

# МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В ЛАТЕРАЛЬНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

*Р. З. Витлина<sup>a</sup>, Л. И. Магарилл<sup>a,b</sup>, А. В. Чаплик<sup>a,b\*</sup>*

<sup>a</sup> *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>b</sup> *Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 28 ноября 2010 г.

Рассматриваются низкочастотные магнитоплазменные моды в одномерной латеральной сверхрешетке с учетом рашбовского спин-орбитального расщепления. Такие моды соответствуют осцилляциям, связанным с виртуальными переходами внутри уровня Ландау, которые становятся возможными вследствие уширения каждого уровня Ландау в зону, вызванную потенциалом сверхрешетки. Выявлена специфика одномерных межподзонных плазмонов, возникающих в такой системе.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В низкоразмерных системах, содержащих многокомпонентную электронную плазму, возможны коллективные колебания двух типов. Один из них соответствует флуктуациям плотности каждой компоненты (например, подзоны поперечного квантования в квантовой яме или проволоке), которые связаны между собой лишь кулоновским взаимодействием при сохранении числа частиц в каждой из компонент. Такие плазмоны называются внутриподзонными и делятся на оптические и акустические. В простейшем случае двух подзон им соответствуют синфазные и антифазные колебания плотности. Второй тип плазменных колебаний сопровождается переходами электронов между подзонами и называется поэтому межподзонными плазмонами; он характеризуется щелью в законе дисперсии: при нулевом импульсе частота равна расстоянию между уровнями одночастичного спектра плюс деполяризационный сдвиг.

При учете спин-орбитального взаимодействия электронная плазма становится двухкомпонентной. В магнитном поле, нормальном к плоскости двумерной плазмы, каждый уровень Ландау расщепляется на два, а потенциал латеральной сверхрешетки

размывает эти уровни в подзоны. Как будет показано в предлагаемой работе, плазменные колебания в такой системе обладают значительной спецификой. Во-первых, в дисперсии межподзонных плазмонов (МПП) отсутствует деполяризационный сдвиг. Во-вторых, каждой паре подзон соответствует не одна, а две ветви МПП, что обусловлено спецификой одномерного случая: замагниченные электроны в поле одномерной периодической сверхрешетки ведут себя как одномерные частицы, т. е. у них сохраняется одна из компонент импульса. Физические причины возникновения второй незатахующей ветви МПП объяснены в работе авторов [1].

## 2. ГАМИЛЬТониАН И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР СИСТЕМЫ

В присутствии нормального к плоскости структуры магнитного поля  $\mathbf{B}$  двумерная система описывается гамильтонианом

$$H_0 = \pi^2/2m. \quad (1)$$

Здесь  $\pi = \mathbf{p} - e\mathbf{A}/c$ ,  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал ( $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$ ,  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ ),  $m$  — эффективная масса,  $e$  — заряд электрона. Волновые функции и собственные значения гамильтониана (1) имеют вид

\*E-mail: chaplik@isp.nsc.ru

$$\Psi_{N,\sigma,k}^{(0)}(\mathbf{r}) = \frac{e^{iky}}{\sqrt{La}} \phi_N \left( \frac{x + ka^2}{a} \right) \chi_\sigma, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{N,\sigma,k}^{(0)} = \omega_c \left( N + \frac{1}{2} \right),$$

где  $N = 0, 1, 2, \dots$  — номер уровня Ландау,  $\sigma = \pm$  — спиновое квантовое число,  $k$  — импульс вдоль оси  $y$ ,  $\phi_N$  — нормированные безразмерные осцилляторные функции,  $a$  — магнитная длина,  $L$  — нормировочный размер системы по оси  $y$ ,

$$\chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Полагаем, что спин-орбитальное взаимодействие (СОВ)  $H_{SO} = \alpha(\sigma_x \pi_y - \sigma_y \pi_x)$  ( $\alpha$  — параметр Рашба) и потенциал сверхрешетки  $V_{SL} = V_0 \cos(2\pi x/d)$  ( $d$  — период сверхрешетки) являются возмущением к гамильтониану (1). Мы будем рассматривать случай достаточно сильного магнитного поля, когда заполнен только нулевой уровень Ландау, т. е. предполагать, что фактор заполнения  $\nu = 2\pi n_s a^2 \leq 2$  ( $n_s$  — концентрация электронов). В отсутствие возмущения имеется дважды вырожденный по спину уровень Ландау с энергией  $\omega_c/2$  ( $\omega_c = |e|B/mc$  — циклотронная частота, здесь и в дальнейшем полагаем  $\hbar = 1$ ), который вырожден также и по  $k$ .

