

Структура межподзонных коллективных возбуждений в квазидвумерных системах в магнитном поле

В. Е. Бисти

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 23 ноября 2000 г.

Проведен расчет спектра межподзонных коллективных возбуждений спиновой и зарядовой плотности в системе квазидвумерных электронов в магнитном поле при $\nu \leq 10$ (ν – фактор заполнения). Рассмотрены как переходы без изменения уровня Ландау, так и переходы с изменением уровня Ландау (бернштейновские моды). Показано, что все рассмотренные возбуждения имеют многомодовую структуру; число мод определяется фактором заполнения. Рассмотрены также дисперсия и взаимодействие коллективных возбуждений при малых квазиимпульсах. Указаны возможности наблюдения многомодовой структуры.

PACS: 73.20.Mf, 74.40.Hm

Квазидвумерные электронные системы являются постоянным объектом исследований в течение уже нескольких последних десятилетий. В частности, особый интерес представляют специфические для таких систем коллективные возбуждения, обусловленные наличием в них нескольких подзон размерного квантования. Основные коллективные возбуждения, связанные с межподзонными переходами, – волны зарядовой плотности (CDE) и волны спиновой плотности (SDE) – исследованы в отсутствие магнитного поля достаточно широко как теоретически, так и экспериментально [1–8]. Теоретические методы, используемые для их описания, – приближение случайных фаз (RPA) [1, 2], приближение локальной плотности (LDA) [3, 4], а также прямые вариационные методы [5–7].

При изучении квазидвумерных систем в магнитном поле рассматривались как основные возбуждения без изменения уровня Ландау (CDE и SDE), так и комбинированные межподзонно-циклотронные бернштейновские моды (ISBM) [9–14]. Теоретическое рассмотрение этой проблемы в рамках RPA и LDA [9, 10] не объясняет всех экспериментальных результатов последних лет [12–14], полученных методом резонансного комбинационного рассеяния. Так, в работе [14], посвященной изучению CDE и SDE в сильных магнитных полях, была обнаружена существующая при $\nu \leq 2$ новая неполяризованная линия, появляющаяся при $\nu = 2$ вблизи линии SDE.

В предыдущей работе автора [15] был проведен расчет спектра межподзонных коллективных возбуждений в пределе сильного поля при $\nu \leq 4$ прямым методом в приближении Хартри – Фока. Было показано

появление при $\nu = 2$ двух близко расположенных линий, что согласуется с результатами работы [14].

В данной работе метод, предложенный для расчета коллективных возбуждений в сильных магнитных полях, применен для расчета спектров различных типов межподзонных возбуждений в широком диапазоне магнитных полей для различных значений квазиимпульсов. Рассчитаны спектры межподзонных возбуждений при малых \mathbf{k} для $\nu \leq 10$, $\Delta n = 0, \pm 1, \pm 2$ (Δn – изменение номера уровня Ландау). Показано, что как бернштейновские моды (возбуждения с $\Delta n \neq 0$), так и возбуждения с $\Delta n = 0$ имеют многомодовую структуру; при заполнении нового уровня Ландау появляются новые моды. Рассмотрена зависимость полученных мод от квазиимпульса. Проведены оценки сравнительной интенсивности комбинационного рассеяния на различных модах.

Спектр межподзонных коллективных возбуждений в зависимости от величины магнитного поля H ищется при следующих условиях:

1) в системе имеются 2 подзоны размерного квантования, влиянием остальных подзон можно пренебречь. Плотность двумерных электронов n_s такова, что нижняя подзона E_0 заполнена, а следующая, E_1 , пуста. Энергии E_0 и E_1 вычислены в приближении Хартри, $E_{10} = E_1 - E_0$;

2) приложено магнитное поле H , направленное перпендикулярно двумерному слою. Рассматривается область магнитных полей, для которых $\nu \leq 10$;

3) учитываются только процессы без переворота спина; для простоты полагаем g -фактор электронов $g = 0$ ($\mu_0 g \ll T$, T – температура системы), но спиновое вырождение в расчет включается;

4) рассматривается длинноволновый предел $ka \ll 1$, $ka_H \ll 1$ (a – ширина квантовой ямы, $a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$ – магнитная длина);

5) масштабы энергии таковы, что $\delta E \ll T \ll \Delta E$ (ΔE – характерное расстояние между уровнями в системе, δE – ширина уровней Ландау, существующая вследствие взаимодействия с примесями).

