

# Спектр электрона в квантовой яме в сильных наклонном магнитном и поперечном электрическом полях

© М.П. Теленков, Ю.А. Митягин<sup>†</sup>

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

(Получена 30 августа 2005 г. Принята к печати 14 октября 2005 г.)

Проведено исследование энергий и волновых функций локализованных состояний электрона в квантовой яме в произвольным образом ориентированном по отношению к слоям структуры сильном магнитном и в сильном поперечном электрическом поле. Рассмотрена ситуация, когда энергии размерного квантования и энергия Ландау близки по величине. Изучен характер эволюции спектра при изменении ориентации магнитного поля во всем диапазоне углов.

PACS: 73.21.Fg, 73.22.Dj, 73.63.Hs

## 1. Введение

Исследования свойств низкоразмерных гетероструктур в магнитном поле представляют значительный интерес в связи с тем, что магнитное поле, сильно влияя на электронный газ, существенно меняет его физические свойства, приводя ко многим интересным с фундаментальной и прикладной точки зрения эффектам. Ряд весьма интересных физических явлений имеет место в квазидвумерных электронных системах в наклонном по отношению к плоскости слоев магнитном поле, вследствие чего решение уравнения Шредингера электрона в таких системах и определение энергетического спектра и волновых функций электрона при произвольных ориентациях магнитного поля является весьма актуальной задачей.

В предельном случае магнитного поля, перпендикулярного слоям, задачи о магнитном квантовании в плоскости слоев и о размерном квантовании разделяются. При этом задача о спектре электрона имеет аналитическое решение [1]. В этом случае спектр представляет собой набор подзон размерного квантования, каждая из которых разбивается на серию уровней Ландау. На движение вдоль оси роста структуры магнитное поле воздействует только в том смысле, что с ростом номера уровня Ландау в силу различия эффективных масс в яме и барьере эффективно меняется высота барьера.

В другом предельном случае, когда магнитное поле параллельно слоям, магнитное квантование в плоскости слоев отсутствует (в плоскости слоев на масштабе огибающих функций имеет место свободное движение). В этом случае воздействие магнитного поля на электрон сводится к модификации движения вдоль оси роста структуры, задача сводится к одномерной и также уже подробно рассматривалась [2–4].

Ситуация существенно усложняется, если магнитное поле направлено под углом к слоям. В этом случае магнитное квантование в плоскости слоев и размерное квантование, модифицированное компонентой магнит-

ного поля вдоль слоев, становятся взаимосвязанными. В результате переменные в уравнении Шредингера полностью не разделяются, задача является принципиально двумерной и аналитического решения не имеет.

Последняя задача решалась в ряде работ [5–12], при этом использовались как теория возмущений и вариационный метод, так и различные численные подходы [10,13,14]. Тем не менее, систематического исследования спектра во всем диапазоне ориентаций магнитного поля, а также влияния на него сильного поперечного электрического поля к настоящему времени, насколько нам известно, не проводилось.

Поэтому в данной работе выполнены расчеты спектра локализованных состояний электрона в одиночной квантовой яме в наклонном магнитном поле, изучен характер эволюции спектра при изменении ориентации магнитного поля и рассмотрено влияние электрического поля на энергии и волновые функции электронных состояний. Использовался метод, основанный на непосредственной диагонализации матрицы гамильтониана с использованием в качестве исходного базиса связанных состояний электрона в квантовой яме при наличии только компоненты магнитного поля, перпендикулярной слоям. Используемый метод расчета позволил вычислить энергии и волновые функции электронных состояний во всем диапазоне углов, в том числе и в ситуации, когда энергия размерного квантования одного порядка с энергией Ландау. Кроме того, предлагаемый подход дал возможность учесть влияние на спектр электрона в яме наряду с магнитным и сильным ( $eFd$  — падение напряжения на яме — порядка межподзонного расстояния) поперечного электрического поля.

Основное внимание было уделено структурам с широкими ямами, в которых энергии размерного квантования невелики и по порядку величины близки к энергии Ландау, вследствие чего задача об электронном спектре является существенно многоподзонной, что заметным образом влияет на электронный спектр. Кроме того, как будет показано далее, важную роль играет индуцированное электрическим полем взаимодействие между уровнями Ландау различных подзон.

