

Акустические краевые магнетоплазмоны и квантовый эффект Холла

В. Шикин, С. Назин

ИФТТ РАН, Черноголовка, 142432, Россия

E-mail: shikin@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 27 июля 2016 г., опубликована онлайн 25 ноября 2016 г.

Обсуждаются неравновесные свойства целочисленных (integer) каналов, влияющие на магнетоплазменную динамику вырожденных, регулярно неоднородных 2D электронных систем в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Показано, что наличие integer полосы вблизи периметра 2D электронной системы с «мягким» профилем электронной плотности должно «гасить» ряд акустических мод в спектре краевых магнетоплазмонов электронного диска в магнитном поле, нормальном его поверхности. Эффект наблюдается экспериментально и может привлекаться для диагностики свойств integer каналов в переменном электрическом поле.

Обговорюються нерівноважні властивості цілочисельних (integer) каналів, що впливають на магнетоплазменну динаміку вироджених, регулярно неоднорідних 2D електронних систем в режимі цілочисельного квантового ефекту Холла. Показано, що наявність integer смужки поблизу периметра 2D електронної системи з «м'яким» профілем електронної щільності повинна «гасити» ряд акустичних мод в спектрі крайових магнетоплазмонів електронного диска в магнітному полі, нормальному його поверхні. Ефект спостерігається експериментально і може притягуватися для діагностики властивостей integer каналів в змінному електричному полі.

PACS: 73.20.Mf Коллективные возбуждения (включая плазмоны и другие возбуждения зарядовой плотности);

73.43.Lp Коллективные возбуждения.

Ключевые слова: магнетоплазмон, диск Корбино, квантовый эффект Холла.

1. Введение.

В работах [1,2] предсказано существование особых, низкочастотных мод (получивших в дальнейшем название «акустических») в спектре краевых магнетоплазменных колебаний (КМП). В общем случае КМП возбуждения распространяются вдоль границы 2D заряженной системы в магнитном поле H , нормальном ее поверхности. Для существования «акустической» (ас)-моды требуется равенство нулю плотности зарядов $n(\mathbf{r})$ на периметре диска. Специальное внимание к условиям $n(r)|_{r=R} \rightarrow 0$ в исследованиях КМП вполне объяснимо. Необходимым в постановке всех классических задач с краевыми плазменными колебаниями является требование обращения в нуль на границе образца нормальной компоненты возбуждаемого тока

$$j_n(r \rightarrow R) = 0. \quad (1)$$

Здесь R — радиус 2D проводящего диска в простейшей постановке задачи о свойствах КМП, когда плотность заряда $n(\mathbf{r})$ предполагается однородной вплоть до границы $r = R$. Если же граница «мягкая», т.е. $n(\mathbf{r})|_{r=R} \rightarrow 0$ (что вполне реально в 2D системах со структурой, допускающей внешнее управление), условие (1) выполняется автоматически. И это обстоятельство не может оставаться без последствий для спектра КМП в системах с мягким профилем $n(\mathbf{r})$.

Расчет деталей классического спектра КМП в системе с «эллиптическим» профилем плотности (термин «эллиптический профиль» объясняется ниже, см. формулу (6)) подтверждает эти предположения. Наряду с дискретным плазменным спектром для диска конечного радиуса R , осложненным зеемановским расщеплением в магнитном поле H каждой из собственных частот, возникает акустическая мода, растущая с увеличением H от нуля до некоего максимума (отсюда название «аку-

стическая», ас-мода), после чего начинается ее убывание примерно как H^{-1} . Ас-мода была обнаружена в свое время [3,4] на диске из поверхностных ионов в жидком гелии именно в ее акустической стадии прохождения через максимум в функции от магнитного поля. Различные (перечисленные в последних из опубликованных работ [5–7] по ω_{ac} -тематике) попытки реализовать такие эксперименты в системах с вырожденным электронным газом пока безуспешны.