Энергии коллективных возбуждений являются полюсами полного поляризационного оператора $\Pi(\mathbf{k}, \omega)$. Так как в длинноволновом пределе межподзонные и внутриволновые возбуждения можно рассматривать независимо, рассмотрим межподзонный поляризационный оператор

$$\begin{aligned} \Pi_{01}(\mathbf{k}, \omega) &= \sum_{n, n', \sigma} \Pi_{0n, 1n', \sigma}(\mathbf{k}, \omega) = \\ &= \sum_{n, n', \sigma} \sum_{m, m', \sigma'} \Pi_{0n, 1n', \sigma}^{0m, 1m', \sigma'}(\mathbf{k}, \omega), \end{aligned} \quad (1)$$

m, m', n, n' – номера уровней Ландау.

При целочисленном факторе заполнения все вырожденные по энергии уровни Ландау заполнены с вероятностью единица. Предполагаем, что и при произвольном факторе заполнения уровни Ландау заполнены равновероятно вследствие того, что их ширина мала по сравнению с температурой; в остальном будем пользоваться техникой функций Грина для $T = 0$ (выполнено условие 5). Сравнение E_{CD} в приближении RPA, вычисленной предложенным методом, с результатом, полученным в работе [10] с использованием температурной техники, показывает их эквивалентность при указанных предположениях.

Система уравнений для $\Pi_{0n, 1n', \sigma}$ включает суммирование лестничных и петлевых диаграмм, описывающих соответственно экситонный и деполяризационный эффекты. В одночастичных функциях Грина учитываются обменные поправки к собственной энергетической части. Эта совокупность диаграмм, соответствующая приближению Хартри – Фока, учитывалась в работах [5–7], посвященных расчету межподзонных коллективных возбуждений без магнитного поля, а также при рассмотрении возбуждений магнитоплазмонного типа в чисто двумерных системах [16, 17] и частично в работе [18] при рассмотрении экситона Мотта в квазидвумерных полупроводниках в сильном магнитном поле. В этом приближении одночастичные функции Грина в магнитном поле зависят только от частоты, а взаимодействие – только от импульсов. Поэтому взаимодействие можно усреднить по импульсам, и система становится алгебраич-

еской. Взаимодействие, определяющее деполяризационный сдвиг, имеет вид

$$\alpha_{0n, 1n', \sigma}^{0m, 1m', \sigma'}(\mathbf{k}) = V_{01}^{01}(\mathbf{k}) I_{nn'}(\mathbf{k}, 0) I_{m'm}^*(\mathbf{k}, 0) = \alpha_{nn'}^{mm'}(\mathbf{k}). \quad (2)$$

Взаимодействие, определяющее экситонные поправки:

$$\begin{aligned} \beta_{0n, 1n', \sigma}^{0m, 1m', \sigma'}(\mathbf{k}) &= \\ &= -\delta_{\sigma\sigma'} (2\pi)^{-1} \int V_{00}^{11}(\mathbf{q}) J_{nm}(\mathbf{q}) J_{n'm'}^*(\mathbf{q}) e^{ia_H^2 \mathbf{q}_y \mathbf{k}} d\mathbf{q} = \\ &= \delta_{\sigma\sigma'} \beta_{nn'}^{mm'}(\mathbf{k}), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} V_{ik}^{jl}(\mathbf{q}) &= \frac{2\pi e^2}{\varepsilon q} \int \exp(-q|z_1 - z_2|) \psi_i(z_1) \psi_k(z_1) \times \\ &\times \psi_j(z_2) \psi_l(z_2) dz_1 dz_2, \end{aligned} \quad (4)$$

$$I_{nn'}(q_x, q_y) = \int \phi_n(y) \phi_{n'}(y + q_x a_H^2) \exp(-iq_y y) dy, \quad (5)$$

i, j, k, l – индексы подзон; $\psi_i(z)$ – волновые функции электронов в направлении оси квантования; $\phi_n(y) = \pi^{-1/4} (a_H 2^n n!)^{-1/2} \exp(-y^2/2a_H^2) H_n(y/a_H)$. Ось x направлена вдоль \mathbf{k} .