<sup>†</sup> E-mail: mityagin@sci.lebedev.ru

Получены зависимости энергетического спектра электрона во всем диапазоне ориентаций магнитного поля, в том числе и для ситуации, когда энергии размерного квантования и энергии Ландау близки по величине. Показано, что в этом случае спектр имеет сложный характер, обусловленный многоподзонностью задачи.

Показано также, что в электрическом поле на характер энергетического спектра и волновых функций существенное влияние оказывает индуцированное электрическим полем взаимодействие между уровнями Ландау различных подзон.

В структурах с широкими квантовыми ямами обнаружено аномальное поведение уровней Ландау при ориентациях магнитного поля, близких к параллельной слоям.

## 2. Метод расчета

Будем рассматривать энергетический спектр и волновые функции локализованных состояний электрона в изолированной прямоугольной квантовой яме GaAs–Al<sub>j</sub>Ga<sub>1-j</sub>As шириной  $d$  при наличии внешних однородных электрического  $\mathbf{F} = -F\mathbf{e}_z$  и магнитного полей  $\mathbf{B} = B_{\parallel}\mathbf{e}_y + B_{\perp}\mathbf{e}_z$  (где ось  $z$  — ось роста структуры).

В приближении эффективной массы формализма огибающих функций [15] уравнение Шредингера для огибающей функции электрона имеет вид

$$\left\{ \left( \mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \frac{1}{2m(z)} \left( \mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) + U_{QW}(z) - eFz \right\} \psi(x, y, z) = E\psi(x, y, z), \quad (1)$$

где  $\mathbf{p}$  — оператор импульса электрона,  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал магнитного поля,  $e > 0$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $U_{QW}(z) = \begin{cases} U_0, & |z| > d/2 \\ 0, & |z| < d/2 \end{cases}$  — потенциал квантовой ямы,  $m(z) = \begin{cases} m_b, & |z| > d/2 \\ m_w, & |z| < d/2 \end{cases}$  — эффективная масса. В уравнении (1) мы пренебрегли взаимодействием спина электрона с магнитным полем, в силу его малости в рассматриваемом классе структур [16].

При выборе векторного потенциала магнитного поля,

$$\mathbf{A} = (B_{\parallel}z - B_{\perp}y)\mathbf{e}_x, \quad (2)$$

волновая функция электрона имеет вид

$$\psi(x, y, z) = \exp(ik_x x) f_{k_x}(y, z), \quad (3)$$

где компонента  $f_{k_x}(y, z)$  волновой функции, описывающая движение в плоскости  $(y, z)$ , определяется из эффективного уравнения Шредингера

$$H_{eff} f_{k_x}(y, z) = E f_{k_x}(y, z) \quad (4)$$

с эффективным гамильтонианом [17]

$$H_{eff} = H_{eff,\perp}(F) + H_{eff}^{mag,\parallel} + H_{eff}^{mag,mix}, \quad (5)$$

где

$$H_{eff,\perp}(F) = H_{eff,\perp}(F=0) - eFz, \quad (6)$$

$$H_{eff,\perp}(F=0) = -\frac{\hbar^2}{2m(z)} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}^2} + H_{eff}^{mag,\perp} - \frac{\partial}{\partial z} \frac{\hbar^2}{2m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U_{QW}(z) \quad (7)$$

— часть гамильтониана, описывающая движение электрона в перпендикулярном слоям магнитном поле  $\mathbf{B} = B_{\perp}\mathbf{e}_z$  в отсутствие электрического поля;  $\tilde{y} = y - l_{\perp}^2 k_x$ ,  $l_{\perp} = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB_{\perp}}}$  — магнитная длина для компоненты магнитного поля  $B_{\perp}$ ;

$$H_{eff}^{mag,\perp} = \frac{\hbar^2}{2m(z)} \frac{\tilde{y}^2}{l_{\perp}^4} \quad (8)$$

— вклад компоненты магнитного поля, перпендикулярной слоям;

$$H_{eff}^{mag,\parallel} = \frac{\hbar^2}{2m(z)} \frac{z^2}{l_{\parallel}^4} \quad (9)$$

