

УДК 539.211

О ШИРИНЕ ЛИНИИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский

Исследовано влияние магнитных экситонов и примесей на форму линии циклотронного резонанса (ЦР) в двумерной системе в сильном магнитном поле. Рассмотрение проведено в рамках квазиклассического приближения. Показано, что в основном форма линии ЦР является гауссовой. При этом в области достаточно больших частот $\omega > \omega_c$ форма линии имеет существенно более слабую зависимость от частоты по сравнению с гауссовой, обусловленную кинетической энергией экситона, движущегося в поле заряженных примесей.

В настоящее время имеется большое количество работ как экспериментальных, так и теоретических, посвященных циклотронному резонансу (ЦР) в двумерных системах в сильном магнитном поле. Подробный анализ их содержится в [1]. Наблюдаемые аномалии в поведении линии ЦР (изменение ширины линии и даже ее раздвоение), по-видимому, обусловлены кулоновским взаимодействием между частицами. В то же время следует указать, что особенности в квантовом эффекте Холла вблизи дробных заполнений уровней Ландау никак не отражаются при наблюдении ЦР. Это говорит о том, что динамическая (т. е. при конечной частоте внешнего поля) проводимость двумерной системы в сильных магнитных полях обладает своими специфическими чертами. Ряд авторов [1, 2] связывает наблюдаемые аномалии в поведении линии ЦР с рассмотренными нами ранее [3] (совместно с Г. М. Элиашбергом) магнитными экситонами в двумерных (2D) системах, полагая, что форма линии ЦР определяется совместным влиянием магнитных экситонов и хаотического поля примесей. В связи с этим следует отметить работу [4], в которой рассматривалось влияние примесей и магнитных экситонов на форму линии ЦР. Однако в этой работе влияние примесей было учтено только в приближении самосогласованного поля. Целью настоящей работы является исследование влияния примесей и магнитных экситонов на форму линии ЦР в рамках квазиклассического приближения. Это предполагает, в частности, что магнитная длина $l_H = (c\hbar/eH)^{1/2}$ гораздо больше характерного масштаба изменения случайного потенциала L (им является ширина сейсера для гетероструктур). Как и в [4], мы рассматриваем случай очень больших магнитных полей, когда выполняется условие $\hbar\omega_c \gg E_{кул}$, при целом заполнении уровней Ландау (пренебрегая тем самым экранированием потенциала примесей электронами в двумерном слое). С целью исследования формы линии ЦР мы рассмотрим $\text{Im } G(\omega, \mathbf{p}=0)$, где $G(\omega, \mathbf{p})$ — функция Грина магнитного экситона при наличии случайного потенциала, создаваемого примесями.

1. Поглощение света и магнитные экситоны

С помощью стандартных методов теории возмущений [5] легко получить при $T=0$ выражение для действительной части проводимости [4], которое определяет поглощение света

$$\operatorname{Re} \varepsilon_{xx}(\omega) = \frac{n_e \nu^* \omega_c}{2m^* \omega} (n+1) \operatorname{Im} G(\omega, 0), \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса $2D$ электронов, n_e — их плотность, n — номер последнего полностью заполненного уровня Ландау, $G(\omega, 0)$ — функция Грина магнитного экситона с импульсом, равным нулю.

Магнитным экситоном называется возбуждение, состоящее из дырки в полностью заполненном уровне Ландау и электрона на следующем свободном уровне [3]. В сильном магнитном поле при конструкции волновой функции таких возбуждений с учетом кулоновского взаимодействия можно ограничиться учетом только ближайших уровней Ландау. При этом такой экситон, хотя и состоит из электрона и дырки, в сильном магнитном поле характеризуется одним двумерным импульсом \mathbf{p} и в этом смысле является как бы одночастичным образованием. Волновая функция такого экситона имеет вид

$$\Psi = \sum_{\mathbf{p}} \psi(\mathbf{p}) A_{\mathbf{p}}^+ |0\rangle, \quad A_{\mathbf{p}}^+ = \sum_{k_1, k_2} c_{\mathbf{p}}(k_1, k_2) \hat{b}_{k_1}^+ \hat{a}_{k_2},$$