Поскольку мы имеем дело с вырожденным уровнем, для нахождения спектра электрона с учетом возмущения  $U = H_{SO} + V_{SL}$  приходится решать секулярное уравнение. Для этого нужно вычислить матричные элементы  $U_{0\sigma k;0\sigma' k}$ , но поскольку  $(H_{SO})_{0\sigma k;0\sigma k} \equiv 0$ ,  $(V_{SL})_{0\pm k;0\mp k} \equiv 0$ , в секулярном уравнении следует сделать замену

$$U_{N\sigma;N'\sigma'} \rightarrow \tilde{U}_{N\sigma;N'\sigma'} \equiv U_{N\sigma;N'\sigma'} + \sum_{N''\sigma''} \frac{U_{N\sigma;N''\sigma''} U_{N''\sigma'';N'\sigma'}}{\varepsilon_{N\sigma}^{(0)} - \varepsilon_{N''\sigma''}^{(0)}}. \quad (4)$$

(Индекс « $k$ » в формуле (4) опущен, так как матричные элементы по нему диагональны.) Недиagonальные матричные элементы  $\tilde{U}_{0\pm;0\mp}$  равны

$$\tilde{U}_{0\pm;0\mp} = -\frac{1}{\omega_c} ((H_{SO})_{0+;1-} (V_{SL})_{1-;0-} + (V_{SL})_{0+;1+} (H_{SO})_{1+;0-}) = -\frac{2\alpha\pi V}{d\omega_c} \sin(tka). \quad (5)$$

Для диагональных элементов  $\tilde{U}_{0\pm;0\pm}$  находим, что

$$\tilde{U}_{0\pm;0\pm} = V \cos(tka) - \frac{|(H_{SO})_{0\mp;1\pm}|^2}{\omega_c} = \begin{cases} V \cos(tka), \\ V \cos(tka) - 2\varepsilon_R, \end{cases} \quad (6)$$

где  $\varepsilon_R = m\alpha^2$ ,  $V = V_0 \exp(-t^2/4)$ ,  $t = 2\pi a/d$ . Секулярное уравнение имеет вид

$$\begin{vmatrix} \varepsilon - \tilde{U}_{0+;0+} & \tilde{U}_{0+;0-} \\ \tilde{U}_{0-;0+} & \varepsilon - \tilde{U}_{0-;0-} \end{vmatrix} = 0. \quad (7)$$

Решение уравнения (7) дает энергию спиновых подзон на нулевом уровне Ландау (индекс «нуль» опускаем, энергию отсчитываем от  $\omega_c/2$ ):

$$\varepsilon_{\pm,k} = V \cos(tka) - \varepsilon_R \pm \sqrt{\varepsilon_R^2 + \left( \frac{2\alpha\pi V}{d\omega_c} \sin(tka) \right)^2}. \quad (8)$$

В дальнейшем будем предполагать выполнение условия

$$\frac{2\pi V}{adm\omega_c} \ll 1, \quad (9)$$

тогда для спиновых подзон электронного спектра на нулевом уровне Ландау имеем

$$\varepsilon_{+,k} = V \cos(tka), \quad \varepsilon_{-,k} = -2\varepsilon_R + V \cos(tka). \quad (10)$$

В отсутствие латеральной решетки формулы (10) можно получить из точных выражений для спектра в магнитном поле в двумерной системе с рашбовским СОВ в приближении  $\gamma = \sqrt{2}m\alpha a \ll 1$  из работы [2] (см. также формулу (2) из работы [3]).

### 3. СПЕКТР ПЛАЗМОНОВ

Количество и свойства возникающих в данной системе плазмонных ветвей существенно зависят от наличия или отсутствия перекрытия уширенных сверхрешеткой спиновых подзон и положения уровня Ферми  $E_F$ . Перекрытия не существует при  $\varepsilon_R > V$ , когда между спиновыми подзонами есть щель, равная  $2(\varepsilon_R - V)$ . Спиновые подуровни перекрываются при условии  $\varepsilon_R < V$ . Ширина области перекрытия равна  $2(V - \varepsilon_R)$ . Будем считать, что соотношение между  $\varepsilon_R$  и  $V$  произвольно, но при этом полагаем выполненными условия  $\varepsilon_R, V \ll \omega_c$ .