— вклад компоненты магнитного поля, параллельной слоям;  $l_{\parallel} = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB_{\parallel}}}$  — магнитная длина для компоненты магнитного поля  $B_{\parallel}$ ;

$$H_{eff}^{mag,mix} = -\frac{\hbar^2}{m(z)} \frac{\tilde{y}}{l_{\perp}^2} \frac{z}{l_{\parallel}^2} \quad (10)$$

— смешанный вклад перпендикулярной и параллельной компонент магнитного поля (вклад магнитного поля, смешивающий движение в плоскости слоев и вдоль оси роста структуры).

В дальнейшем, говоря о волновой функции электрона, мы будем иметь в виду компоненту  $f_{k_x}(y, z)$  волновой функции (3).

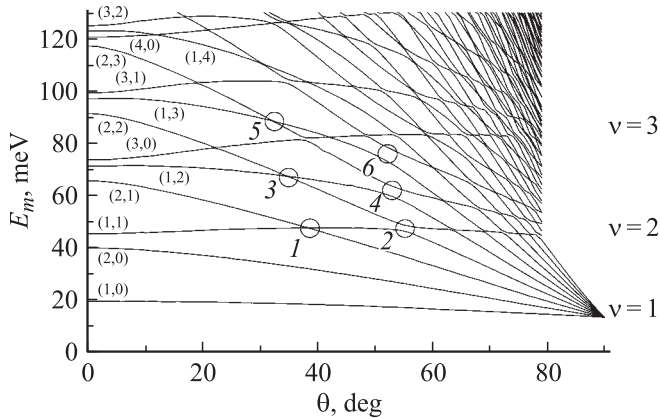
Спектр локализованных состояний мы определяем, используя матричный подход. При этом в качестве исходного базиса мы используем набор только связанных состояний гамильтониана  $H_{eff,\perp}(F=0)$ , т.е. пренебрегаем влиянием состояний непрерывного спектра.

Данный подход заведомо применим для расчета уровней, лежащих достаточно глубоко в яме (энергия Ландау и падение напряжения на характерной области локализации волновой функции в яме существенно меньше расстояния до непрерывного спектра гамильтониана  $H_{eff,\perp}(F=0)$ ). Такая ситуация как раз и реализуется для довольно большого числа уровней Ландау в случае достаточно глубоких (с высотой барьера несколько сотен мэВ) и широких (порядка 10 нм) квантовых ям в интересных с практической точки зрения электрических (порядка  $10^4$  В/см) и магнитных (вплоть до 15 Тл) полях.

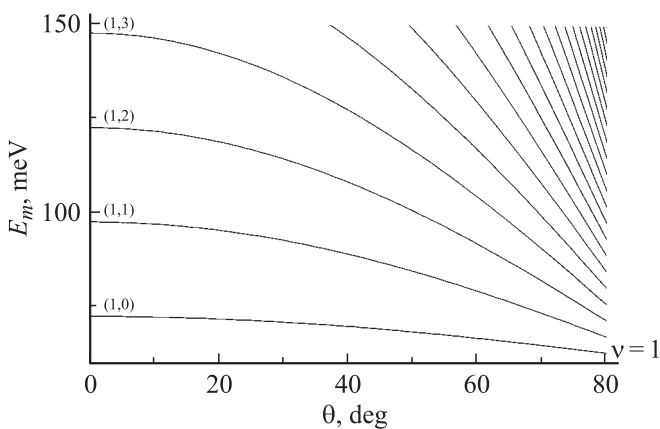
### 3. Результаты и их обсуждение

Мы провели численные расчеты спектра локализованных состояний электрона в квантовых ямах GaAs–Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As шириной  $d = 6–25$  нм для различных ориентаций магнитного поля, в том числе и при наличии сильного поперечного (перпендикулярного слоям) электрического поля.