где $\hat{A}_{\mathbf{p}}^+$ — оператор рождения магнитного экситона с импульсом \mathbf{p} , \hat{b}_k^+ — оператор рождения электрона с импульсом k (в калибровке Ландау) на $n+1$ -м уровне Ландау, \hat{a}_k — оператор уничтожения электрона с импульсом k на n -м уровне Ландау, состояние вакуума $|0\rangle$ соответствует полностью заполненным n уровням Ландау.

Волновая функция $\psi(\mathbf{p})$ при наличии внешнего поля удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\omega \psi(\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{p}) \psi(\mathbf{p}) + \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2} \tilde{V}(\mathbf{q}) e^{-\mathbf{q}^2/4} \left[e^{-\frac{i[\mathbf{p}, \mathbf{q}] \mathbf{n}}{2}} L_{n+1}\left(\frac{q^2}{2}\right) - e^{-\frac{i[\mathbf{p}, \mathbf{q}] \mathbf{n}}{2}} L_n\left(\frac{q^2}{2}\right) \right] \psi(\mathbf{p} - \mathbf{q}). \quad (2)$$

Здесь $L_n(x)$ — полином Лагерра, \mathbf{p} — двумерный импульс магнитного экситона ($l_H^2 p/\hbar$ определяет размер экситона), принято, что $\hbar = l_H = 1$, \mathbf{n} — единичный вектор в направлении магнитного поля, перпендикулярного плоскости $2D$ системы; $\tilde{V}(\mathbf{q})$ — Фурье-компонента потенциала, создаваемого примесями по координатам в плоскости $2D$ системы. Предполагается, что энергия взаимодействия электронов с примесями мала по сравнению с расстоянием между уровнями Ландау. Энергия экситона определяется кулоновским взаимодействием и для случая $n=0$ дается выражением [3]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \omega_c + \frac{e^2}{2\chi} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ 1 - e^{-p^2/4} \left[\left(1 + \frac{p^2}{2}\right) I_0\left(\frac{p^2}{4}\right) - \frac{p^2}{2} I_1\left(\frac{p^2}{4}\right) \right] + \sqrt{\frac{2}{\pi}} p e^{-p^2/2} \right\}, \quad (3)$$

где $I_n(x)$ — модифицированная функция Бесселя, χ — диэлектрическая проницаемость, ω_c — эффективная циклотронная частота.

Проводимость вблизи частоты ω_c определяется мнимой частью функции Грина уравнения (2), для нахождения которой может быть использована обычная «крестовая» техника [5], отличающаяся только формой затравочной волны.

Согласно имеющимся экспериментальным данным и теоретическим представлениям, плотность одночастичных состояний в гетероструктурах определяется крупномасштабными флуктуациями заряженных примесей вдали от $2D$ слоя заряженных электронов [4]. Мы примем эту точку зрения и для ширины линии циклотронного резонанса. Мы считаем, что потенциал $V(\mathbf{r})$ создается независимо распределенными заряженными примесями в слое толщины $L_2 - L_1$, отделенным от $2D$ электронов снейсером

шириной $L_1 \gg l_H$. В этом случае Фурье-компонента потенциала $\tilde{V}(\mathbf{q})$ отлична от нуля при $q \leq L_1^{-1}$, т. е. $ql_H \sim l_H/L_1 \ll 1$. Характерный импульс экситона, локализованного на масштабе $L_1 \sim L_2$, $p \sim \hbar/L_1$. Полагая экспоненты в квадратных скобках в правой части уравнения (2) единицами (сделанное приближение будет оценено ниже) и учитывая, что при малых значениях импульсов q разность

$$L_{n+1}(x) - L_n(x) \simeq -x,$$

получим, что (2) переходит в уравнение

$$\omega\psi(\mathbf{p}) = \varepsilon(p)\psi(\mathbf{p}) - \frac{1}{2} \int \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^2} q^2 \tilde{V}(\mathbf{q}) \psi(\mathbf{p} - \mathbf{q}). \quad (4)$$