Дисперсионное уравнение, определяющее спектр плазмонов, имеет вид

$$1 + \frac{2\pi e^2}{\kappa q} \Pi(\omega, \mathbf{q}) = 0, \quad (11)$$

где в приближении самосогласованного поля поляризационный оператор  $\Pi(\omega, \mathbf{q})$  дается выражением

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{1}{S} \times \sum_{N\sigma k; N'\sigma'k'} \frac{(f_{N\sigma k} - f_{N'\sigma'k'}) |J_{N\sigma k; N'\sigma'k'}(\mathbf{q})|^2}{\omega - \varepsilon_{N\sigma k; N'\sigma'k'} + i\delta}. \quad (12)$$

Здесь  $f_{N\sigma k} \equiv f(\varepsilon_{N\sigma k})$  — функция Ферми,  $\varepsilon_{N\sigma k; N'\sigma'k'} = \varepsilon_{N\sigma k} - \varepsilon_{N'\sigma'k'}$ ,  $\omega, \mathbf{q}$  — частота и волновой вектор плазмона,  $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ ,  $\kappa$  — фоновая диэлектрическая постоянная,  $S$  — нормировочная площадь системы. Входящий в формулу (12) квадрат модуля матричного элемента  $J(\mathbf{q}) = e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}$  можно представить в виде

$$|J_{N\sigma k; N'\sigma'k'}(\mathbf{q})|^2 = \delta_{k, k'+q_y} I_{N\sigma; N'\sigma'}^2(u). \quad (13)$$

Для величин  $I_{0\sigma; 0\sigma'}$  имеем

$$I_{0+; 0+} = I_{0-; 0-} = e^{-u/2}, \\ I_{0+; 0-} = I_{0-; 0+} = \sqrt{2 \frac{\varepsilon_R u e^{-u}}{\omega_c}}, \quad (14)$$

где  $u = q^2 a^2/2$ ,  $q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$ . Удобно представить  $\Pi(\omega, \mathbf{q})$  в виде суммы двух слагаемых:

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \Pi^0(\omega, \mathbf{q}) + \tilde{\Pi}(\omega, \mathbf{q}), \quad (15)$$

где  $\Pi^0(\omega, \mathbf{q})$  соответствует переходам внутри нулевого уровня Ландау, а  $\tilde{\Pi}(\omega, \mathbf{q})$  отвечает за переходы в состояния с  $N \neq 0$ . Следуя определению поляризационного оператора (12), представим  $\tilde{\Pi}$  в виде

$$\tilde{\Pi}(\omega, \mathbf{q}) = \frac{1}{S} \times \sum_{N \neq 0, k, \sigma, \sigma'} \frac{2f_{0, \sigma, k \varepsilon_{0, \sigma, k; N, \sigma', k-q_y}} |I_{0, \sigma; N, \sigma'}(\mathbf{q})|^2}{\omega^2 - \varepsilon_{0, \sigma, k; N, \sigma', k-q_y}^2 + i\delta}. \quad (16)$$

Будем пренебрегать уширением уровней Ландау за счет решетки по сравнению с расстоянием между ними ( $V \ll \omega_c$ ). Кроме того, поскольку энергия рассматриваемых плазмонов соответствует переходам между подзонами нулевого уровня Ландау, в приведенном выше выражении можно положить  $\omega = 0$ . Тогда для  $\tilde{\Pi}(\omega, \mathbf{q})$  получаем

$$\tilde{\Pi}(\omega, \mathbf{q}) \approx \frac{\nu m}{\pi} \exp(-u) \sum_N \frac{u^N}{N N!} = \frac{\nu m}{\pi} F(u), \quad (17)$$

где  $F(u) = (Ei(u) - C - \ln u)e^{-u}$ ,  $Ei(u)$  — интегральная показательная функция,  $C$  — константа Эйлера. Вклад от нулевого уровня Ландау  $\Pi^0(\omega, \mathbf{q})$ , в свою очередь, можно также представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\Pi^0(\omega, \mathbf{q}) = \Pi_1(\omega, \mathbf{q}) + \Pi_2(\omega, \mathbf{q}), \quad (18)$$

в которой разделены диагональные и недиагональные по спиновым индексам составляющие. При  $\alpha = 0$  слагаемое  $\Pi_2(\omega, \mathbf{q})$  исчезает. Окончательно дисперсионное уравнение (11) приобретает вид

$$1 + \frac{2\pi e^2}{\kappa q} \left( \frac{\nu m}{\pi} F(u) + \Pi_1(\omega, \mathbf{q}) + \Pi_2(\omega, \mathbf{q}) \right) = 0. \quad (19)$$

Входящие в формулу (19) поляризационные операторы  $\Pi_1, \Pi_2$  можно представить следующим образом:

$$\Pi_1(\omega, \mathbf{q}) = -\frac{\omega_c m e^{-u}}{4\pi^2} \times \sum_{\lambda=\pm, \mu=\pm} \left[ \Phi(y_\lambda, \omega, V(1 - \cos(q_y at)), \mu V \sin(q_y at)) - \Phi(y_\lambda, \omega, -V(1 - \cos(q_y at)), \mu V \sin(q_y at)) \right], \quad (20)$$

$$\Pi_2(\omega, \mathbf{q}) = -\frac{\varepsilon_R q^2 e^{-u}}{4\pi^2 \omega_c} \sum_{\lambda=\pm, \mu=\pm} \left[ \Phi(y_\lambda, \omega - 2\lambda \varepsilon_R, V(1 - \cos(q_y at)), \mu V \sin(q_y at)) - \Phi(y_\lambda, \omega + 2\lambda \varepsilon_R, -V(1 - \cos(q_y at)), \mu V \sin(q_y at)) \right]. \quad (21)$$

Величины  $y_\pm$  связаны с факторами заполнения  $\nu_\pm$  в ( $\pm$ )-зонах (10) соотношением  $y_\pm = \pi(1 - \nu_\pm)$ . В формулах (20), (21) функция  $\Phi(v, z, b, c)$  дается интегралом

$$\Phi(v, z, b, c) = \int_v^\pi \frac{dy}{z + b \cos y + c \sin y}. \quad (22)$$

Ее вещественная часть имеет вид

$$\text{Re}(\Phi(v, z, b, c)) = \frac{\pi \theta(z^2 - b^2 - c^2)}{\sqrt{z^2 - b^2 - c^2}} \times \left( \text{sign}(z-b) - \frac{2}{\pi} \arctg \left( \frac{(z-b) \text{tg}(v/2) + c}{\sqrt{z^2 - b^2 - c^2}} \right) \right) - \frac{\theta(b^2 + c^2 - z^2)}{\sqrt{b^2 + c^2 - z^2}} \times \ln \left| \frac{(z-b) \text{tg}(v/2) + c - \sqrt{b^2 + c^2 - z^2}}{(z-b) \text{tg}(v/2) + c + \sqrt{b^2 + c^2 - z^2}} \right|, \quad (23)$$

где  $\theta(x)$  — ступенчатая функция Хевисайда. Мнимую часть функции  $\Phi(v, z, b, c)$  можно представить как

$$\begin{aligned} \text{Im}(\Phi(v, z, b, c)) &= -\pi \int_v^\pi \delta(z + b \cos y + c \sin y) dy = \\ &= -\pi \sum_i \frac{1}{|c \cos y_i - b \sin y_i|}, \end{aligned} \quad (24)$$

где  $y_i$  — корни функции  $(z + b \cos y + c \sin y)$ , лежащие внутри интервала  $(v, \pi)$ .

Нетрудно показать, что связь энергии Ферми  $E_F$  с фактором заполнения  $\nu$  дается следующими выражениями:

$$E_F(\nu) = \begin{cases} -2\varepsilon_R - V \cos(\pi\nu), & 0 < \nu < \nu_2, \\ -\varepsilon_R - \left| \text{ctg} \left( \frac{\pi\nu}{2} \right) \right| \sqrt{V^2 \sin^2(\pi\nu/2) - \varepsilon_R^2}, & \nu_2 < \nu < 1, \\ -\varepsilon_R + \left| \text{ctg} \left( \frac{\pi\nu}{2} \right) \right| \sqrt{V^2 \sin^2(\pi\nu/2) - \varepsilon_R^2}, & 1 < \nu < \nu_1, \\ V \cos(\pi\nu), & \nu_1 < \nu < 2. \end{cases} \quad (25)$$

Уровень Ферми лежит в области перекрытия, если фактор заполнения удовлетворяет условию  $\nu_2 < \nu < \nu_1$ , где

$$\begin{aligned} \nu_1 &= 1 + \frac{2}{\pi} \arcsin \left( \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_R}{V}} \right) \theta(V - \varepsilon_R), \\ \nu_2 &= \frac{2}{\pi} \arccos \left( \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_R}{V}} \right) \theta(V - \varepsilon_R) + \theta(\varepsilon_R - V). \end{aligned} \quad (26)$$

В отсутствие перекрытия подзон ( $\varepsilon_R > V$ )  $\nu_1 = \nu_2 = 1$ .

Для определения плазмонного спектра необходимо решить дисперсионное уравнение (19). Это уравнение достаточно сложное и при произвольном  $q$  допускает лишь численное решение.

Аналитическое исследование поведения ветвей плазмонного спектра возможно при малых  $q$ . Начнем с оптической ветви, которая при  $q \rightarrow 0$  ведет себя корневым образом,  $\omega_{opt} = \beta \sqrt{q}$ . В уравнении (19) положим  $\omega = \beta \sqrt{q}$  и в пределе  $q \rightarrow 0$  получим для  $\beta$  следующее уравнение:

$$\beta^2 - 4a^2 \sin^2(\varphi) V \pi (\sin(\pi\nu_+) + \sin(\pi\nu_-)) / a_B m d^2 = 0. \quad (27)$$

Здесь  $\varphi$  — угол между вектором  $\mathbf{q}$  и осью  $x$ . Эта ветвь порождается сверхрешеткой, она существует при любых заселенностях подзон  $\nu_\pm$  независимо от наличия или отсутствия перекрытия и соответствует формуле (8) работы [4] при  $N = 0$ .

Акустическая ветвь при малых  $q$  линейна:  $\omega_{ac} = s_{ac} q$ . Чтобы найти  $s_{ac}$ , подставляем в формулу (19)  $\omega = s_{ac} q$  и в пределе  $q \rightarrow 0$  имеем для  $s_{ac}$

$$s_{ac}^2 = \frac{4\pi^2 a^4 V^2}{d^2} \sin^2(\varphi) \sin(\pi\nu_+) \sin(\pi\nu_-). \quad (28)$$

Это решение существует, если факторы заполнения подзон не равны ни нулю, ни единице, что возможно только при наличии области перекрытия подзон и тогда, когда уровень Ферми лежит в этой области. Из формулы (28) видно, что если нижняя подзона заполнена полностью ( $\nu_- = 1$ ) или верхняя пуста ( $\nu_+ = 0$ ), то акустическая ветвь исчезает. Соответственно, в оптической ветви (27) при тех же значениях  $\nu_\pm$  отсутствуют вклады как пустой, так и полностью заполненной подзон.

При малых  $q$  межподзонные плазмонные ветви будем искать в виде  $\omega = 2\varepsilon_R + sq$ . После подстановки этого выражения в формулу (19) переходим к пределу  $q \rightarrow 0$  и в результате получаем следующее уравнение для  $s$ :

$$\begin{aligned} &1 + \frac{\theta(s^2 - K^2) \varepsilon_R a^2}{\pi a_B \sqrt{s^2 - K^2}} \times \\ &\times \sum_{\lambda=\pm} \left[ \arctg \left( \frac{K - \lambda s \text{ctg}(\pi\nu_\lambda/2)}{\sqrt{s^2 - K^2}} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \arctg \left( \frac{K + \lambda s \text{ctg}(\pi\nu_\lambda/2)}{\sqrt{s^2 - K^2}} \right) \right] + \\ &\quad + \frac{\theta(K^2 - s^2) \varepsilon_R a^2}{\pi a_B \sqrt{K^2 - s^2}} \times \\ &\times \sum_{\lambda=\pm} \ln \left| \frac{K^2 - (\sqrt{K^2 - s^2} + \lambda s \text{ctg}(\pi\nu_\lambda/2))^2}{K^2 - (\sqrt{K^2 - s^2} - \lambda s \text{ctg}(\pi\nu_\lambda/2))^2} \right| = 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Здесь введено обозначение  $K = 2\pi a^2 V \sin(\varphi) / d$ . Положительный корень  $s_1$  уравнения (29) существует всегда (вне зависимости от положения уровня Ферми и наличия (или отсутствия) перекрытия подзон). При  $|K| \ll |s|$  решение уравнения (29) легко находится:

$$s_1 = \frac{\varepsilon_R(\nu_- - \nu_+)a^2}{a_B}; \quad (30)$$

условие существования (30) следующее:

$$\frac{2\pi}{d}|\sin \varphi|V \ll \frac{\varepsilon_R(\nu_- - \nu_+)}{a_B}. \quad (31)$$

Отрицательный корень уравнения (29), как и рассмотренное выше акустическое решение, возникает только при наличии области перекрытия подзон и когда уровень Ферми лежит в области перекрытия. Если  $|s| \ll |K|$ , то из формулы (29) получаем

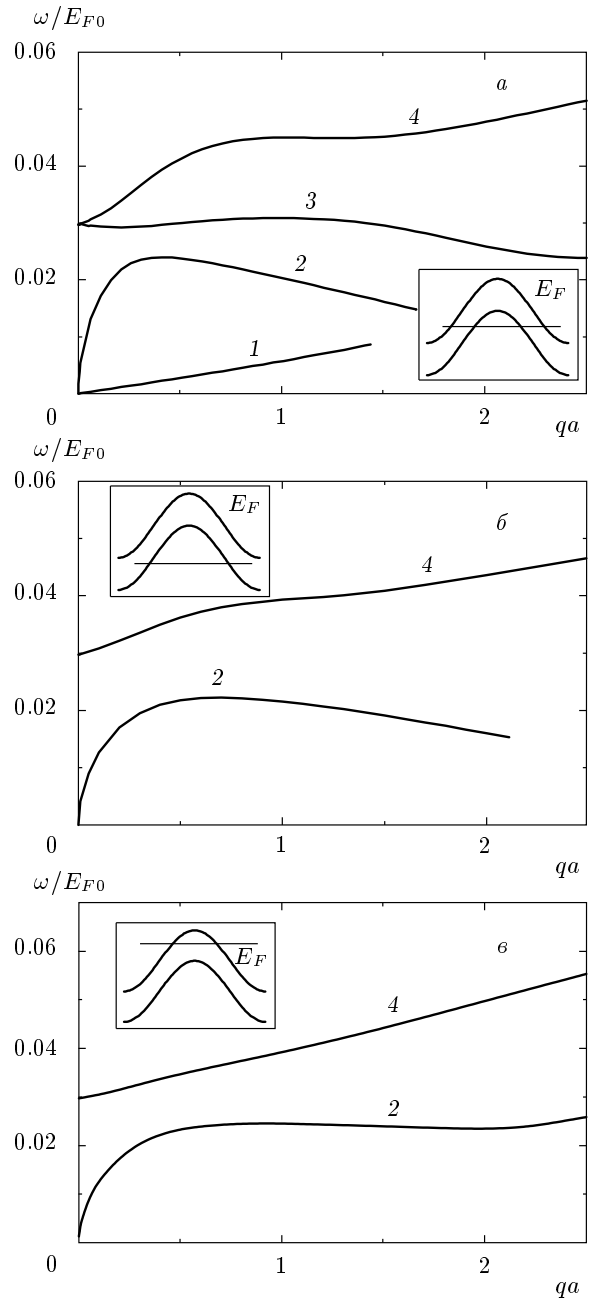
$$s_2 = -\frac{4\pi^3 a_B a^2 \sin^2(\varphi) V^2 \sin(\pi\nu_+) \sin(\pi\nu_-)}{\varepsilon_R d^2 \sin(\pi(\nu_- - \nu_+))}. \quad (32)$$

Условие существования (32) имеет вид

$$\frac{2\pi^2 |\sin \varphi| V a_B \sin(\pi\nu_+) \sin(\pi\nu_-)}{\varepsilon_R d \sin(\pi(\nu_- - \nu_+))} \ll 1. \quad (33)$$

Численный расчет был проведен для двух значений параметра Рашба  $\alpha$ :  $\alpha = 1.44 \cdot 10^6$  см/с и  $\alpha = 2.4 \cdot 10^6$  см/с. При расчетах использовались следующие параметры:  $V_0 = 0.1 E_{F0}$ ,  $n_s = 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $m = 0.055 m_0$ ,  $\chi = 12.9$ ,  $d = 2 \cdot 10^{-5}$  см,  $E_{F0} = \pi n_s / m$  — энергия Ферми неструктурированной двумерной системы в отсутствие магнитного поля и СОВ. При  $\alpha = 1.44 \cdot 10^6$  см/с имеет место перекрытие подзон. Тогда из формул (26) следуют значения  $\nu_1 = 1.38363$ ,  $\nu_2 = 0.60243$ . Мы рассмотрели три случая: 1)  $\nu = 1.2$  — энергия Ферми лежит в зоне перекрытия, 2)  $\nu = 0.6$  — энергия Ферми лежит ниже зоны перекрытия, 3)  $\nu = 1.8$  — энергия Ферми лежит выше зоны перекрытия (рис. 1). В первом случае (рис. 1а) мы имеем две группы носителей, принадлежащих разным подзонам с заселенностью  $\nu_- = 0.866548$ ,  $\nu_+ = 0.333452$ . При этом существуют четыре плазмонные ветви: оптическая и акустическая ветви, исходящие из нуля при  $q = 0$ , и две межподзонные ветви (МП1, МП2), начинающиеся от разности энергий между спиновыми подзонами (10)  $\varepsilon_{0,+k} - \varepsilon_{0,-k} = 2\varepsilon_R$ . Во втором и третьем случаях (рис. 1б,в) имеется только один тип носителей: либо верхняя подзона пуста ( $\nu_+ = 0$ ), либо нижняя заполнена полностью ( $\nu_- = 1$ ). Тогда имеются только две плазмонные ветви: оптическая и межподзонная (МП1). При  $\alpha = 2.4 \cdot 10^6$  см/с между электронными подзонами есть щель и при любом значении  $0 \leq \nu \leq 2$  также имеются только две плазмонные ветви: оптическая и межподзонная (МП1) (рис. 2).

Из общих соображений ясно, что дисперсия плазменных волн в рассматриваемой задаче должна



**Рис. 1.** Зависимость частоты плазмонов от волнового вектора для системы с  $\alpha = 1.44 \cdot 10^6$  см/с при  $q_x = 0$  для  $\nu = 1.2$  (а),  $\nu = 0.6$  (б),  $\nu = 1.8$  (в). Цифры около кривых соответствуют различным ветвям плазмонного спектра: 1 — акустической, 2 — оптической, 3 — нижней межподзонной и 4 — верхней межподзонной. На вставках показаны спиновые подзоны и расположение уровня Ферми

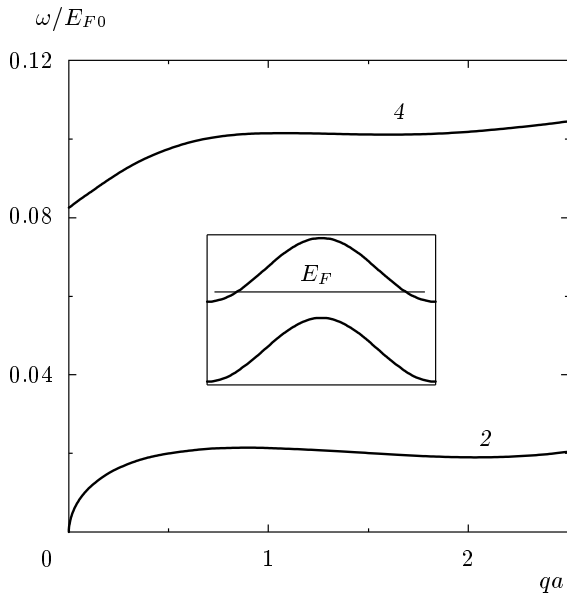


Рис. 2. Зависимость частоты плазмонов от волнового вектора для системы с  $\alpha = 2.4 \cdot 10^6$  см/с при  $q_x = 0$  для  $\nu = 1.2$

характеризоваться сильной анизотропией (в отсутствие спин-орбитального взаимодействия анизотропия дисперсии магнитоплазмонов в латеральной сверхрешетке была установлена также в работе [4]). На рис. 3 показана в полярных координатах угловая зависимость плазмонного спектра для случая параметров, соответствующих рис. 1а.

Итак, всегда существуют два основных решения (оптическая и межподзонная (МП1) ветви), которые возникают независимо от величины фактора заполнения и положения уровня Ферми. Однако когда имеется перекрытие подзон и энергия Ферми лежит в области перекрытия, т. е.  $-V < E_F < V - 2\varepsilon_R$ , в плазмонном спектре возникают две дополнительные ветви: акустический плазмон и еще один межподзонный плазмон (МП2).

В частном случае  $\varphi = 0$  спектр плазмонов легко находится аналитически. Диагональная по спину часть поляризационного оператора  $\Pi_1$  тождественно обращается в нуль. Для  $\Pi_2$  получается простое выражение

$$\Pi_2 = -\frac{2\varepsilon_R^2 q_x^2 (\nu_- - \nu_+) e^{-u}}{\pi\omega_c (\omega^2 - 4(m\alpha^2)^2)}. \quad (34)$$

Независимо от взаимного расположения спиновых подзон и положения уровня Ферми дисперсионное

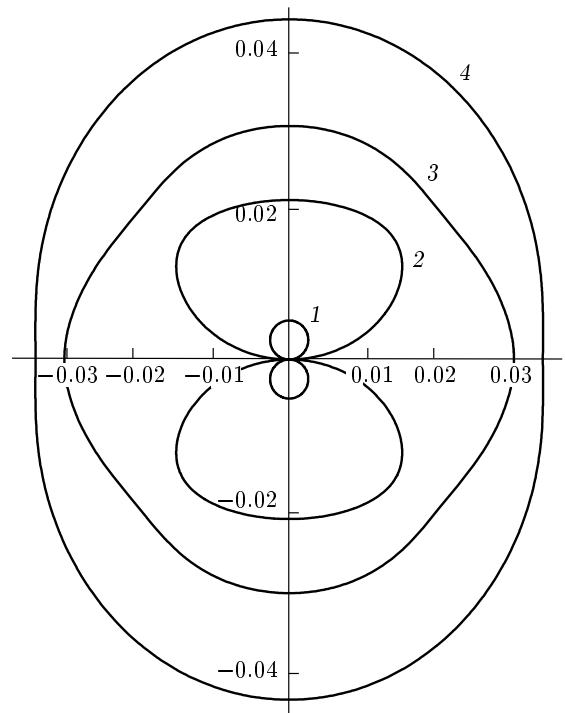


Рис. 3. Угловая зависимость плазмонного спектра для системы с  $\alpha = 1.44 \cdot 10^6$  см/с при  $qa = 0.91$ . Фактор заполнения  $\nu = 1.2$ . Угол отсчитывается от горизонтальной оси

уравнение дает для верхней ветви (МП1)

$$\omega_1 = 2\varepsilon_R \sqrt{1 + \frac{|q_x| a^2 \exp(-u) (\nu_- - \nu_+)}{a_B (1 + 2\nu F(u)/|q_x| a_B)}}, \quad (35)$$

а для нижней имеем  $\omega_2 = 2\varepsilon_R$ , что соответствует одночастичному спин-флип-переходу. При указанной поляризации ( $q_y = 0$ ) оптическая и акустическая ветви не существуют, так как вследствие продольности плазменной волны нет компоненты электрического поля вдоль направления  $y$  — единственного направления, по которому возможны бесконечно малые смещения точки подвеса осциллятора Ландау.

Заметим, что формула (35) соответствует полученному нами ранее [5] выражению для межподзонного магнитоплазмона в двумерной системе со спин-орбитальным взаимодействием в отсутствие сверхрешетки. Отличие заключается в замене  $|q_x|$  на  $q$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00152) и в рамках Программ РАН.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Р. З. Витлина, Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **92**, 762 (2010).
2. Ю. А. Бычков, В. И. Мельников, Э. И. Рашба, ЖЭТФ **98**, 717 (1990).
3. Р. З. Витлина, Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **137**, 112 (2010).
4. H. L. Cui, V. Fessatidis, and N. J. Horing, Phys. Rev. Lett. **63**, 2598 (1989).
5. A. V. Chaplik, L. I. Magarill, and R. Z. Vitlina, in *Proc. of 18th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology"*, St. Petersburg (2010), p. 57.