При $\mathbf{k} = 0$ переходы с различными $\Delta n = n' - n$ можно рассматривать независимо. При малых \mathbf{k} (условие 4) взаимодействие уровней будет проявляться только вблизи точек пересечения. Поэтому, интересуясь определенным диапазоном энергий, можно ограничить число рассматриваемых переходов; в данной работе это переходы с $|\Delta n| \leq 2$, наблюдаемые экспериментально [11, 13]. Система уравнений для $\Pi_{0n, 1n', \sigma}$ при этом становится конечной:

$$\begin{aligned} \Pi_{0n, 1n', \sigma} &= \Pi_{0n, 1n', \sigma}^0 + \Pi_{0n, 1n', \sigma}^0 V_{0n, 1n', \sigma}^{0m, 1m', \sigma'} \Pi_{0m, 1m', \sigma'}, \\ V_{0n, 1n', \sigma}^{0m, 1m', \sigma'} &= \alpha_{nn'}^{mm'} + \beta_{nn'}^{mm'} \delta_{\sigma\sigma'}. \end{aligned} \quad (6)$$

Нулевые поляризационные операторы, включающие в себя обменные поправки,

$$\Pi_{0n, 1n', \sigma}^0 = \frac{n_{n\sigma}}{\omega - E_{10} - \Sigma_{1n'\sigma} + \Sigma_{0n\sigma} - \hbar\omega_c(n' - n)}. \quad (7)$$

Обменные поправки к одночастичным энергиям

$$\begin{aligned} \Sigma_{in\sigma} &= \sum_m \varepsilon_{nm}^{0i} n_{m\sigma}; \\ \varepsilon_{nm}^{0i} &= -(2\pi)^{-1} \int V_{0i}^{0i}(\mathbf{q}) |I_{nm}(\mathbf{q})|^2 d\mathbf{q}; \quad i = 0, 1, \end{aligned} \quad (8)$$

$n_{n\sigma}$ – плотность электронов на уровне $(0, n, \sigma)$; $\omega_c = eH/mc$ – циклотронная частота.

Для нахождения полюсов приравняем к нулю детерминант системы (6):

$$\det |\Pi_{0n,1n',\sigma}^0 V_{0n,1n',\sigma}^{0m,1m',\sigma'} - \delta_{nn'\sigma,mm'\sigma'}| = 0. \quad (9)$$

Вводя конечное затухание и решая неоднородную систему (6), можем оценить сравнительную интенсивность линий комбинационного рассеяния на найденных возбуждениях. Число мод

$$\begin{aligned} N_i(\Delta n \geq 0) &= [\nu/2] + 1; \\ N_i(\Delta n < 0) &= [\nu/2] + 1 + \Delta n, \end{aligned} \quad (10)$$

$i = cd, sd$; при отрицательных значениях N мод не существует. Заметим, что только в рассматриваемом случае, когда система неполяризована по спину ($n_{n,1/2} = n_{n,-1/2}$), происходит разделение мод на CD и SD типы, спектры которых определяются независимо, однако всегда число мод увеличивается с ростом фактора заполнения.

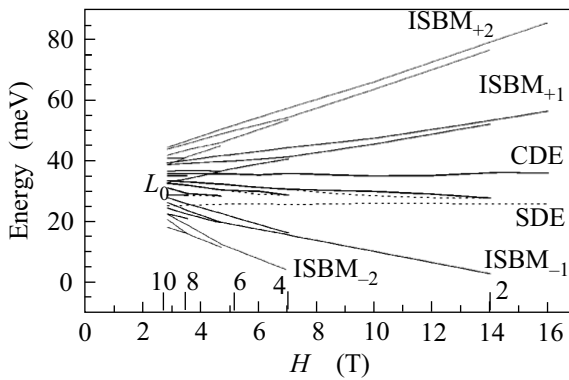


Рис.1. Зависимость энергий межподзонных коллективных возбуждений системы двумерных электронов в одиночной квантовой яме шириной 250 Å ($n_s = 6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) от величины перпендикулярного магнитного поля при $k = 0$. Над осью отмечены положения целочисленных факторов заполнения

На рис.1 показаны спектры коллективных возбуждений для прямоугольной квантовой ямы GaAs/AlGaAs ($a = 250 \text{ Å}$; $n_s = 6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) при $k = 0$ в диапазоне магнитных полей, соответствующих $\nu \leq 10$. Бернштейновские моды при $k = 0$ вырождены (энергии ISBM^{cd} и ISBM^{sd} совпадают). Энергии основных мод CDE и SDE слабо осциллируют как функции магнитного поля, совпадая при целочисленных факторах заполнения. Полученные в работе [15] новые моды (CDE1, SDE1, CDE2, SDE2

и т.д.) невырождены. Их энергии имеют вполне заметный наклон к оси H . Этот мультиплет соответствует линии L_0 , экспериментально наблюдаемой в работах [14, 11], интерпретируемой ранее как линия одночастичных возбуждений [11].