Прежде всего нами получены зависимости энергетического спектра локализованных состояний от ориентации магнитного поля во всем диапазоне углов  $\theta = \widehat{\mathbf{B}, \mathbf{e}_z}$



**Рис. 1.** Зависимость энергий  $E_m$ , локализованных в яме состояний электрона, от угла наклона  $\theta$  магнитного поля для квантовой ямы GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As шириной 25 нм при  $B = 15$  Т,  $F = 0$ . (В диапазоне углов  $\theta = 80–90^\circ$  приведены энергии только нижних 10 уровней Ландау 1-й подзоны). Кружками выделен ряд случаев пересечения уровней Ландау 1-й и 2-й подзоны. 1 — (1,2)/(2,0); 2 — (1,3)/(2,0); 3 — (1,3)/(2,1); 4 — (1,4)/(2,1); 5 — (1,4)/(2,2); 6 — (1,5)/(2,2). Запись (1, $n$ )/(2, $n_1$ ) означает, что пересечение имеет место между уровнем Ландау с номером  $n$  в 1-й подзоне и между уровнем Ландау с номером  $n_1$  во 2-й подзоне. Справа указаны номера подзон, к которым сходятся уровни Ландау при  $\theta \rightarrow 90^\circ$ .



**Рис. 2.** Зависимость энергий  $E_m$ , локализованных в яме состояний электрона, от угла наклона  $\theta$  магнитного поля к оси роста структуры при  $F = 0$  для квантовой ямы GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As шириной 6 нм при  $B = 15$  Тл.

как без электрического поля, так и в его присутствии. На рис. 1 приведена зависимость энергетического спектра от ориентации магнитного поля для квантовой ямы шириной 25 нм (без электрического поля). Видно, что характер эволюции спектра при изменении направления магнитного поля весьма сложен, имеют место пересечения и антипересечения уровней. Такой характер спектра обусловлен прежде всего обусловленной наклонным магнитным полем взаимосвязью размерного квантования и квантования Ландау движения электрона. Для сравнения на рис. 2 приведена аналогичная зависимость для квантовой ямы шириной 6 нм, где энергия размерного квантования при тех же магнитных полях существенно превышает энергию Ландау. В этом случае характер эволюции спектра существенно проще, наблюдается монотонное изменение энергий уровней при увеличении угла наклона магнитного поля.

При перпендикулярной ориентации ( $\theta = 0$ ) магнитного поля магнитное квантование и размерное разделяются, при этом энергетический уровень задается индексом подзоны и номером уровня Ландау в подзоне. Для каждого из уровней эти квантовые числа приведены (рис. 1) справа от оси ординат: первое число — номер подзоны, второе — номер уровня Ландау в подзоне.

В наклонном ( $\theta \neq 0$ ) магнитном поле за счет вклада (10) в гамильтониан, смешивающего движение в плоскости слоев и вдоль оси роста структуры, появляется сильное взаимодействие между уровнями Ландау, вследствие чего номер подзоны и номер уровня Ландау в подзоне перестают быть истинными квантовыми числами. Тем не менее, выбрав один из уровней при перпендикулярном к слоям магнитным поле, можно в целом проследить за его эволюцией с изменением угла наклона магнитного поля. Это позволяет и при наклонных магнитных полях провести классификацию уровней по номеру подзоны и номеру уровня Ландау в подзоне.

Из рис. 1 можно также видеть, что между одними уровнями имеют место антипересечения, между другими же они отсутствуют. Причиной антипересечений является наличие в гамильтониане членов (10), смешивающих движение в плоскости слоев и вдоль оси роста структуры. Соответственно, антипересечения между двумя уровнями Ландау всегда имеют место, когда матричные элементы (10) между этими состояниями отличны от нуля (имеет место прямое взаимодействие между уровнями). Однако, хорошо видно, что антипересечения имеют место также и между некоторыми уровнями Ландау, между которыми соответствующий матричный элемент равен нулю. Причиной этого служит наличие между двумя уровнями Ландау косвенного взаимодействия, которое осуществляется через цепочку промежуточных уровней. Например, из рисунка видно, что между уровнями Ландау (1,3) и (2,0) имеет место сильное антипересечение, при том, что матричный элемент (10) между данными состояниями равен нулю. Однако, данные уровни взаимодействуют косвенно,

например, через уровни (2,2) и (1,1): уровень (1,3) напрямую взаимодействует с уровнем (2,2), (2,2) — с (1,1) и, наконец, (1,1) — с (2,0). В принципе таких каналов косвенного взаимодействия, как, например, в данном случае, может быть несколько. Когда же уровни просто пересекаются без расталикивания, как, например, (1,2) и (2,0), то и прямые и косвенные взаимодействия между ними отсутствуют.