На практике в ожидаемом для ω_{ac} интервале частот видна мода, монотонно убывающая при увеличении магнитного поля, но не в режиме $\omega_{ac}(H) \propto H^{-1}$, как это следует из классического рассмотрения [1,2,8], а с ее исчезновением пороговым образом до нуля в магнитных полях, отвечающих целочисленному заполнению ν_l однородной части 2D системы в центре диска [5–7] (см. рис 1),

$$\omega_{ac}^j(H) \propto (H - H_l)^{\alpha_j}, \quad \nu = \pi l_{H_l}^2 n_s(0),$$

$$l_H^2 = 2ch/eH, \quad \alpha_j < 1,$$

$$H_l = H(\nu_l), \quad \nu_l = \text{integer} = 1, 2, 3, \dots,$$

$$j = \text{integer} = 1, 2, 3, \dots, \quad j = l/2 \quad (2)$$

c — скорость света, H — магнитное поле (спиновым вырождением и разницей между $B = \mu H$ и H для простоты пренебрегаем, ибо $\mu \approx 1$), $n_s(0)$ — 2D плотность в центре диска. Так задача о свойствах акустических мод $\omega_{ac}^j(H)$ реагирует на состояние 2D системы в режиме «квантовый эффект Холла» (КЭХ). Вместо исчезновения всяких затуханий, связанных с конечностью температуры, ас-моды (2) пропадают своей реальной частью в точках $H = H_l$. Причин такого поведения ас-мод (2) на холловских плато КЭХ авторы работ [5–7] не поясняют. В данной работе обсуждается один из возможных механизмов наблюдаемого подавления.

Программа действий. Прежде всего, уточняются составляющие общего спектра КМП, реально чувствительные к свойствам гладкого профиля $n(\mathbf{r})$

$$n(\mathbf{r})|_{r=R} \rightarrow 0. \quad (3)$$

Далее надо показать, что введенные в теорию целочисленного КЭХ авторами [9,10] понятия о целочисленных (integer) каналах, возникающих в окрестности целочисленных точек x_l ($\nu(x_l) = \text{integer}$), регулярно неоднородного профиля электронной плотности $n(x)$, обладают свойством

$$\sigma_{xx}^\perp \equiv \sigma_{xx}(\nu_l) \equiv 0, \quad (4)$$

σ_{xx}^\perp — проводимость integer полоски в направлении, нормальном ее оси (регулярно неоднородным называется распределение $n(\mathbf{r})$ электронной плотности, формируемое внешними электродами (или специальным

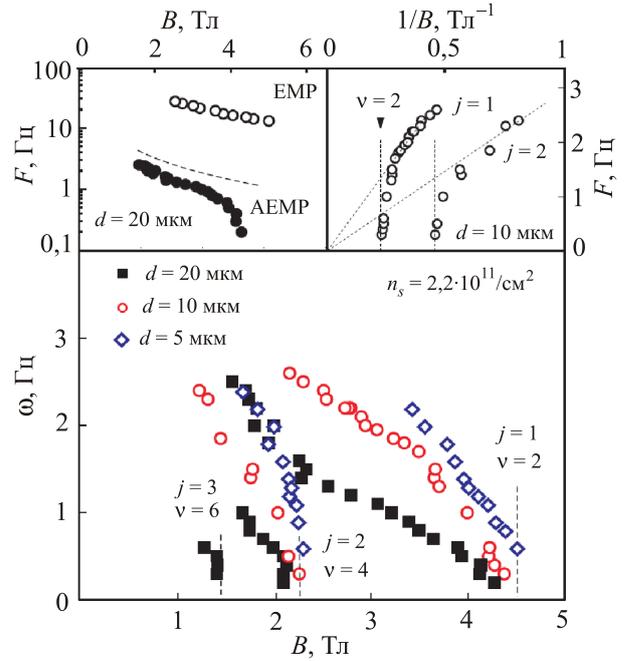


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Частоты ас-мод (АЕМР) в функции от магнитной индукции B ($B = \mu H, \mu \approx 1$). Три варианта заполнения: $\nu_l = 2, 4, 6$ демонстрируют обращение ас-мод с индексами $j = 1, 2, 3$ для разных диаметров дисков ($d = 2R$): $d = 20$ мкм — черные квадраты, $d = 10$ мкм — белые (с красным периметром) кружки, $d = 5$ мкм — белые (с синим периметром) ромбы. На вставках, слева: сравнительное поведение АЕМРмоды с $j = 1$ и сопровождающей ее высокочастотной моды (ЕМР) в окрестности $\nu_l = 2$. Очевидно, при переходе через точку $\nu_l = 2$ высокочастотная ЕМР мода не «схлопывается» (в отличие от АЕМР моды с $j = 1$). Можно полагать, что на таких частотах integer полоска оказывается «прозрачной» для осциллирующих полей в динамике ЕМР моды. Справа: поведение АЕМР мод с $j = 2$ и $j = 1$ в функции от $1/B$. Графики подчеркивают, что вдали от АЕМР критических точек эти моды ведут себя в соответствии с предсказаниями (12). В то же время основные графики ясно показывают что подход зависимостей АЕМР(B) к очередным критическим точкам зависит от диаметра диска d . Закон (12) этих деталей не содержит.