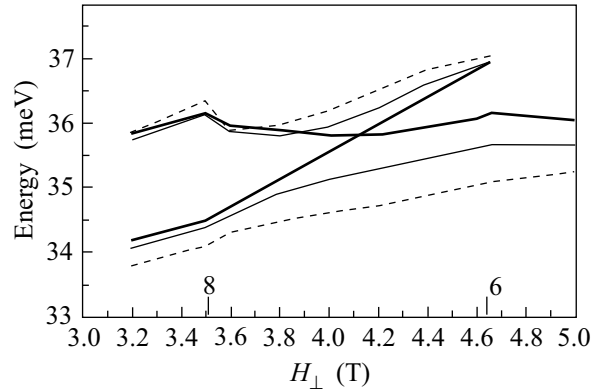


Рис.2. Зависимость энергий межподзонных коллективных возбуждений от величины магнитного поля вблизи пересечения линий CD и ISBM_{+1} для различных значений квазиимпульса. $k = 0$ (сплошные жирные линии), $k = 0.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ (сплошные тонкие), $k = 0.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ (пунктир)

Зависимость коллективных возбуждений от квазиимпульса, исследованная для тех же условий при $k \leq 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$, существенна только для CDE и области пересечения CDE и нижней из ISBM_{+1}^{cd} (вырождение ISBM^{cd} и ISBM^{sd} при этом снимается). Остальные бернштейновские моды, моды L_0 и SDE практически бездисперсионны. Рис.2 иллюстрирует влияние квазиимпульса на вид спектра. Видно, что расщепление основной CD моды и ISBM_{+1}^{cd} моды пропорционально k . Также линейную зависимость от k демонстрирует энергия CDE при $\nu < \nu_c$ (ν_c соответствует пересечению уровней). Полученная зависимость согласуется с данными экспериментов и соответствующими расчетами в LDA [13].

Оценка интенсивности комбинационного рассеяния на коллективных возбуждениях показывает, что наибольший вклад в рассеяние вносят CDE, SDE и L_0 . Бернштейновские моды значительно слабее и зависят от k . В мультиплете L_0 значительно более интенсивна нижняя пара CD и SD линий, однако при появлении новых пар линий вблизи целочисленных четных ν интенсивности сравнимы, и вероятность наблюдать дублетную структуру наибольшая. Для бернштейновских мод в каждой группе $\text{ISBM}_{\Delta n}$ интенсивность нижней линии также наибольшая, а дублетная структура может проявляться, как и для L_0 , при появлении новых мод.

Итак, в данной работе получена структура межподзонных коллективных возбуждений в магнитном поле, исследована зависимость от импульса и даны оценки вклада различных возбуждений в интенсивность линий комбинационного рассеяния. Результаты, полученные в предположении, что вырожденные по энергии уровни при низкой, но конечной температуре заполнены равновероятно, позволяют объяснить в рамках единой схемы весь спектр коллективных возбуждений, наблюдаемый экспериментально, и предсказать возможность наблюдения многомодовой структуры.

Автор выражает благодарность С.В.Иорданскому за полезные дискуссии, И.В.Кукушкину и Л.В.Кулику за постоянное внимание к работе, О.В.Волкову – за помощь в проведении численных расчетов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. J. K. Jain and S. Das Sarma, Phys. Rev. **B 36**, 5949 (1987).
2. D. H. Ehlens, Phys. Rev. **B 38**, 9706 (1988).
3. I. K. Marmoros and S. Das Sarma, Phys. Rev. **B48**, 1544 (1993).

4. A. Pinczuk, S. Smitt-Rink, G. Danan et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1633 (1989).
5. S. L. Chuang, M. S. C. Luo, S. Schmitt-Rink et al., Phys. Rev. **B46**, 1897 (1992).
6. M. S.-C. Luo, S. L. Chuang, S. Schmitt-Rink et al., Phys. Rev. **B48**, 11086 (1993).
7. J. C. Ryan, Phys. Rev. **B43**, 12406 (1991).
8. D. Gammon, B. V. Shanabrook, J. C. Ryan et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1884 (1992).
9. A. Tselis and J. J. Quinn, Phys. Rev. **B29**, 3318 (1984).
10. L. Wendler and R. Pechstedt, J. Phys: Condens. Matter. **2**, 8881 (1990).
11. G. Brosak, B. V. Shanabrook, D. Gammon et al., Phys. Rev. **B47**, 9981 (1993).
12. В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, К. фон Клитцинг и др., Письма в ЖЭТФ, **67**, 196 (1998).
13. V. E. Kirpichev, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. **B59**, 12751 (1999).
14. I. V. Kukushkin, L. V. Kulik, V. E. Kirpichev et al., Phys. Rev. 2000 (in press).
15. В. Е. Бисти, Письма в ЖЭТФ **69**, 543 (1999).
16. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
17. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. **B30**, 5655 (1984).
18. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1978).