Таким образом эффективным потенциалом в нашем приближении является

$$V_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = \frac{l_H^2}{2} \Delta_{\mathbf{r}} V(\mathbf{r}), \quad (5)$$

где $\Delta_{\mathbf{r}}$ — двумерный оператор Лапласа по переменным в плоскости $2D$ электронов.

Из выражения (5) следует, что среднеквадратичная флуктуация потенциала ($L \sim L_1 \sim L_2$) есть

$$\langle \langle V_{\text{eff}}^2 \rangle \rangle^{1/2} \simeq \frac{e^2 l_H^2}{4\chi L^3} (N_i L^3)^{1/2}, \quad (6)$$

где N_i — плотность заряженных примесей. Эта величина может быть существенно меньше энергии циклотронного резонанса $\hbar\omega_c$. Мы будем считать величину L достаточно большой, так что характерная «кинетическая» энергия экситона с импульсом \hbar/L мала по сравнению с флуктуационной потенциальной энергией, т. е. выполняются условия

$$\varepsilon\left(\frac{\hbar}{L}\right) - \hbar\omega_c \ll \langle \langle V_{\text{eff}}^2 \rangle \rangle^{1/2} \ll e^2/\chi l_H, \quad (7)$$

что эквивалентно условиям

$$\left(\frac{L}{l_H}\right)^4 \ll N_i L^3 \ll \left(\frac{L}{l_H}\right)^6. \quad (8)$$

Если мы рассмотрим диаграммы для функции Грина $G(\omega, 0)$, то в массовом операторе у функции Грина будут существенны только импульсы порядка \hbar/L и, следовательно, согласно неравенствам (7), при $\omega - \omega_c \sim \delta V \gg \varepsilon(1/L) - \omega_c$ можно пренебречь зависимостью функции Грина от импульсов во всех внутренних линиях, а от случайного потенциала войдут корреляторы в совпадающих точках (по существу это условие классичности). В результате плотность состояний есть

$$\text{Im } G(\omega, 0) = \pi \int \delta(\omega - \omega_c - V_{\text{eff}}(0)) P(V_{\text{eff}}(0)) dV_{\text{eff}}(0), \quad (9)$$

где величина $P(V_{\text{eff}}(0))$ — плотность вероятности найти заданное значение V_{eff} в некоторой точке, считая распределение пространственно-однородным. Так как мы считаем, что $N_i L^3 \gg 1$, а V_{eff} создается малыми вкладами от каждой из большого числа примесей, то мы находимся в условиях применимости центральной предельной теоремы и в пределах среднеквадратичной флуктуации потенциала распределение должно быть гауссовым. Этот же результат можно получить и непосредственно из пуассоновского распределения примесей, которое будет отличаться от гауссова только при очень больших энергиях $\sim \sqrt{N_i L^3}$, когда плотность числа состояний $\sim e^{-N_i L^3}$ ничтожно мала. Среднеквадратичное значение V_{eff} нетрудно вычислить для пуассоновского распределения примесей и оно есть

$$\langle V_{\text{eff}}^2 \rangle = \left(\frac{e^2 l_H^2}{4\gamma} \sqrt{\frac{\pi N_i}{L_i^3}} \right)^2 \left(1 - \frac{L_i^3}{L^3} \right). \quad (10)$$

В области значений энергий экситона $\left(\frac{e^2}{\chi L} \right)^2 \ll (\omega - \omega_c)^2 \ll N_i L^3 / V_{\text{eff}}^2$, плотность состояний принимает гауссовский вид

$$\rho(\omega) = (2\pi \langle V_{\text{eff}}^2 \rangle)^{-1/2} \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_c)^2}{2 \langle V_{\text{eff}}^2 \rangle} \right]. \quad (11)$$