Проводя такой анализ, можно получать „правила отбора“ для взаимодействия между уровнями Ландау и соответственно, для характера их пересечений. Например, рассматривая взаимодействие уровней Ландау только 1-й и 2-й подзон, можно получить для этого случая „правило отбора“ —  $\Delta n = 2k + 1$ , ( $k = 0, 1, \dots$ ): антипересечения уровней Ландау 1-й и 2-й подзон возможны только в том случае, если разность между их номерами в соответствующих подзонах равняется нечетному числу. В справедливости его можно убедиться, анализируя рис. 1.

Соответствие полученных аналитически „правил отбора“ для антипересечения уровней с данными расчетами может служить одним из критериев надежности вычислений.

Из рис. 1 также хорошо видна тенденция к формированию структуры подзон при  $\theta \rightarrow 90^\circ$ : появляются системы сходящихся уровней Ландау, которые в пределе  $\theta = 90^\circ$  образуют соответствующие подзоны. При этом при переходе от случая магнитного поля, перпендикулярного слоям ( $\theta = 0$ ), к случаю магнитного поля, параллельного слоям ( $\theta = 90^\circ$ ), уровни Ландау каждой подзоны переходят в состояния подзоны с тем же номером.

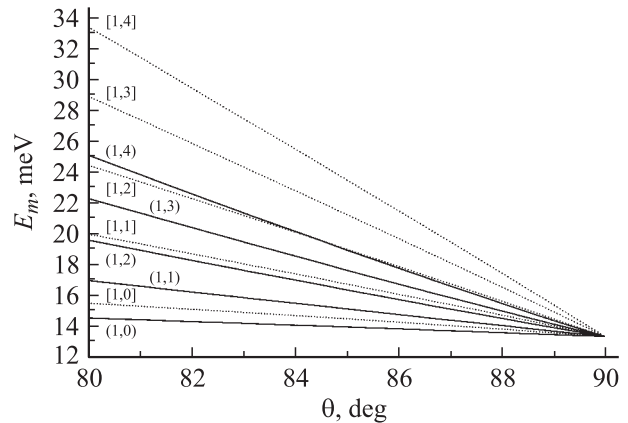
К довольно интересным результатам приводит детальный анализ поведения уровней, формирующих первую подзону, при углах  $\theta$ , близких к  $90^\circ$ .

Казалось бы, из-за того, что в данном случае параллельная слоям компонента магнитного поля меняется слабо ( $B_{\parallel} = B \cdot \sin \theta$ ), а перпендикулярная — сильно ( $B_{\perp} = B \cdot \cos \theta$ ), поведение уровней с изменением угла должно было бы преимущественно определяться перпендикулярной компонентой магнитного поля. При этом должен был бы формироваться веер сходящихся уровней Ландау с энергией, определяемой перпендикулярной компонентой магнитного поля, и расстоянием между соседними уровнями, близкими к  $\hbar\omega_{\perp} = eB_{\perp}/m_w c$ .

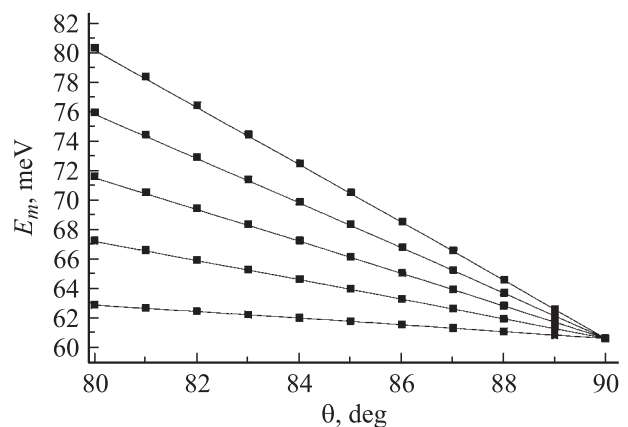
Это было бы так, если бы отсутствовало обусловленное магнитным полем смешивание движения в плоскости слоев и вдоль оси роста структуры (отсутствовал бы член  $H_{eff}^{mag,mix}$  в гамильтониане).