легированием) во всей области определения 2D проводящей системы).

Если так, появление с изменением магнитного поля integer полоски вблизи периметра электронного диска (для определенности центр полоски имеет координату $r = R^* < R$) меняет граничное условие (3) на требование, аналогичное (1),

$$j_n(r \rightarrow R^*) = 0, \quad (5)$$

в котором равенство нулю плотности на периметре $r = R^*$ уже отсутствует. Как следствие, задача о КМП с граничным условием в форме (5) (как и в постановке (1)) не должна иметь в спектре акустических состав-

ляющих, что и требуется объяснить. При этом желательно убедиться в том, что свойство (4), имеющее место для стационарного омического возмущения $\delta V \ll \hbar\omega_c$ на бортах полосы, сохраняется и в некоем конечном интервале частот ω внешнего возмущения. Конкретно в случае ас-мод речь идет о частотах масштаба ω_{ac} .

2. Детали акустических мод в регулярно неоднородном диске

2.1. Эллиптическим принято называть распределение $n(\mathbf{r})$ вида

$$n(r) = n(0)\sqrt{(1-r^2/R^2)}, \quad (6)$$

дающее возможность получить обозримые результаты для спектра КМП в цилиндрически-симметричной задаче [7]. Классический спектр КМП $\omega(j, m, \omega_c)$ для диска с профилем (6), бездиссипативным тензором σ_{ik} в приближении Друде

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{i\omega n(0)e^2}{m_e(\omega^2 - \omega_c^2)}, \quad \sigma_{xy}(\omega) = \frac{\omega_c n(0)e^2}{m_e(\omega^2 - \omega_c^2)},$$

$$\omega_c = \frac{eH}{m_e c} \quad (7)$$

($n(0)$ — из (6), m_e — масса свободного электрона, и с нормировками из [2] имеет структуру

$$\omega^2 - [\omega_c^2 + j(j+1) - m^2] = m(\omega_c/\omega). \quad (8)$$

В условиях $j = m > 0$ уравнение (8) имеет корень $\omega_{j,j}^0 = -\omega_c$, который надо опустить в связи с процедурой получения (8) (умножение обеих частей общего дисперсионного уравнения на множитель $(\omega^2 - \omega_c^2)$), и пару корней

$$\omega_{j,j}^{\pm} = \omega_c/2 \pm \sqrt{(\omega_c^2/4 + j)}. \quad (9)$$

Качественные графики зависимости КМП мод с $j = m > 0$ из (8), (9) от безразмерной частоты ω_c представлены на рис. 2 из [2].

Для $j > |m| > 0$ и конечной частоты ω_c уравнение (8) кубично по ω . В пределе $\omega_c \rightarrow 0$

$$\omega_{j,m}^{ac} = m\omega_c/A_{j,m}, \quad \omega_{j,m}^{\pm} = \sqrt{A_{j,m}} \pm m\omega_c/2A_{j,m},$$

$$A_{j,m} = j(j+1) - m^2. \quad (10)$$

Если же $\omega_c \rightarrow \infty$, то

$$\omega_{j,m}^{ac} = m/\omega_c, \quad \omega_{j,m}^{\pm} = \omega_c \pm m/2\omega_c. \quad (11)$$

В асимптотиках (10), (11) азимутальный индекс m отрицателен (там, где это важно). Чувствительность частот к знаку m отражает общие свойства краевых

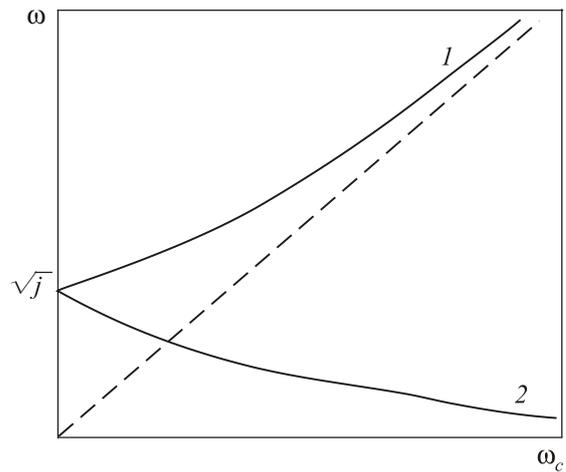


Рис. 2. Возможные жесткие моды КМП в условиях $j = m$ для диска с эллиптическим профилем плотности [2]. Смысл индексов j, m и детали спектра рис. 2 следуют из определений (8), (9). Штриховая линия: $\omega = \omega_c$.