Область $\omega \sim \epsilon (\hbar/L)$ исследовать довольно трудно, так как оно не является классической и требует учета кинетической энергии экситона. В следующем разделе мы специально исследуем область энергий $\omega - \omega_c \gg (\langle V_{\text{eff}}^2 \rangle)^{1/2}$ и покажем, что в этой области вычисление плотности состояний по формуле (9) становится неправильным, поскольку здесь необходимо учитывать процессы ускорения экситоном случайным полем, в результате чего плотность состояний оказывается убывающей более медленно в области $\omega > \omega_c$, чем по формуле (11), и, следовательно, конечная ширина значений энергии экситона приводит к асимметрии формы линии ЦР.

2. Асимптотика поглощения света в области экситонной зоны

Поглощение света определяется мнимой частью функции Грина экситона с импульсом, равным нулю на основании чего мы пренебрегали импульсом экситона и во всех внутренних линиях диаграмм для функции Грина. Однако при наличии случайного потенциала требование равенства нулю импульса относится только к началу или концу процесса рассеяния. Процесс ускорения экситона, хотя и слабый в медленно меняющемся поле, может существенно изменить асимптотику (11) в области больших положительных энергий, т. е. в области экситонной зоны (напомним, что, согласно неравенствам (7), ширина экситонной зоны много больше $(\langle V_{\text{eff}}^2 \rangle)^{1/2}$), что весьма естественно, так как в мнимую часть функции Грина дают вклад только реальные процессы рассеяния. Для исследования этого вопроса можно использовать подход, развитый одним из авторов для вычисления мнимой части функции Грина частицы, взаимодействующей с фононами [6].

Мы будем исходить из фейнмановской формулы для запаздывающей функции Грина экситона в виде континуального интеграла по траекториям

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') = i \int \exp[iS(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t')] D\mathbf{p}(t_1) D\mathbf{q}(t_1),$$

$$S(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') = \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}'} \mathbf{p} d\mathbf{q} - \int_t^{t'} H(\mathbf{p}, \mathbf{q}) dt_1,$$

где $H(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ — функция Гамильтона; \mathbf{q}, \mathbf{p} — координаты и импульсы экситона. Нетрудно показать, что интересующая нас мнимая часть функции Грина выражается интегралом [6]

$$\text{Im } G(\omega, \mathbf{p})|_{\mathbf{p}=0} = \int e^{iS(0, \mathbf{x}; 0, t_0) + i\omega t_0} P(V) DV D\mathbf{p} D\mathbf{q} dt_0 d\mathbf{x}, \quad (12)$$

где $P(V)$ — вероятность данной реализации случайного потенциала $V(\mathbf{r})$, а интегрирование происходит по всем значениям $V, \mathbf{p}(t), \mathbf{q}(t), t_0, \mathbf{x}$. В этой формуле мы произвели усреднение по реализациям случайного потенциала. Отметим, что для одного экситона нет разницы между причинной и запаздывающей функциями Грина.

Для нахождения функции Гамильтона $H(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ нужно обратиться к уравнению Шредингера (2) для экситона. Нужно, однако, помнить, что существенные импульсы \mathbf{p} определяются энергией экситона $\epsilon(\mathbf{p}) = \omega$, которую мы считаем лежащей в экситонной зоне, т. е. $\hbar(\omega - \omega_c) \sim e^2 / \chi l_H$, что с уче-

