к виду

$$\omega = q\sigma_{xy}\varphi(0)/Q. \tag{4}$$

Таким образом, задача о спектре КМП сводится к определению выражения $\varphi(0)$ в терминах Q. Следуя [1, 2], имеем

$$\varphi(0) \approx \frac{2Q}{\kappa}\ln\frac{1}{ql_\sigma}\ , \qquad l_\sigma = -2\pi i\sigma_{xx}/(\kappa\omega)\ . \tag{5}$$

Согласно (5), основная часть заряда в КМП при локальном описании сосредоточена на длине l_σ. В модели Друде, когда $\sigma_{xy} = e^2n_sm_*^{-1}\omega_c^{-1}$, $\sigma_{xx} = i\omega\sigma_{xy}\omega_c^{-1}$, $\omega \ll \omega_c$,

$\omega_c = eHm_*^{-1}c^{-1}$, m_* – эффективная масса электрона, величина l_σ убывает с ростом H как $l_\sigma \propto H^{-2}$.

Б. Для существования локального закона Ома необходимо, в частности, плавное изменение электрического поля на длине пробега электронов проводимости. В ситуации с $\omega_c \tau \gg 1$ роль характерной длины пробега играет ларморовский радиус $r_c = v_F \omega_c^{-1}$, где v_F – скорость Ферми $v_F \sim \hbar n_s^{1/2} m_*^{-1}$. Следовательно, область применимости локальной теории КМП ограничена требованием

$$l_\sigma \gg r_c\,, \quad \text{или} \quad H \ll H^*, \quad H^* = \frac{m_* c}{e} V_c\,, \qquad V_c = \frac{e^2}{\kappa} n_s^{1/2}\,. \qquad (6)$$

В случае 2-d- электронной системы с параметрами GaAs и при использовании формул Друде для тензора σ_{ik} характерное магнитное поле H^*, возникающее из оценки $l_\sigma \approx r_c$, имеет масштаб $H^* \gtrsim 1$ Т. Здесь же уместно заметить, что реальные измерения σ_{xx} на конечной частоте $\omega \ll \omega_c$ в условиях $\hbar\omega_c \gg T$ и при нахождении в одном из минимумов осцилляций Шубникова – де-Гааза [3] дают значения σ_{xx}^{min}, заметно меньшие оценок, следующих из простой модели Друде. Другими словами использование формул Друде дает для H^* грубую оценку сверху.

При нарушении требования (6) теория КМП должна строиться с использованием кинетического уравнения для электронной функции распределения, заменяющего уравнение (1). Этот формализм позволяет естественным образом учесть в теории и появление краевых магнитных уровней, заметно меняющих проводящие свойства замагниченных систем вблизи свободной границы образца (имеется в виду статический скин-эффект в магнитном поле, хорошо известный в физике металлов [4]). Подробное обсуждение теории КМП в кинетическом режиме будет выполнено в отдельной работе. Здесь же мы ограничимся замечанием о том, что в области $r_c > l_\sigma$ роль длины, на которой, в основном, сосредоточен заряд КМП, начинает выполнять ларморовский радиус r_c.

В. Имеет смысл отметить влияние шероховатости границы 2-d-системы $\xi(y)$ на свойства КМП, $\xi'(y) \ll 1$, $\int \xi dy = 0$. Требование непротекания тока через свободную границу в данном случае принимает вид: $j_x + \xi'(y) j_y \,|_{x=0} = 0$, откуда следует выражение для локального заряда $Q(y)$, обобщающего определение Q (2), (3)

$$i\omega Q = \sigma_{xy} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big/ \left[1 + \xi'(y) \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} \right], \qquad \sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}\,. \qquad (7)$$

Согласно (7), в областях с $\xi' \sigma_{xy} / \sigma_{xx} \gg 1$, что легко реализуется в сильных полях H, локальная плотность заряда КМП существенно ниже чем в экстремальных точках с $\xi'(y) = 0$, где эта плотность имеет масштаб, характерный для задачи с $\xi(y) \equiv 0$. Следовательно, средний линейный заряд КМП на свободной границе с $\xi(y) \neq 0$ меньше, чем в случае $\xi(y) \equiv 0$.

Возникающая картина распределения заряда КМП позволяет при отыскании закона дисперсии КМП использовать интегральную форму уравнения неразрывности: $i\omega\overline{Q} \approx j_x |_{x \sim \lambda}$ – где ток j_x, формирующий заряд $\overline{Q}$, вычисляется в глубине 2-d-системы на расстояниях $x \approx \lambda$ от свободного края, λ – характерный период шероховатости, для которого начинает выполняться неравенство $\xi'(y)\sigma_{xy} / \sigma_{xx} > 1$. В области $x \gtrsim \lambda$ быстрые осцилляции потенциала с волновыми числами $\lambda^{-1} \gg q$ сглаживаются (эффект самоусреднения), и интегральная форма уравнения неразрывности приводит к следующему закону дисперсии КМП

$$\omega \approx \frac{2q\sigma_{xy}}{\kappa} \ln \frac{1}{q\lambda}\,,$$

где λ – дина характерной гармоники $\xi(y)$, для которой $\xi'(y)\sigma_{xy} / \sigma_{xx} \gtrsim 1$.

Литература

1. *Волков В.А., Михайлов С.А.* Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 450.
2. *Волков В.А., Михайлов С.А.* Препринт ИРЭ АН СССР № 10 (469), 1987.
3. *Lee J.I., Goldberg B.B., Heiblum M.* Sol. St. Comm., 1987, 64, 447.
4. *Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И.* Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию
7 января 1988 г.
После переработки
31 марта 1988 г.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР