

Магнитопоглощение электромагнитного излучения двумерным электронным газом со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы в гетеропереходе с поверхностной сверхрешеткой

© А.А. Перов[¶], Л.В. Солнышкова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 17 января 2008 г. Принята к печати 4 марта 2008 г.)

С учетом спин-орбитального взаимодействия Рашбы и зеемановского расщепления впервые аналитически и численно изучено поглощение электромагнитного излучения линейной поляризации двумерным электронным газом поверхностной сверхрешетки, помещенной в перпендикулярное магнитное поле. Расчеты спектров поглощения проведены для полупроводниковых гетероструктур, характеризующихся как слабым (AlGaAs/GaAs), так и достаточно сильным (GaAs/InGaAs) спин-орбитальным взаимодействием. Изучена природа нового эффекта, связанного с интенсивным магнитопоглощением электромагнитного излучения субмиллиметрового диапазона двумерным электронным газом сверхрешетки с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Определены оптимальные параметры полупроводниковых структур со спин-орбитальным взаимодействием и величины магнитных полей, при которых возможна постановка магнитооптических экспериментов по исследованию спин-пайерловских состояний носителей.

PACS: 71.70.Ej, 71.70.Di, 78.70.Pt

1. Введение

Задача об исследовании квантовых состояний двумерного (2D) электронного газа со спин-орбитальным (СО) взаимодействием в периодическом потенциале и постоянном однородном магнитном поле остается актуальной на протяжении нескольких последних десятилетий. Интерес к проблеме связан как с ожидаемыми приложениями в спиновой электронике (спинтронике) [1], так и с поиском новых физических эффектов фундаментального характера, такими, как спиновый эффект Холла [2,3] и спиновый фотогальванический эффект [4]. В условиях современных реальных экспериментов с 2D электронным газом в гетеропереходе, помещенным в двоякопериодическое электрическое поле сверхрешетки [5–10], амплитуда периодического потенциала может иметь тот же порядок величины, что и энергия СО расщепления Рашбы, возникающего вследствие искривления энергетических зон полупроводников в области гетероперехода.

Квантовые состояния электронов и дырок в полупроводниковых структурах, где СО взаимодействие связано с отсутствием центра симметрии, ограничивающего потенциал структуры, изучались в ряде теоретических и экспериментальных работ. В частности, были исследованы состояния в квазиодномерных структурах — квантовых проволоках, квантовых точках [5,6], а также в структурах с СО взаимодействием, находящихся в постоянном магнитном поле различной ориентации [7–10]. Одномерные периодические структуры с СО взаимодействием изучались в работах [11–13]. Так, в работе [11] исследовался баллистический транспорт в двумерном волноводе с периодически изменяющейся

шириной. В рамках теории возмущений была рассчитана спиновая поляризация электронов, прошедших через такой волновод конечной длины. В работе [12] были рассчитаны коэффициенты прохождения для квазиодномерной системы, состоящей из участков с различной величиной СО взаимодействия. Авторы статьи [14] в однозонном приближении сильной связи получили выражение для спектра периодической одномерной структуры и рассчитали намагниченность, возникающую в постоянном электрическом поле.

Отметим, что действия магнитного поля и периодического потенциала на электрон существенно различаются по своей природе. Магнитное поле формирует дискретные уровни Ландау, в то время как периодический потенциал приводит к образованию энергетических зон. Учет спин-орбитального взаимодействия в системе приводит к перемешиванию состояний электрона, относящихся к различным магнитным подзонам и, как следствие, к нетривиальной структуре энергетического спектра, спиновой поляризации [15], а также формированию новых законов квантования холловского кондактанса двумерного электронного газа [16].

В настоящей работе впервые теоретически исследовано магнитопоглощение электромагнитного излучения линейной поляризации 2D электронным газом со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, помещенным в двоякопериодическое электростатическое поле поверхностной сверхрешетки. Изучена роль спин-орбитального взаимодействия в формировании спектров поглощения линейно поляризованного излучения субмиллиметрового диапазона длин волн двумерным электронным газом сверхрешетки, помещенной в перпендикулярное магнитное поле. Расчеты вероятностей переходов были проведены для полупроводниковых структур, характери-

[¶] E-mail: perov@phys.unn.ru

зующихся различной величиной константы СО взаимодействия Рашбы, параметры которых были максимально приближены к экспериментально реализуемым [17,18].

2. Спин-пайерлсовские состояния электронов

В рамках предлагаемой модели гамильтониан электрона, совершающего квантово-механическое движение в периодическом электростатическом поле поверхностной двоякопериодической сверхрешетки, а также в постоянном магнитном поле и в поле электромагнитной волны, представим в виде суммы двух слагаемых:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}}. \quad (1)$$

где в качестве „невозмущенного“ гамильтониана \hat{H}_0 выбран гамильтониан электрона в перпендикулярном магнитном поле и в поле периодического потенциала с учетом СО взаимодействия Рашбы и зеемановского расщепления [8]:

$$\hat{H}_0 = \frac{(\hat{\mathbf{p}} - e/c\mathbf{A})^2}{2m^*} + \frac{\alpha}{\hbar}[\mathbf{z} \times \hat{\boldsymbol{\sigma}}] (\hat{\mathbf{p}} - e/c\mathbf{A}) - g\mu_B H \hat{\sigma}_z + V(x, y). \quad (2)$$

Здесь функция $V(x) = V_0 (\cos[2\pi x/a] + \cos[2\pi y/a])$ моделирует периодический потенциал сверхрешетки с периодом a , e — заряд электрона, c — скорость света, m^* — эффективная масса электрона, $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор обобщенного импульса, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ — матрицы Паули, μ_B — магнетон Бора, α — параметр спин-орбитального взаимодействия Рашбы, \mathbf{z} — базисный вектор оси Oz декартовой прямоугольной системы координат. Для векторного потенциала \mathbf{A} постоянного магнитного поля \mathbf{H} выбрана калибровка Ландау $\mathbf{A} = \{0, Hx, 0\}$. Спектр и структура собственных функций гамильтониана (2) подробно обсуждались в работе [15]. В частности, было показано, что периодический потенциал поля сверхрешетки снимает вырождение состояний по центру орбиты в магнитном поле, а спин-орбитальное взаимодействие перемещает состояния чистых уровней Ландау. В результате каждый уровень Ландау расщепляется слабым периодическим потенциалом на магнитные подзоны, число которых равно удвоенному значению числителя дроби $p/q = |e|Ha^2/2\pi\hbar c$, определяющей рациональный магнитный поток через элементарную ячейку сверхрешетки. В рамках обсуждаемого в работах [15,16] двухуровневого приближения (параметры системы удовлетворяют неравенству $\Delta E_{\text{SO}} \approx V_0 \leq \hbar\omega_c$) волновая функция электрона в μ -й магнитной подзоне ($\mu = 1, \dots, 2p$), образовавшейся из расщепленного по спину нулевого уровня Ландау, представляет собой двухкомпонентный

спинор

$$\begin{aligned} \psi_{\mathbf{k}}^{(\mu)}(x, y) = & \frac{1}{La\sqrt{q}} \sum_{n=1}^p \sum_{l=-L/2}^{+L/2} \exp(ik_x[lqa + nqa/p]) \\ & \times \exp(ik_y y) \exp(2\pi i y[lp + n]/a) \\ & \times \left\{ A_n^{(\mu)}(\mathbf{k}) \Phi_0 \left(\frac{x - x_0 - lqa - nqa/p}{l_H} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right. \\ & \left. + B_n^{(\mu)}(\mathbf{k}) \frac{1}{\sqrt{1 + D_1^2}} \begin{pmatrix} \Phi_0 \left(\frac{x - x_0 - lqa - nqa/p}{l_H} \right) \\ -D_1 \Phi_1 \left(\frac{x - x_0 - lqa - nqa/p}{l_H} \right) \end{pmatrix} \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

нормирована на объем кристалла $V = L^2 a^2 q$ и удовлетворяет обобщенным условиям Блоха в магнитном поле (условиям Пайерлса) [19,20]. Здесь $\Phi_N(\xi)$ — осцилляторные функции Ландау, l_H — магнитная длина, $x_0 = k_y l_H^2$. Параметр D_1 , определяющий нормировку базисных спиноров, равен [13]:

$$D_1 = \frac{\sqrt{2}\alpha}{l_H \left(E_0^+ + \sqrt{(E_0^+)^2 + \frac{2\alpha^2}{l_H^2}} \right)}, \quad (4)$$

где $E_0^+ = \hbar\omega_c/2 + g\mu_B H$. Квазиимпульс электрона \mathbf{k} в выражении (3) определен в магнитной зоне Бриллюэна (МЗБ): $-\pi/qa \leq k_x \leq \pi/qa$, $-\pi/a \leq k_y \leq \pi/a$.

Коэффициенты $A_n^{(\mu)}(\mathbf{k})$ и $B_n^{(\mu)}(\mathbf{k})$ разложения волновой функции электрона (3) по симметризованным базисным спинорам находились численно из решения стационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом (2) с использованием алгоритма Хаусхолдера в комбинации с QR- и QL-методами [21]. В расчетах были использованы экспериментальные значения параметра спин-орбитального взаимодействия Рашбы для различных материалов (см., например, данные работ [17,18]), лежащие в диапазоне $\alpha = 2 \cdot 10^{-12} - 4 \cdot 10^{-11}$ эВ · м.

Расчеты энергетического спектра и электронных волновых функций были проведены нами для двух полупроводниковых структур, характеризующихся различной величиной параметра СО взаимодействия. В первом случае система представляла собой 2D электронный газ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с поверхностной сверхрешеткой с периодом $a = 80$ нм и амплитудой периодического потенциала $V_0 = 1$ мэВ. Данная структура характеризуется малым значением константы СО взаимодействия $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-12}$ эВ · м и относительно малым значением g -фактора Ландэ $g = -0.44$. Параметры другой системы соответствовали гетероструктуре GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As, где параметр Рашбы и g -фактор достигают значений $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11}$ эВ · м и $g = -4.0$. Отметим, что в обоих случаях при числе квантов магнитного потока через ячейку $p/q \geq 3$ условия применимости двухуровневого приближения являются выполненными.

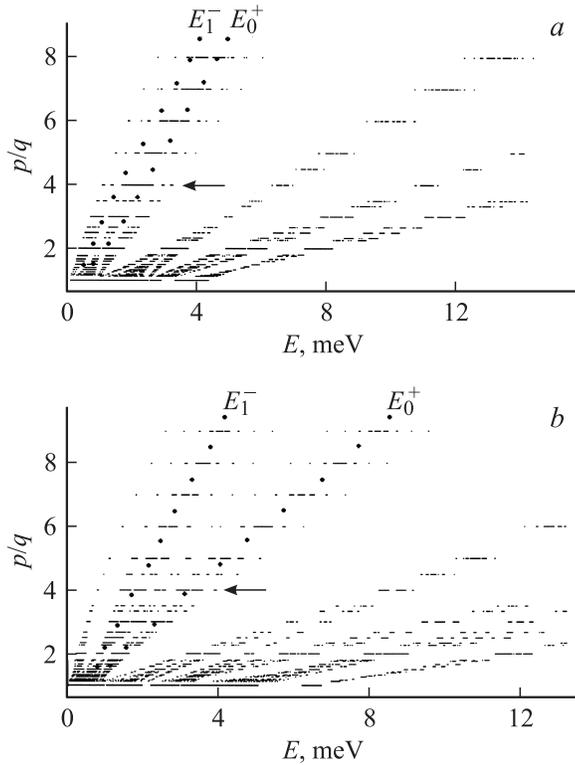


Рис. 1. Зависимость положения магнитных подзон электрона от величины напряженности внешнего магнитного поля в единицах p/q : *a* — для структуры AlGaAs/GaAs с параметрами $V_0 = 1$ мэВ, $a = 80$ нм, $m^* = 0.067m_0$, $g = -0.44$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-12}$ эВ·м; *b* — для структуры GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As при $V_0 = 1$ мэВ, $a = 80$ нм, $m^* = 0.05m_0$, $g = -4.0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11}$ эВ·м.

На рис. 1, *a, b* показана зависимость положения магнитных подзон электрона от величины напряженности внешнего магнитного поля в единицах p/d для систем AlGaAs/GaAs и GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As соответственно. Расчетные параметры приведены в подписи к рисунку. Точками большего размера отмечено положение уровней энергии E_0^+ и $E_1^- = \hbar\omega_c - (1/2)\sqrt{(\hbar\omega_c + 2g\mu_B H)^2 + 8\alpha^2/l_H^2}$ в отсутствие периодического потенциала [8]. Стрелками отмечены восемь магнитных подзон расщепленного нулевого уровня Ландау при $p/q = 4/1$, вероятности переходов между которыми будут рассчитаны далее в субмиллиметровом диапазоне длин волн падающего излучения. Расчеты законов дисперсии в указанных магнитных подзонах показали, что полупроводник остается прямозонным [16].

3. Коэффициент поглощения излучения

Воздействие на систему электромагнитной волны частоты ω , распространяющейся вдоль вектора \mathbf{H} , линейно поляризованной вдоль оси Ox , учтем по теории возмуще-

ний с гамильтонианом

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{e}{m^*c} (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c)\mathbf{A}_w + \frac{e\alpha}{c\hbar} \hat{\sigma}_y A_w, \quad (5)$$

где $\mathbf{A}_w = \{A_w, 0, 0\}$ — векторный потенциал электромагнитного поля волны, $A_w = A_0 \exp(i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}))$. Считая величину импульса падающего фотона $\mathbf{k} = \{0, 0, \kappa\}$ пренебрежимо малой по сравнению с величиной квазиимпульса электрона, для \hat{H}_{int} получим

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{i|e|\hbar}{m^*c} A_0 e^{-i\omega t} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{|e|\alpha}{c\hbar} A_0 e^{-i\omega t} \hat{\sigma}_y. \quad (6)$$

Поскольку волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях совпадают, имеют место прямые межподзональные переходы. Не зависящая от времени часть матричного элемента оператора взаимодействия (6), определяющего амплитуду вероятности перехода из начального состояния $|j, \mathbf{k}\rangle$ в конечное $|f, \mathbf{k}\rangle$, равна

$$W_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{j \rightarrow f} = \frac{A_0 |e|}{qac} \sum_{n,m=1}^p \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int \left\{ A_m^{*(f)} \Phi_0(\xi_{l,n}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B_m^{*(f)} \frac{1}{\sqrt{1+D_1^2}} \begin{pmatrix} \Phi_0(\xi_{l,n}) \\ -D_1 \Phi_1(\xi_{l,n}) \end{pmatrix} \right\} \left(\frac{1}{m^*} \hat{p}_x + \frac{\alpha}{\hbar} \hat{\sigma}_y \right) \times \left\{ A_n^{(j)} \Phi_0(\xi_{l,n}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B_n^{(j)} \frac{1}{\sqrt{1+D_1^2}} \begin{pmatrix} \Phi_0(\xi_{l,n}) \\ -D_1 \Phi_1(\xi_{l,n}) \end{pmatrix} \right\} dx, \quad (7)$$

где $\xi_{l,n} = (x - x_0 - lqa - nqa/p)/l_H$.

В сильных магнитных полях ($l_H \ll qa$, $V_0 < \hbar\omega_c$) осцилляторные волновые функции нулевого и первого состояний Ландау имеют малый масштаб локализации порядка l_H . Поэтому в интеграле (7) ограничимся слагаемым в сумме при $l = 0$, а пределы интегрирования будем считать бесконечными. В результате окончательно для матричного элемента перехода (7) будем иметь

$$W_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{j \rightarrow f} = \frac{A_0 |e|}{c} \frac{i}{\sqrt{1+D_1^2}} \sum_{n,m=1}^p (A_m^{(f)*} B_n^{(j)} - A_n^{(j)} B_m^{(f)*}) \times \left(\frac{D_1 \hbar}{qam^* l_H \sqrt{2}} - \frac{\alpha}{\hbar} \right). \quad (8)$$

Число фотонов, поглощенных в единицу времени единицей площади поверхности, равно

$$\gamma = \frac{2\pi}{\hbar \Xi} \int |W_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{j \rightarrow f}|^2 \delta[E_f(\mathbf{k}) - E_j(\mathbf{k}) - \hbar\omega] \frac{d^2 k}{2\pi^2}, \quad (9)$$

где Ξ — плотность потока фотонов, а интегрирование проводится по всем заполненным начальным состояниям в МЗБ.

4. Результаты и их обсуждение

Расчеты спектров поглощения электромагнитного излучения $2D$ электронным газом проведены нами для решеточных структур как с сильным ($\text{GaAs}/\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$), так и слабым ($\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$) СО взаимодействием. Значения расчетных параметров были максимально приближены к реализуемым в эксперименте [17,18]. Напряженность внешнего магнитного поля, измеренная в квантах магнитного потока, при выбранном расчетном значении $p/q = 4/1$ (постоянная решетки $a = 80$ нм) составляла величину $H \approx 2.6 \cdot 10^4$ Э, амплитуда периодического потенциала $V_0 = 1$ мэВ. Эффективная масса электрона в $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ была выбрана равной $m^* = 0.05 \cdot m_0$, $g = -4.0$, константа СО взаимодействия Рашбы $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11}$ эВ·м. При этом энергия спин-орбитального расщепления нулевого уровня Ландау ΔE_{SO} и характерная циклотронная энергия $\hbar\omega_c$ имеют величины порядка 1.4 и 6 мэВ соответственно. Решеточная структура $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ в модельных расчетах характеризовалась параметрами: эффективная масса электрона $m^* = 0.067 \cdot m_0$, $g = -0.44$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-12}$ эВ·м ($\Delta E_{SO} \approx 0.7$ мэВ, $\hbar\omega_c \approx 4.4$ мэВ).

Спектр поглощения линейно поляризованного электромагнитного излучения двумерным электронным газом в структуре $\text{GaAs}/\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ в случае, когда полностью заполнена низшая магнитная подзона в спектре энергий, представлен на рис. 2. При этом концентрация электронов составила величину порядка 10^{11} см $^{-2}$. По горизонтальной оси отложена частота переходов ν ($\nu = \omega/2\pi$), а по вертикальной — в относительных единицах число поглощенных фотонов в единицу времени единицей площади поверхности. Расчетные параметры указаны в подписи к рисунку. Можно видеть семь достаточно хорошо разрешенных по частоте пиков поглощения излучения, соответствующих переходам из нижней заполненной подзоны в оставшиеся семь свободных при $p/q = 4/1$. Ширина пиков поглощения в среднем составляет величину порядка 0.025 мэВ, а длины волн указанных переходов не превосходят величину 0.5 мкм, соответствующую переходу в восьмую магнитную подзону расщепленного уровня E_0^+ (переход $1 \rightarrow 8$). Переходы $1 \rightarrow 5, 6, 7, 8$ в подзоны уровня E_0^+ являются более интенсивными, чем в оставшиеся три незаполненные подзоны уровня E_1^- . Это объясняется тем, что при указанных параметрах системы волновые функции электрона в подзонах уровня E_1^- имеют малую примесь спинорных состояний уровня E_0^+ с нулевой верхней компонентной и нижней, пропорциональной осцилляторной функции Φ_0 . При этом нижняя компонента спинорной волновой функции электрона в подзонах расщепленного периодическим потенциалом сверхрешетки уровня E_1^- в основном определяется осцилляторной функцией Φ_1 . Пики поглощения имеют выраженную форму пагоды вследствие наличия особенностей типа ван-Хова в плотности состояний электрона в магнитных подзонах. Отметим, что при учете лишь зеемановского

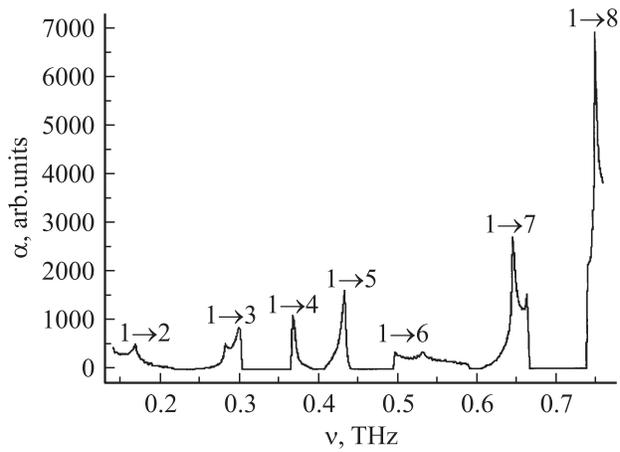


Рис. 2. Коэффициент поглощения $\gamma(\nu)$ ($\omega = 2\pi\nu$) линейно поляризованного электромагнитного излучения двумерным электронным газом в структуре $\text{GaAs}/\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ ($V_0 = 1$ мэВ, $a = 80$ нм, $m^* = 0.05m_0$, $g = -4.0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11}$ эВ·м) при $p/q = 4/1$. Полностью заполнена низшая магнитная подзона в спектре энергии.

расщепления основного уровня Ландау указанные на рис. 2 переходы между магнитными подзонами вследствие принципа Паули будут запрещены. Проведенный нами анализ симметрии волновых функций, а также непосредственные расчеты коэффициента поглощения позволяют сделать вывод о том, что с увеличением напряженности магнитного поля переходы из заполненных подзон уровня E_1^- в свободные подзоны уровня E_0^+ становятся менее интенсивными вследствие эффекта Зеемана, и полупроводниковая структура в соответствующей области частот падающего излучения становится более прозрачной. Таким образом, в решеточных структурах, где величина СО расщепления больше или сравнима с зеемановским расщеплением и расщеплением за счет действия периодического потенциала, спин-орбитальное взаимодействие должно быть учтено при анализе результатов возможных магнитооптических экспериментов с $2D$ электронным газом.

На рис. 3 представлен спектр поглощения для структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ в случае, когда полностью заполнены четыре подзоны низшего уровня E_1^- при $p/q = 4/1$. На рисунке обозначены лишь пики поглощения, имеющие наибольшую интенсивность. Параметры структуры, а также величина магнитного поля здесь те же, что и на рис. 2. Мы полагаем, что в условиях реального эксперимента с $2D$ электронным газом в решеточных структурах с сильным СО взаимодействием, зафиксировав частоту приемника излучения и меняя напряжение на затворе (амплитуду периодического потенциала), станет возможным определение края поглощения наиболее интенсивных линий спектра. Подобные магнитооптические эксперименты, по результатам которых можно было бы сделать количественные выводы, касающиеся структуры спин-пайерлсовских состояний

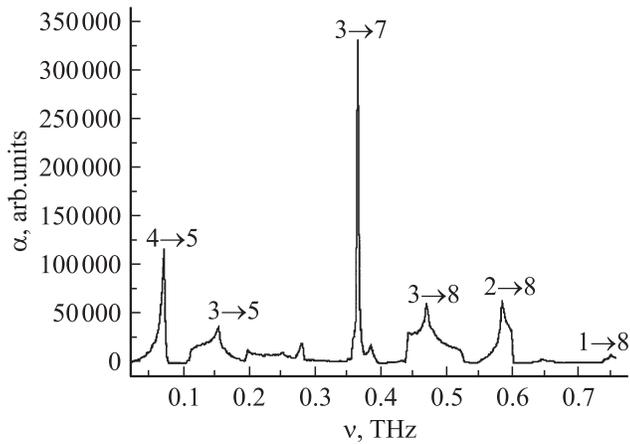


Рис. 3. Коэффициент поглощения $\gamma(\nu)$ ($\omega = 2\pi\nu$) линейно поляризованного электромагнитного излучения двумерным электронным газом в структуре GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As, когда полностью заполнены четыре энергетические подзоны, примыкающие к уровню E_1^- при $p/q = 4/1$.

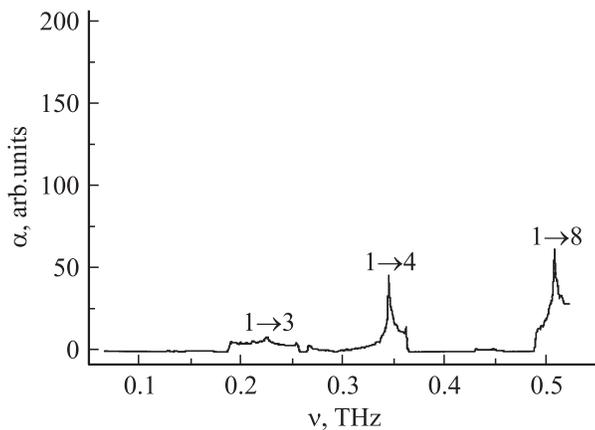


Рис. 4. Коэффициент поглощения $\gamma(\nu)$ ($\omega = 2\pi\nu$) линейно поляризованного электромагнитного излучения двумерным электронным газом в структуре AlGaAs/GaAs с параметрами $V_0 = 1$ мэВ, $a = 80$ нм, $m^* = 0.067m_0$, $g = -0.44$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-12}$ эВ · м. Полностью заполнена низшая магнитная подзона уровня E_1^- .

электрона, до настоящего времени в литературе не описаны.

Спектр поглощения линейно поляризованного излучения 2D электронным газом в структуре AlGaAs/GaAs, когда заполнена низшая подзона уровня E_1^- , представлен на рис. 4. Величины СО и зеемановского расщеплений при числе квантов магнитного потока через ячейку сверхрешетки $p/q = 4/1$ здесь меньше величины расщепления нулевого уровня Ландау периодическим потенциалом на магнитные подзоны. Вследствие этого линии в спектре поглощения имеют малую интенсивность по сравнению с интенсивностью линий спектра, представленного на рис. 2. Результаты проведенных расчетов и анализ симметрии состояний электронов

в указанной структуре позволяют установить факт ее высокой прозрачности в субмиллиметровом диапазоне длин волн падающего излучения. Отметим, что результаты численных расчетов спектра поглощения для структуры AlGaAs/GaAs находятся в качественном соответствии с результатами проведенных теоретических исследований спектров магнитопоглощения в модели бесспиновых частиц [22].

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые построена теория магнитопоглощения электромагнитного излучения линейной поляризации двумерным электронным газом со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, находящимся в двоякопериодическом электростатическом поле поверхностной сверхрешетки. Расчеты вероятностей прямых переходов между состояниями магнитных подзон спектра и коэффициента поглощения проведены для реальных полупроводниковых гетероструктур как с сильным, так и относительно слабым СО взаимодействием. Исследована роль спин-орбитального и зеемановского расщеплений в формировании спектров магнитопоглощения электромагнитного излучения сверхрешеткой в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Изучена природа нового эффекта, связанного с просветлением полупроводниковых решеточных структур, 2D электронный газ в которых характеризуется относительно слабым спин-орбитальным взаимодействием.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы 2006–2008 гг.“ (РНП.2.1.1.2363): РФФИ (06-02-16561) и гранта президента Российской Федерации (МК-5165.2006.2).

Список литературы

- [1] S. Datta, B. Das. Appl. Phys. Lett., **56**, 665 (1990).
- [2] S. Murakami, N. Nagaosa, S.C. Zhang. Science **301**, 1348 (2003).
- [3] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, T. Jungwirth. Phys. Rev. Lett., **94**, 047 204 (2005).
- [4] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, P. Schneider, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, E.V. Beregulin, W. Prettl. Phys. Rev. B, **68**, 035 319 (2003).
- [5] A.V. Moroz, C.H.W. Barnes. Phys. Rev. B, **60**, 14 272 (1999).
- [6] M. Governale, U. Zulicke. Phys. Rev. B, **66**, 073 311 (2002).
- [7] Ю.А. Бычков, В.И. Мельников, Э.И. Рашба. ЖЭТФ, **98**, 717 (1990).
- [8] X.F. Wang, P. Vasilopoulos. Phys. Rev. B, **67**, 085 313 (2003).
- [9] M.-C. Chang. Phys. Rev. B, **71**, 085 315 (2005).
- [10] M. Zarea. Phys. Rev. B, **72**, 085 342 (2005).
- [11] X.F. Wang, P. Vasilopoulos, F.M. Peeters. Phys. Rev. B, **65**, 165 217 (2002).
- [12] X.F. Wang. Phys. Rev. B, **69**, 035 302 (2004).
- [13] X.F. Wang, P. Vasilopoulos, F.M. Peeters. Phys. Rev. B, **71**, 125 301 (2005).

- [14] P. Kleinert, V.V. Bryksin, O. Bleibaum. Phys. Rev. B, **72**, 195 311 (2005).
- [15] V.Ya. Demikhovskii, A.A. Perov. Europhys. Lett., **76**, 477 (2006).
- [16] V.Ya. Demikhovskii, A.A. Perov. Phys. Rev. B, **75**, 205 307 (2007).
- [17] M.C. Geisler, J.H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, B. Naundorf, K. Ketzmerick, H. Schweizer. Phys. Rev. Lett., **92**, 256 801 (2004).
- [18] D. Grundler. Phys. Rev. Lett., **84**, 6074 (2000).
- [19] D.J. Thouless, M. Kohmoto, M.P. Nightingale, M. den Nijs. Phys. Rev. Lett., **49**, 6 (1982).
- [20] Н.А. Усов. ЖЭТФ, **94**, 305 (1988).
- [21] С.К. Годунов. *Решение систем линейных уравнений* (Новосибирск, Наука, 1980).
- [22] В.Я. Демиховский, А.А. Перов. ЖЭТФ, **114**, 1795 (1998).

Редактор Л.В. Беляков

Magnetoabsorption of electromagnetic waves by two-dimensional electron gas with Rashba spin-orbit coupling in a heterojunction with lateral superlattice

A.A. Perov, L.V. Solnyshkova

Nizhny Novgorod State University,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The absorption of linear polarized electromagnetic radiation by the two-dimensional electron gas in a lateral superlattice subject to perpendicular magnetic field is studied analytically and numerically for the first time with consideration of Rashba spin-orbit and Zeeman terms. The absorption spectra are obtained for semiconductor heterostructures with both weak (AlGaAs/GaAs) and relatively strong (GaAs/InGaAs) spin-orbit coupling. The nature of an intense magnetoabsorption effect for submillimeter-wave radiation observed in a two-dimensional gas in a superlattice with strong spin-orbit coupling is discussed. The optimal choice of semiconductor structure parameters and magnetic field strength is found allowing the magneto-optical experimental studies of spin-Peierls states.