том плавности потенциала $L \gg l_H$ позволяет пренебречь экспонентами в операторе «потенциальной» энергии в (2) и оперировать гамильтонианом

$$\left. \begin{aligned} H(\mathbf{p}, \mathbf{q}) &= \varepsilon(p) + V_{\text{eff}}(\mathbf{q}), \\ V_{\text{eff}}(\mathbf{r}) &= \frac{l_H^2}{2} \Delta_p V(\mathbf{r}). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Как было показано в предыдущем разделе, распределение случайного потенциала V_{eff} должно быть гауссовым в интересующей нас области (для крупномасштабных флуктуаций), так что

$$P(V_{\text{eff}}) \sim \exp \left\{ -\frac{1}{2} \int R^{-1}(\mathbf{p} - \mathbf{p}') V_{\text{eff}}(\mathbf{p}) V_{\text{eff}}(\mathbf{p}') d\mathbf{p} d\mathbf{p}' \right\}, \quad (14)$$

причем Фурье-образ функции $R(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$ определяет Фурье-образ корреляционной функции

$$\langle V_{\text{eff}}(\mathbf{p}) V_{\text{eff}}(\mathbf{p}') \rangle = \int e^{i\mathbf{k}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')} \bar{R}(\mathbf{k}) \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2}, \quad (15)$$

где мы считаем коррелятор изотропным, т. е. зависящим только от $|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|$.

Считая величину $\omega - \omega_c$ большой, можно применить метод перевала для вычисления выражения (12), причем критерием применимости такого подхода будет являться большая величина действия, т. е. малость плотности состояний в этой области. Фактически это метод оптимальной флуктуации с учетом ограничения $\mathbf{p} = 0$ для функции Грина.

Систему уравнений для определения перевала получим, варьируя действие в (12) по всем переменным

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial S}{\partial t_0} &= H(\mathbf{p}, \mathbf{x}) = \omega, \quad \frac{\partial S}{\partial \mathbf{x}} = \mathbf{p} |_{t_0} = 0, \\ \frac{d\mathbf{q}}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}}, \quad \frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{q}}; \quad -i \frac{\delta}{\delta V_{\text{eff}}(\mathbf{p})} \int_0^{t_0} H dt = \int R^{-1}(\mathbf{p} - \mathbf{p}') V_{\text{eff}}(\mathbf{p}') d\mathbf{p}'. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Последнее уравнение в (16) можно разрешить относительно $V_{\text{eff}}(\mathbf{p})$ (можно, конечно, сначала выполнить гауссово интегрирование по V_{eff} в (12) и варьировать по оставшимся переменным, результаты, естественно, одинаковы),

$$\left. \begin{aligned} H(\mathbf{p}, \mathbf{q}) &= \varepsilon(p) + V_{\text{eff}}^{(\text{онт})}(\mathbf{q}), \\ V_{\text{eff}}^{(\text{онт})}(\mathbf{q}) &= -i \int_0^{t_0} R(\mathbf{q} - \mathbf{q}(t)) dt, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

и уравнения движения примут вид

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \frac{\partial \varepsilon(p)}{\partial \mathbf{p}}, \quad \frac{d\mathbf{p}}{dt} = i \frac{\partial}{\partial \mathbf{q}(t)} \int_0^{t_0} dt' R(\mathbf{q}(t) - \mathbf{q}(t')). \quad (18)$$

Эти уравнения имеют статическое решение $\mathbf{q} = \mathbf{q}_0$, $p = 0$ (в предположении, что производные $R(q)$ при $q=0$ обращаются в нуль), что с учетом закона сохранения энергии $H(\mathbf{p}(t), \mathbf{q}(t)) = \omega$, выполняющегося для уравнений (16), определяет значение t_0 и дает обычный гауссов вид для плотности состояний (11).

Это решение, однако, непригодно при $\omega > \omega_c$, когда имеется другая седловая точка, дающая основной вклад в плотность состояний. Для того чтобы его найти, заметим, что если положить величины

$$p_x, \xi = \frac{q_x}{i}, \quad \tau = \frac{t}{i}, \quad \pi = \frac{p_y}{i}, \quad q_y \quad (19)$$

вещественными (выбор осей произволен ввиду изотропии функции $R(\rho)$), то энергия H будет вещественной (даже из полного гамильтониана, соот-

ветствующего (2) и из уравнений движения (16) выпадает i и они становятся действительными). Таким образом, имеется комплексная седловая точка для интеграла (12). Мы не будем на этом останавливаться, но можно показать, что путь интегрирования можно сместить так, чтобы он проходил через эту точку и она дает основной вклад в интеграл (12).