На рис. 3 приведены зависимости первых пяти уровней Ландау первой подзоны для квантовой ямы шириной 25 нм в диапазоне углов  $\theta = 80^\circ - 90^\circ$ . Пунктирными линиями показаны уровни, рассчитанные без учета смешивающего вклада магнитного поля  $H_{eff}^{mag,mix}$ . Они, действительно, образуют систему практически эквидистантных уровней Ландау, расстояние между которыми определяется главным образом перпендикулярной

компонентой магнитного поля. Учет же смешивания магнитным полем движения вдоль оси роста структуры и в плоскости слоев приводит в данном случае к тому, что система этих уровней сильно искажается. Соответствующие зависимости показаны на рис. 3 сплошными линиями. Видно, что смешивание магнитным полем движения в плоскости слоев и вдоль оси роста структуры приводит к тому, что система реальных уровней отклоняется от линейного поведения, становится неэквидистантной и, что самое главное, расстояние между уровнями в среднем уменьшается почти в 2 раза. Соответствующие значения энергий уровней приведены в таблице.



**Рис. 3.** Зависимость энергий  $E_m$  пяти нижних состояний электрона, формирующих при  $\theta = 90^\circ$  первую подзону, от угла наклона  $\theta$  магнитного поля для квантовой ямы GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As шириной 25 нм при  $B = 15$  Т,  $F = 0$ . Сплошными и пунктирными линиями показаны зависимости, рассчитанные соответственно с учетом и без учета вклада магнитного поля (10), смешивающего движение в плоскости слоев и вдоль оси роста структуры.

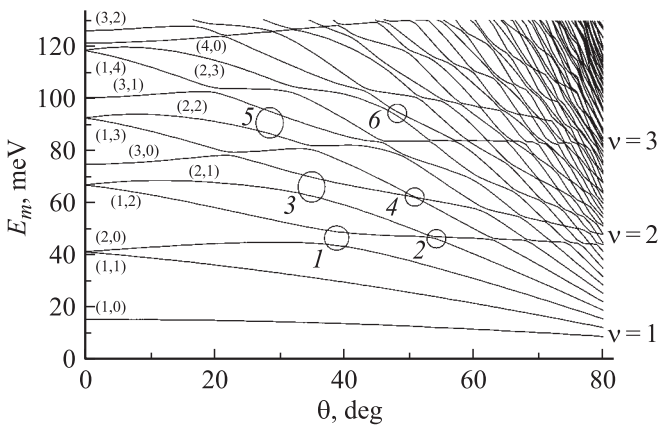


**Рис. 4.** Зависимость энергий  $E_m$  пяти нижних состояний электрона, формирующих при  $\theta = 90^\circ$  первую подзону, от угла наклона  $\theta$  магнитного поля для квантовой ямы GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As шириной 6 нм при  $B = 15$  Т,  $F = 0$ . Прямоугольниками показаны соответствующие значения, рассчитанные без учета вклада магнитного поля (10), смешивающего движение в плоскости слоев и вдоль оси роста структуры.

Порядковый номер уровня, $m$	Номер уровня Ландау в подзоне, $n$	$E_m(E_n^{v=1})$ , мэВ без учета вклада магнитного поля, смешивающего движения в плоскости слоев и вдоль оси роста	$E_m(E_n^{v=1})$ , мэВ с учетом вклада магнитного поля, смешивающего движения в плоскости слоев и вдоль оси роста
1	0	14.53	14.00
2	1	16.78	15.17
3	2	19.03	16.4
4	3	21.28	17.67
5	4	23.53	18.98
...	...	...	...
9	8	32.55	24.50
10	9	34.81	25.93

Важно отметить, что обнаруженный эффект имеет место в ситуации, когда энергии размерного квантования и энергия Ландау близки по величине. Для сравнения на рис. 4 приведена аналогичная зависимость для квантовой ямы шириной 6 нм, для которой энергия размерного квантования существенно превышает энергию Ландау в рассматриваемом диапазоне полей. В этом случае влияние вклада  $H_{eff}^{mag,mix}$  мало и наблюдается „правильное“ поведение уровней Ландау.

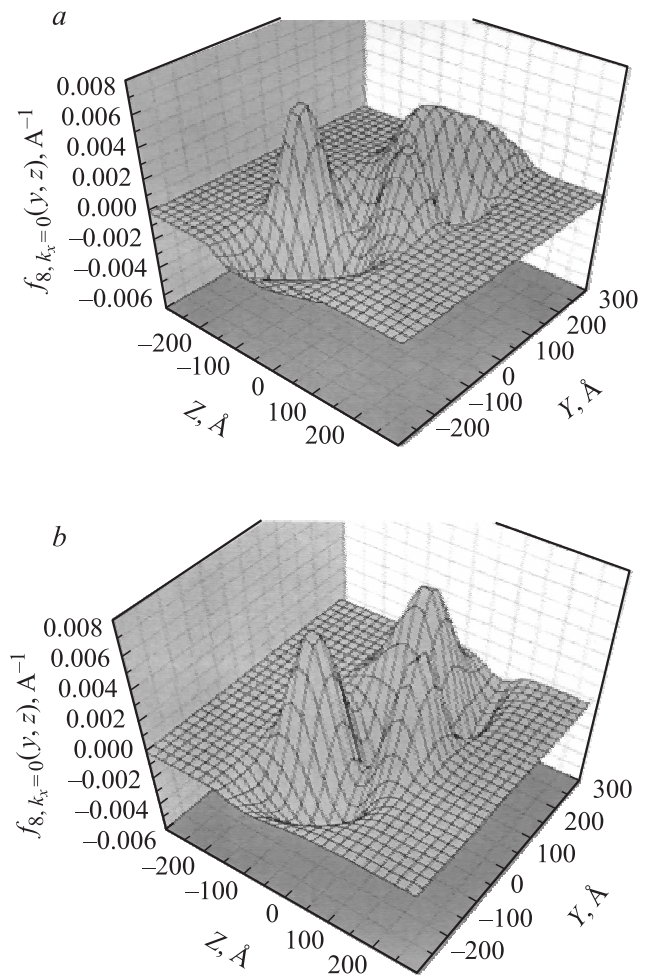
Указанный эффект аномального поведения уровней Ландау является достаточно сильным и должен легко наблюдаться в спектрах циклотронного резонанса. Однако таких данных в рассматриваемом диапазоне ориентаций магнитного поля найти в литературе не удалось.



**Рис. 5.** Зависимость энергий  $E_m$ , локализованных в яме состояний электрона, от угла наклона  $\theta$  магнитного поля к оси роста структуры в электрическом поле  $F = 2 \cdot 10^4$  В/см. Расчет выполнен для квантовой ямы GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As шириной 25 нм при  $B = 15$  Т. Кружками выделен ряд случаев пересечения уровней Ландау первой и второй подзоны. 1 — (1,2)/(2,0); 2 — (1,3)/(2,0); 3 — (1,3)/(2,1); 4 — (1,4)/(2,1); 5 — (1,4)/(2,2); 6 — (1,5)/(2,2).

Перейдем теперь к влиянию поперечного электрического поля на спектр локализованных в яме состояний. Соответствующие зависимости энергий уровней от ориентации магнитного поля в присутствии поперечного

электрического поля напряженностью  $F = 2 \cdot 10^4$  В/см приведены на рис. 5. Видно, что электрическое поле существенно изменяет характер эволюции энергетического спектра в наклонном магнитном поле. Изменяются как значения энергий уровней по величине, так и, как видно из сравнения рис. 1 и 5, характер взаимодействия



**Рис. 6.** Волновые функции электрона для состояния с порядковым номером  $m = 8$  при  $\theta = 45^\circ$ . *a* —  $F = 0$ , *b* —  $F = 2 \cdot 10^4$  В/см. Расчет выполнен для квантовой ямы GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As шириной 25 нм при  $B = 15$  Т.

уровней. Причиной этого является то, что электрическое поле нарушает симметрию компонент волновых функций в состояниях Ландау, отвечающих движению вдоль оси роста структуры. Это приводит к тому, что матричные элементы (10), которые были равны нулю без электрического поля из-за симметрии волновых функций подзон по  $z$ , становятся отличными от нуля, что приводит к изменению степени взаимодействия между уровнями.

Поскольку в наклонном магнитном поле переменные в уравнении Шредингера не разделяются и движение в плоскости слоев и вдоль оси роста являются взаимосвязанными, электрическое поле влияет как на движение вдоль оси роста, т.е. собственно в направлении  $\mathbf{F}$ , так и на движение в плоскости слоев, т.е. перпендикулярно  $\mathbf{F}$ . Сказанное наиболее хорошо видно на примере волновых функций, которые показаны на рис. 6. Видно, что электрическое поле сильно меняет характер поведения волновой функции как вдоль оси  $z$ , так и вдоль оси  $y$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 03-02-16663).

## Список литературы

- [1] S. Živanović, V. Milanović, Z. Ikonić. Phys. Rev. B, **52**, 8305 (1995).
- [2] B. Mitrović, V. Milanović, Z. Ikonić. Semicond. Sci. Technol., **6**, 93 (1991).
- [3] L. Brey, G. Platero, Tejedor. Phys. Rev. B, **38**, 9649 (1988).
- [4] M. Shayegam, T. Sajoto, J. Jo, M. Santos, H.D. Drew. Phys. Rev. B, **40**, 3476 (1989).
- [5] F. Stern. Phys. Rev. B, **5**, 4891 (1972).
- [6] M.K. Bose, C. Majumdar, A.B. Maity, A.N. Chakravarty. Phys. Status. Solidi, **54**, 437 (1982).
- [7] T. Chakraborty, B. Pietiläinen. Phys. Rev. B, **39**, 7971 (1989).
- [8] M.A. Brummel, M.A. Hopkins, R.J. Nicholast, J.C. Portal, K.Y. Cheng, A.Y. Cho. J. Phys. C, **19**, L107 (1986).
- [9] T.M. Fromhold, P.B. Wilkinson, F.W. Sheard, L. Eaves, J. Miao, G. Edwards. Phys. Rev. Lett., **75**, 1142 (1995).
- [10] D.M. Mitrinović, V. Milanović, Z. Ikonić. Phys. Rev. B, **54**, 7666 (1996).
- [11] M. Bayer, A.A. Dremin, V.D. Kulakovskii, A. Forchel, F. Faller, P.A. Knipp, T.L. Reinecke. Phys. Rev. B, **52**, 14 728 (1995).
- [12] T.M. Fromhold, P.B. Wilkinson, R.K. Hayden, L. Eaves, F.W. Sheard, N. Miura, M. Henini. Phys. Rev. B, **65**, 155312-1 (1995).
- [13] I.P. Hamilton, J.C. Light. Chem. Phys., **84**, 306 (1986).
- [14] M. Bayer, A. Schmidt, A. Forchel, F. Faller, T.L. Reinecke, P.A. Knipp, A.A. Dremin, V.D. Kulakovskii. Phys. Rev. Lett., **74**, 3439 (1995).
- [15] G. Bastard. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures* (Les Editions de Physique, Les Ulis, 1998).
- [16] U. Bockelmann, G. Bastard. Phys. Rev. B, **45**, 1700 (1992).
- [17] F. Stern, W.E. Howard. Phys. Rev., **163**, 816 (1967).

Редактор Л.В. Беляков

## Spectrum of electron in quantum well in strong tilted magnetic and transverse electric fields

M.P. Telenkov, Yu.A. Mityagin

P.N. Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Russia

**Abstract** The investigation of energies and wave functions of localized states of an electron in a quantum well in a strong magnetic field arbitrary directed with respect to the layers as well as in a strong transverse electric field was carried out. The situation when subband energies are close to Landau one was considered. A character of evolution of the spectrum with the magnetic field angle variation in the whole angle range was investigated.