состояний в магнитном поле (асимметрия движения по часовому и противочасовому направлениям)

Качественные графики зависимости ас-мод (10), (11) от безразмерной частоты ω_c представлены на рис. 3 из [2].

Информация рис. 2, 3 нуждается в комментариях, дающих возможность работать с образцами, не имеющими специально эллиптического профиля $n(\mathbf{r})$. Альтернативой служит полу бесконечная задача, на одном из концов которой профиль $n(x)$ имеет нулевое значение: $n(x)|_{x \rightarrow 0} \rightarrow 0$. Расчеты [1] показывают, что общая структура моды 3 на рис. 3, получившей название «акустической», сохраняется и в полуограниченном представлении для $n(x)$ (проверено на двух первых ветвях этой моды). В работе [8] при специальном выборе профиля $n(x)$ полуограниченной задачи удастся получить аналитическое выражение для спектра ас-мод

$$\omega_j(q) = -s_j q, \quad s_j = \frac{2\bar{n}_s e^2}{\epsilon m_e \omega_c j}, \quad j = 1, 2, 3... \quad (12)$$

Здесь ϵ — эффективная диэлектрическая постоянная, m_e — эффективная масса, ω_c — циклотронная частота, \bar{n}_s — средняя плотность 2D системы вдали от переходной области, q — волновое число вдоль «мягкой» границы, индексы j, l, m единообразно определены для (2)–(12) и рис. 1–3. В представлении (12) $\omega_j(q)$ не имеет экстремума по H , монотонно убывая с ростом магнитного поля. Это говорит о справедливости определения (12) лишь в области достаточно сильных полей, правее «акустического» экстремума рис.3. Тем не менее характерная зависимость $s_j \propto j^{-1}$ (12) присуща лишь акустическим ветвям спектра КМП. В отсутствие данных о наличии максимума в зависимости $\omega_j(q, H)$ для вырожденных 2D систем к настоящему времени

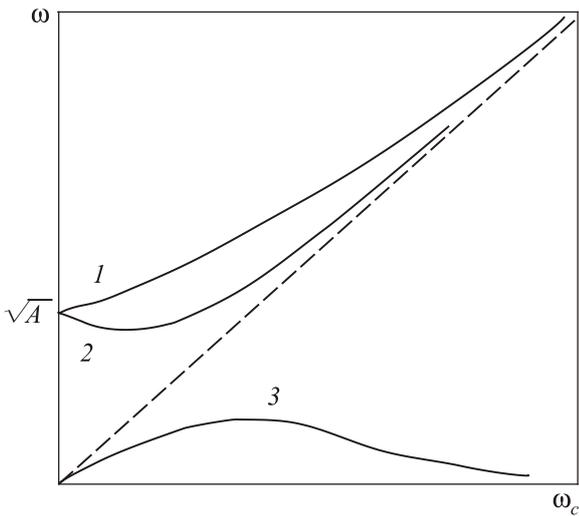


Рис. 3. Спектр ас-мод в условиях $j > |m| > 0$, чувствительных к нулю электронной плотности на периметре диска. Нижняя 3, самая низкочастотная из них, начинается с нуля (отсюда название — «акустическая мода»), проходит через максимум и в дальнейшем спадает по закону $\omega_{ac} \propto 1/H$. Асимптотики представлены формулами (10), (11). В комментариях к ним отмечена роль знака индекса m . Как следствие, вся кривая 3 должна находиться в отрицательной области. Для удобства изображения на графике 3 рис.3 использована величина $|m|$. Моды: 1, 2 также имеют характерные черты, отличающие их поведение в магнитном поле от жестких мод рис 2. Асимптотики мод: 1, 2 даны формулами (8), (9).

именно это свойство s_j считается наиболее весомым в рассуждениях о принадлежности мод (12) к акустическим. В работах [5–7] такие моды обнаруживаются (см. данные рис. 1, особенно наглядна правая вставка). Именно они в режиме КЭХ перестают существовать пороговым образом.

Что касается разницы между асимптотиками $\omega_{j,m}^{ac} \approx m/\omega_c$ (11) и $\omega_j(q)$ (12) (одна из них зависит от индекса j , вторая — нет), то остается ее приписать разной степени эллиптичности используемых профилей $n(\mathbf{r})$. Качественного влияния на интересующий нас эффект подавления ас-мод integer полосками эта разница не оказывает. Хотя само по себе соответствие между результатами КМП формализма в плоской (где получены практически все основные результаты) и цилиндрической (здесь выполнены основные измерения) геометриях — интересный вопрос, заслуживающий специального внимания.

Комментируя данные рис.2, 3, находим, что основная разница между спектрами рис. 2 (типичными для жестких КМП) и рис. 3 связана с появлением среди данных рис. 3 для образца с эллиптическим профилем плотности $n(r)$ (6) акустической моды ω_{ac} (обозначена в качестве 3 на рис. 3) и необычное (с прохождением

ем минимума) поведение мод 1, 2 рис. 3 на фоне стандартной зависимости дипольной моды $\omega_{1,1} \propto H^{-1}$ данных среди рис. 2. Следовательно, переводя с помощью integer полоски исследуемый диск с мягким профилем $n(\mathbf{r})$ из состояния с граничным условием (3) (а значит, поведением мод 1, 2, 3 в форме рис. 3) в состояние с граничным условием (5) и формой спектра рис. 2, можно ожидать исчезновения акустической ветви 3 и деформации мод 1, 2 рис. 3.

2.2. Относительно проводящих свойств integer полоски в направлении, нормальном ее оси, известно следующее. Дополняя краевой сценарий Халперна–Бюттикера [11–13] квантового эффекта Холла деталями структуры целочисленных каналов, результаты [9,10] дают согласованное представление о разнообразных холловских проявлениях КЭХ в регулярно неоднородных 2D электронных (дырочных) системах. Что касается диагональной части магнитотранспорта в условиях КЭХ, здесь идеи [9,10] нуждаются в развитии. Основное утверждение авторов [9,10] о существовании целочисленных полок с

$$\frac{dn(x)}{dx} = 0, \quad -w_l \leq x \leq +w_l \quad (13)$$

($2w_l$ — ширина integer полоски) желательно не постулировать, а согласованно получать из общего условия равновесия

$$\nabla\mu = 0, \quad \mu = e\varphi(x) + \zeta[n(x)], \quad (14)$$

с выяснением физических причин уплощения (13), (14). Здесь $\zeta(n)$ — химическая часть электрохимического потенциала μ для электронов в квантующем магнитном поле. Предполагается, что она имеет локальный смысл, оставаясь справедливой при плавных изменениях плотности электронов.

В рамках приближения среднего поля, полагая электронный спектр идеальным (плотность состояний имеет вид δ -функций), спиновое расщепление уровней электронов в магнитном поле несущественным, температуру T конечной, чтобы избежать учета корреляций, ведущих к дробному КЭХ, но малой в смысле $T \ll \hbar\omega_c$, и ограничиваясь областью параметров в окрестности двух нижних уровней Ландау (только так можно определить в явном виде функцию $\zeta(n) = T \ln S(H, \nu(x))$), имеем

$$\mu(H, \nu, x) = \hbar\omega_c + U(x) - T \ln S(H, \nu(x)), \quad (15)$$

$$S(H, \nu) = \frac{1}{2}(1/\nu - 1) + \sqrt{(1/4) \cdot (1/\nu - 1)^2 + \varepsilon(2/\nu - 1)},$$

$$-T \ln S = \begin{cases} 0, & \nu \rightarrow 1-0 \\ \hbar\omega_c/2, & \nu \rightarrow 1+0 \end{cases} \quad (16)$$

$$\varepsilon = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_c}{T}\right) \ll 1, \quad (17)$$

$\nu(x) = \pi l_H^2 n(x)$ — соответствующий фактор заполнения. Исползованные приближения лишают рассмотрение общности, но сохраняют главный мотив: желание иметь согласованное решение задачи об integer полоске в духе [9,10].

С учетом перечисленных упрощений и опуская электростатические манипуляции с общим требованием $\nabla\mu = 0$, изложенные в оригинальных работах [14,15], можно свести его к интегро-дифференциальному уравнению на $n(\mathbf{r})$ в окрестности одной из целочисленных точек x_l . При этом выражение для $n'(x_l)$ в центре интервала ($\pm w_l$) оказывается равным

$$n'(x_l) \approx \frac{n'_0(x_l)}{(1+\gamma)}, \quad n'(x_l) = \frac{\partial n(x_l)}{\partial x}, \quad \gamma = \frac{\pi k T l_H^2}{4 w_l e^2 \varepsilon^{1/2}} \gg 1, \quad (18)$$

где $\varepsilon \ll 1$ из (17).

$$w_l^2 = 2 \kappa \hbar \omega_c / (\pi^2 e^2 dn(x_l)/dx). \quad (19)$$

В меру $\gamma \gg 1$ производная $n'(x_l) \ll n'_0(x_l)$, символизируя возникновение полки, что и требовалось показать.

Важное для дальнейшего свойство (18) (а значит, и выполнение требования $\nabla\mu = 0$), сохраняется в конечном интервале магнитных полей, пока очередная integer полоска скользит вдоль профиля $n(\mathbf{r})$. Возвращаясь к свойству проводимости σ_{xx}^\perp (4), нетрудно видеть, что плотность тока j_{xx}^\perp в форме

$$j_{xx}^\perp = \sigma_{xx}^\perp \nabla\mu \quad (20)$$

действительно может быть нулевой (подтверждая гипотезу (4)), если свойство $\nabla\mu = 0$ имеет место не только в равновесии (это доказано формулой (18)), но и в омической области $\delta V \ll \hbar \omega_c$, где δV — транспортная разность потенциалов на бортах integer полоски.

Подкрепляя расчетные сведения (20), (18), (4) имеющимися экспериментами, можно сослаться на прямые измерения [16], говорящие в пользу (4). В этих экспериментах измерена ВАХ отдельной integer полоски и показано, что в омической области она сильно нелинейна в смысле

$$\partial J / \partial V_{V \rightarrow 0} \rightarrow 0, \quad (21)$$

что эквивалентно свойству σ_{xx}^\perp (4). Здесь J — полный ток, пересекающий полоску, V — разность потенциалов на ее бортах.

2.3. Возвращаясь к Программе действий из Введения, можно говорить о реальности сценария (1)–(5) обращения в нуль части ас-мод при возникновении вблизи периметра диска integer полосок. Эксперименты [5–7] с использованием системы дисков, имеющих «мягкий» периметр, и компланарную (полосковую) схемы возбуждения, дающие возможность наблюдать КМП с разными (не только дипольными) комбинация-

ми индексов j, m , подтверждают наличие сильного взаимодействия между ас-модами и целочисленными полосками, возникающими вблизи границы исследуемых дисков при варьировании магнитного поля.

Особенно драматичен результат этого взаимодействия для ас-моды 3, рис. 3. При формировании вблизи края диска integer полоски динамика образования акустических мод, полагающая среди необходимых условий доступ к области $n(\mathbf{r})|_{r=R} \rightarrow 0$, теряет эту возможность, упираясь в граничное условие (5). При этом ас-мода 3 рис.3 перестает существовать. Процесс ее подавления можно представить в форме (2). Реализация наблюдается в серии данных рис. 1.

Для мод ω_{aemp} с номерами 1, 2, рис. 3 и выше возникновение вблизи периметра R integer полоски не является столь «губительным», сдвигая лишь область с КМП динамикой к центру диска и ужесточая граничное условие. Тем не менее нижняя ω_{emp} должна перестраиваться от структуры рис. 3 (моды 1, 2 рис. 3) к стандартным ЕМР модам рис. 2 (если, конечно, integer полоска сохраняет на конечных частотах свои свойства (2)). Такой эффект в работах [5–7] просматривается, но не очень определенно. Скорее всего, наблюдаемая ω_{emp} мода рис. 1 на левой вставке относится к разряду ас-мод 1, 2 рис. 3. На таких частотах integer полоска перестает мешать КМП динамике. Поэтому ω_{emp} мода рис. 1 на левой вставке не испытывает серьезных возмущений ни в области $B = 2$ Тл, $B = 4$ Тл. С этой гипотезой еще предстоит разобраться.

Полезно отметить менее очевидные, но важные для общего понимания следствий взаимодействия ас-мод с integer полосками в целом, детали экспериментальных данных рис. 1.