Для того чтобы проиллюстрировать, как устроена перевальная траектория, рассмотрим гауссову форму для коррелятора $R(\rho)$, когда

$$R(\rho - \rho') = \langle V_{\text{eff}}^{(0)} \rangle \exp \left[-\frac{(\rho - \rho')^2}{2L^2} \right]. \quad (20)$$

Для гамильтониана в виде (13) траектория является отрезком прямой $0 \leq \xi \leq \xi_0$, $q_y = 0$, причем направление этой прямой произвольно в силу изотропии функции $R(\rho)$.

Траектория устроена так, что импульс $p=0$, а величина $(\xi - \xi')^2$ максимальна на ее концах, где сила $dp/d\tau$ достигает максимума.

Здесь уместно оценить законность пренебрежения членами $[p, q,]n$ в экспонентах интегрального члена в уравнении Шредингера (2), которые приводят к сдвигу в аргументе потенциала $V\left(\rho \pm \frac{l_H^2}{2\hbar} [p, n]\right)$. Относительная величина этого сдвига есть

$$\frac{l_H^2 p}{\hbar \xi_0} \sim \left(\frac{p^2}{m^* \hbar \omega_c} \right) \frac{1}{(\omega - \omega_c) \tau_0} \ll 1.$$

В последнем выражении первый множитель мал по предположению и, кроме того, мы увидим, что и $(\omega - \omega_c) \tau_0 \gg 1$. Сдвиг аргументов малосуществен потому, что все определяется большими расстояниями $\xi_0 \gg L$ порядка характерного радиуса корреляции потенциала.

Если в рассматриваемой области энергий функция $\varepsilon(p)$ имеет простой монотонный вид ($d\varepsilon/dp > 0$), то и траектория $\xi(\tau)$ тоже будет иметь монотонный вид. Схематический вид потенциальной энергии для оптимальной флуктуации изображен на рисунке. Она быстро убывает вблизи начала и конца траектории экситона, так что можно считать, что $\varepsilon(p) \simeq \omega$, $p \simeq p(\omega)$ на большей части траектории.

Величина τ_0 определяется из условия

$$\omega - \varepsilon(0) = \omega - \omega_c = \int_0^{\xi_0} R(\xi - \xi') d\tau'.$$

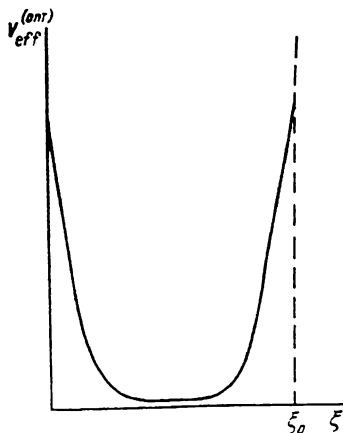
Согласно (3), скорость $v_0 = \left. \frac{d\varepsilon}{dp} \right|_{p=0} = e^2/2\chi\hbar$. Полагая $\xi = \xi_0 + v_0(\tau - \tau_0)$, получим соотношение

$$\xi_0^2 \simeq 2L^2 \ln \left[\frac{(\omega - \omega_c) v_0 \hbar^2}{L \langle V_{\text{eff}}^2 \rangle} \right]. \quad (21)$$

Значение экспоненты, определяющей плотность состояний в этой энергетической области, есть

$$\rho(\omega) \simeq \exp \left[\frac{1}{\hbar} \left[-\omega \tau_0 - \int_0^{\xi_0} p d\xi + \int_0^{\tau_0} H d\tau \right] \right] = \exp \left(-\frac{1}{\hbar} \int_0^{\xi_0} p d\xi \right) \simeq \exp \left[-\frac{p(\omega) \xi_0(\omega)}{\hbar} \right].$$

Мы воспользовались тем обстоятельством, что $p \simeq p(\omega)$ на большей части оптимальной траектории. При этом конкретный вид коррелятора $R(\rho)$ существен только для нахождения величины $\xi_0(\omega)$. Для коррелятора в виде (20) с помощью соотношения (21) получим, что при $\omega > \omega_c$



$$\rho(\omega) \sim \exp \left\{ -\sqrt{2} L \frac{\omega - \omega_c}{v_0} \left[\ln \frac{(\omega - \omega_c) v_0 \hbar^2}{L \langle V_{\text{eff}}^2 \rangle} \right]^{1/2} \right\}, \quad (22)$$

т. е. плотность состояний убывает значительно медленнее, чем при гауссовом виде, причем смена законов зависимости от энергии от гауссова к виду (22) происходит при $\hbar(\omega - \omega_c) \sim \langle V_{\text{eff}}^2 \rangle \left(\frac{e^2}{\chi l_H} \right)^{-1}$. Если же определять корреляционную функцию (15) исходя из пуассоновского распределения примесей, полагая $V(\mathbf{r}) = \sum_i v(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$, где

$$v(\mathbf{r}) = \frac{e^2}{\gamma(\rho^2 + z^2)^{1/2}},$$

и считая примеси равномерно и независимо распределенными в слое толщиной $L_2 - L_1$ на расстоянии L_1 от $2D$ электронов, то для коррелятора (15) получим выражение

$$R(\rho) = N_i \left(\frac{e^2 l_H^2}{2\chi} \right)^2 \left[\frac{8L_1^2 - \rho^2}{(4L_1^2 + \rho^2)^{3/2}} - \frac{8L_2^2 - \rho^2}{(4L_2^2 + \rho^2)^{3/2}} \right]. \quad (23)$$

Очевидно, что при таком виде корреляционной функции большие положительные значения потенциала расположены вблизи полюсов функции $R(\rho)$, т. е. величина ξ_0 есть $2L_1$ и вместо выражения (22) получаем, что

$$\rho(\omega) \sim \exp \left(-\frac{2L(\omega - \omega_c)}{v_0} \right). \quad (24)$$

В случае пуассоновского распределения примесей нетрудно показать, что стандартным способом определенный параметр асимметрии функции распределения по частотам есть

$$\lambda = \frac{\langle V_{\text{eff}}^3 \rangle}{(\langle V_{\text{eff}}^2 \rangle)^{3/2}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_i} L^3},$$

т. е. асимметрия, вызываемая кинетической энергией экситона, гораздо больше.

В заключение сформулируем основные результаты, полученные в работе. Нами показано, что в модели, когда потенциал медленно меняется на расстояниях порядка магнитной длины l_H и при выполнении условий (7), наложенных на величину концентрации заряженных примесей, в основном форма линии циклотронного резонанса описывается гауссовой формой (11). Асимметрия возникает при частотах, превосходящих среднеквадратичную флуктуацию случайного потенциала. При этом в области достаточно больших частот форма линии сохраняет гауссов вид при $\omega < \omega_c$ и имеет существенно более слабую зависимость от частоты при $\omega > \omega_c$, обусловленную кинетической энергией магнитных экситонов (возникшую благодаря взаимодействию частиц друг с другом), движущихся в потенциальном поле заряженных примесей.

Л и т е р а т у р а

- [1] Schlezinger Z., Wang W. I., MacDonald A. H. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 4, p. 73—76.
- [2] Batke E., Tu C. W. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 23, p. 2474—2477.
- [3] Бычков Ю. А., Иорданский С. В., Элиашберг Г. М. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 3, с. 152—155.
- [4] Kallin C., Halperin B. I. Phys. Rev., 1985, vol. B31, N 6, p. 3635—3647.
- [5] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962. 443 с.
- [6] Иорданский С. В., Орлов Ю. Н. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 6 (12), с. 2076—2086.