Параметры дисков подобраны так, что одновременно на профиле $n(\mathbf{r})$ существует лишь одна полоска, причем она достигает «кондиций» на некотором расстоянии от границы $r = R$ диска. В результате на рис. 1 появляются конечные интервалы магнитных полей: $6 > \nu > 4$, $4 > \nu > 2$, $2 > \nu$, на которых просматриваются индивидуальные воздействия полосок на ас-моды.

Способность полосок селективно подавлять ас-моды растет с увеличением магнитного поля. Следствия этого предположения хорошо видны на рис. 1. При относительно слабых полях в окрестности $\nu = 6$ рождение полосы подавляет лишь самую низкочастотную (диаметр $d = 20$ мкм и индекс $j = 3$) из наблюдаемых ас-мод. На следующем рубеже $\nu = 4$ мода $j = 3$ не видна вообще. Начинают подавляться моды: $d = 20$ мкм $j = 2$, $d = 10$ мкм, $j = 2$, $d = 5$ мкм, $j = 2$. Что интересно, мода $d = 20$ мкм, $j = 1$ проходит метку $\nu = 4$ с небольшим изломом (правая вставка к рис. 1 подтверждает это замечание более наглядно). В области $\nu = 2$ integer полоска достаточно эффективно губит моды с $d = 20$ мкм $j = 1$; $d = 10$ мкм, $j = 1$ и $d = 5$ мкм, $j = 1$. Следует подчеркнуть,

что механизм возбуждения разных ас-мод не зависит от напряженности магнитного поля. Поэтому исчезновение данной моды в наблюдаемом спектре означает ее подавление по существу.

Согласно левой верхней вставке рис. 1, мода ω_{emp} вообще не чувствует наличия integer полосок, что укладывается в предположение о зависимости их прозрачности от частоты сигнала.

Важна (это отмечалось и выше) обработка данных, предлагаемая на правой вставке рис.1. Из нее следует, что вдали от критических точек (2) ас-моды с $j=1$ и $j=2$ выходят на режим, рекомендуемый формулой (12). Если бы дело этим и ограничилось, оригинальная часть измерений [5–7] все равно была бы важна (надежная информация относительно ас-мод с $j=1$ и $j=2$ практически отсутствует). Обнаружение квантового подавления этих мод говорит о качественно новых деталях в поведении низкочастотной части спектра КМП и возможностях ее использования для диагностики integer каналов в неравновесных условиях.

Резюме

Целочисленный квантовый эффект Холла в двумерных проводящих средах, открытый фон Клитцингом в начале 80-х [17], трактовался на ранних этапах освоения этой проблемы в предположении об однородности электронной плотности без участия в происходящем граничных эффектов. Успешная практика обнаружения КЭХ в заведомо неоднородных образцах заставила искать альтернативу однородному сценарию этого эффекта. Возникла более реалистичная (во всяком случае, для целочисленной части формализма) краевая версия КЭХ, [11–13]. Ее основу составляют квантовые свойства проводимости квазиодномерных магнитных краевых состояний (МКС) вдоль границ 2D систем. При этом для качественной трактовки КЭХ достаточен, как правило, сам факт существования МКС с интересными общими свойствами квантовой универсальности их проводимости [18]. К настоящему времени топологическая теория краевых состояний достигла большой степени общности. Актуальности проблемы в целом добавляет имеющая место дискуссия о физическом содержании понятия топологических инвариантов, важную «пробную» роль в определении которых играет наличие краевых состояний (заряженных или спиновых), возникающих здесь из совершенно общих соображений на границах двух сред с разными значениями топологических индексов [19,20].

На фоне общих утверждений [11–13,18–20] ряд важных деталей в поведении целочисленного КЭХ имеют структурное происхождение, требующее информации о характере (происхождении) неоднородности 2D системы. Регулярно неоднородными принято называть образцы, электронная плотность $n(x)$ которых

зависит от координат контролируемым образом. Причины регулярного нарушения ее однородности разнообразны: геометрическая ограниченность 2D системы, формирование плотности $n(x)$ управляющими электродами (gated structures), либо нарушение однородности электронной плотности, связанное с пропусканием через образец электрического тока.

Среди конкретных задач в этом направлении — объяснение [21] ряда наблюдаемых деталей (пробой КЭХ [22]) в поведении вольт-амперной характеристики (ВАХ) 2D диска Корбино в условиях КЭХ с привлечением экспериментов [16]. Интересны особенности ВАХ таких дисков, связанные с нарушением однородности электронной плотности при пропускании через образец электрического тока [23]. Решающую роль играют свойства integer каналов в описании стационарных, неравновесных состояний, возникающих при индукционном возбуждении дисков Корбино [24–27]. В данной работе обращается внимание на возможности использования integer полосок в диагностических целях для идентификации ас-мод в ограниченных, квантовых 2D электронных системах при наличии магнитного поля, нормального 2D плоскости.

Авторы благодарны И. Андрееву, В. Муравьеву и И. Кукушкину за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

1. С. Назин, В. Шикин, *ЖЭТФ* **94**, 133 (1988).
2. С. Назин, В. Шикин, *ФНТ* **15**, 227 (1989) [*Sov. J. Low Temp.* **15**, 127 (1989)].
3. E. Elliott, C. Pakes, L. Skrbek, and W. Vinen, *Phys. Rev. Lett* **75**, 3713 (1995).
4. E. Elliott, S. Nazin, C. Pakes, L. Skrbek, W. Vinen, and G. Cox, *Phys. Rev. B* **56**, 3447 (1997).
5. Д. Сметнев, В. Муравьев, И. Андреев, И. Кукушкин, *Письма ЖЭТФ* **94**, 141 (2011).
6. И. Андреев, В. Муравьев, И. Кукушкин, *Письма ЖЭТФ* **96**, 588 (2012).
7. I. Andreev, V. Muravev, D. Smetnev, and I. Kukushkin, *Phys. Rev B* **86**, 125315 (2012).
8. L. Aleiner and L. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2935 (1994).
9. D. Chklovskii, B. Shklovskii, and L. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
10. D. Chklovski, K. Matveev, and B. Shklovskii, *Phys. Rev. B* **47**, 12605 (1993).
11. B. Halpern, *Phys. Rev. B* **25**, 2185 (1982).
12. M. Butiker, *Phys. Rev. B* **38**, 937523 (1988).
13. M. Butiker, *J. Research Develop.* **32**, 317 (1988).
14. В. Шикин, Ю. Шикина, *ФТТ* **39**, 742 (1997).
15. В. Шикин, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 283 (2001); там же **73**, 605 (2001).
16. Э. Девятов, *УФН* **177**, 207 (2007).
17. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rav. Lett.* **45**, 494 (1980).

18. R. Landauer, *IBM J. Res. Dev* **1**, 223 (1957); *Philos. Mag.* **21**, 863 (1970); *Z. Phys. B* **21**, 247 (1975).
19. Г. Воловик, *Письма ЖЭТФ* **55**, 363 (1992).
20. M. Hasan, and C. Kane, arXiv 1002.3895
21. В. Шикин, *Письма ЖЭТФ* **84**, 29 (2006).
22. G. Ebert, K von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, *J. Phys. C* **16**, 5441 (1983).
23. В. Шикин, *ФНТ* **42**, 23 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 17 (2016)].
24. A. Matthews, K. Kavokin, A. Usher, M.E. Portnoi, M. Zhu, J.D. Gething, M. Elliott, W.G. Herrenden-Harker, K. Phillips, D.A. Ritchie, M.Y. Simmons, C.B. Sorensen, O.P. Hansen, O.A. Mironov, M. Myronov, D.R. Leadley, and M. Henini, *Phys. Rev. B* **70**, 075317 (2004).
25. V. Dolgoplov, A. Shashkin, J. Broto, H. Rakoto, and S. Askenazy, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5566 (2001).
26. B. Jeanneret, B. Hall, and H. Buhmann, *Phys. Rev. B* **51**, 9752 (1995).
27. V. Dolgoplov, A. Shashkin, N. Zhitenev, S.I. Dorozhkin, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **46**, 12560 (1992).

Acoustic edge magnetoplasmons and quantum Hall effect

V. Shikin and S. Nazin

Coupling between non-equilibrium properties of integer channels and 2D acoustic edge magnetoplasmons (EMP) under quantum Hall effect conditions is discussed. It is shown, that in presence of integer strip near the edge of 2D system with the soft electron density profile some of 2D acoustic EMP have to be “killed”. Such an effect really exists It could be useful for diagnostic of integer channel properties as a function of finite external frequency.

PACS: 73.20.Mf Collective excitations (including excitons, polarons, plasmons and other charge-density excitations);
73.43.Lp Collective excitations.

Keywords: magnetoplasmons, Karbino disk, quantum Hall effect.