

# ИЗМЕРЕНИЕ ЦИКЛОТРОННЫХ МАСС СПИН-ОРБИТАЛЬНО РАСЩЕПЛЕННЫХ КВАЗИДВУМЕРНЫХ ДЫРОК В УЗКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs(001)

М. Н. Ханнанов\*, И. В. Кукушкин, В. Е. Бисти\*\*, Ю. А. Нефёдов, С. И. Губарев

*Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 26 февраля 2008 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения измерена зависимость циклотронной массы тяжелых дырок от магнитного поля в асимметричных квантовых ямах GaAs(001) при различных концентрациях квазидвумерных дырок. Обнаружено и исследовано влияние спин-орбитального расщепления на циклотронные массы тяжелых дырок. На основании полученных экспериментальных данных рассчитан энергетический спектр дырок. Предсказан энергетический диапазон наблюдения спин-плазмонных колебаний в дырочных системах с различными концентрациями.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Принципиальная возможность управлять поляризацией спинов с помощью электрического поля в электронных и дырочных квазидвумерных (2D) системах со спин-орбитальным взаимодействием могла бы дать неоценимый вклад в развитие квантовой спиновой микро- и нанoeлектроники [1]. Идея спинового транзистора, предложенная в работе [2], основана на возможности управления спиновой прецессией носителей заряда внешним электрическим полем с помощью модуляции энергии спин-орбитального взаимодействия затворным напряжением. Для реализации этой идеи требуются, во-первых, достаточно большие времена спиновой релаксации носителей заряда, во-вторых, возможность изменения спин-орбитального взаимодействия электрическим полем и, в-третьих, возможность инжектировать в систему ориентированные по спину носители заряда с высокой степенью поляризации. Согласно теоретическим представлениям, все эти необходимые условия можно выполнить в полупроводниковых гетероструктурах высокого качества. В связи с последним обстоятельством

в экспериментальных исследованиях обычно используются электронные 2D-системы в наиболее совершенных квантовых ямах GaAs/AlGaAs, в которых, однако, величина спин-орбитального взаимодействия не является достаточно большой. Для усиления энергии спин-орбитального взаимодействия используются полупроводники с меньшей шириной запрещенной зоны, например, квантовые ямы InAs/GaAs, однако при этом из-за несоответствия постоянных кристаллических решеток двух материалов ухудшается качество структур и значительно уменьшается время спиновой релаксации. Альтернативная возможность увеличения энергии спин-орбитального взаимодействия носителей заряда в структурах GaAs/AlGaAs появляется при использовании в этих совершенных квантовых ямах не электронного, а дырочного канала. Основными отличиями дырочных каналов от электронных являются гораздо большая величина спин-орбитального взаимодействия и слабое контактное взаимодействие спинов носителей заряда со спинами ядер, что значительно упрощает контроль спиновой прецессии электрическим полем. Экспериментальное определение спин-орбитального взаимодействия в дырочной системе в зависимости от электрического поля представляет важную и недостаточно исследованную на данный момент задачу.

\*E-mail: kmn@issp.ac.ru

\*\*E-mail: bisti@issp.ac.ru

Хорошо известно, что в полярных кристаллах без центра инверсии спин-орбитальное взаимодействие снимает спиновое вырождение в валентной зоне и зоне проводимости при конечных импульсах носителей в зонах. В  $2D$ -системах отсутствие пространственной инверсии может быть обусловлено отсутствием инверсии в исходном материале, как, например, в GaAs, обладающем структурой цинковой обманки (bulk inversion asymmetry, BIA, или вклад Дрессельхауза), либо геометрией самой структуры, т. е. пространственной асимметрией потенциала  $V(z)$  (structure inversion asymmetry, SIA, или вклад Рашба).

Для  $2D$ -электронов спиновое расщепление линейно по импульсу, при этом вклады BIA и SIA могут быть одного порядка [3]. Иная ситуация возникает в случае  $2D$ -дырок. В квантовых ямах GaAs/AlGaAs размерное квантование снимает четырехкратное вырождение валентной зоны в центре зоны Бриллюэна и расщепляет валентную зону на подзоны тяжелых и легких  $2D$ -дырок. При конечных планарных волновых векторах  $k$  спин-орбитальное взаимодействие приводит к снятию спинового вырождения как в подзоне легких, так и в подзоне тяжелых дырок. Кроме того, происходит смешивание состояний легких и тяжелых дырок, энергетический спектр дырок становится сильно непараболическим, а закон дисперсии определяется геометрией квантовой ямы.

В работе [4] был проведен анализ симметрии поверхностных электронных (дырочных) состояний в кристаллах со структурой цинковой обманки для направлений (111) и (001). Было показано, что для поверхностных состояний (111), обладающих осью симметрии третьего порядка, спиновое расщепление зоны тяжелых дырок с проекцией полного момента  $m_j = \pm 3/2$  может быть только кубическим по  $k$ . Для  $2D$ -состояний в плоскости (001) спиновое расщепление тяжелых дырок может быть и линейным по  $k$ , однако для больших импульсов Ферми  $k_F$ , характерных для рассматриваемых нами концентраций двумерных дырок, величина линейного вклада много меньше спинового расщепления, обусловленного кубическими по  $k$  членами [5, 6]. При малых концентрациях (и, соответственно, малых импульсах), когда величины линейного и кубического по  $k$  членов сравнимы, сама величина спинового расщепления оказывается ничтожно малой по сравнению с точностью эксперимента. В асимметрично легированной квантовой яме GaAs/AlGaAs(001) наличие макроскопического электрического поля, перпендикулярного плоскости ямы, для состояний тяжелых дырок приводит к дополнительному кубическому по

$k$  спиновому расщеплению состояний тяжелых дырок. Таким образом, в отличие от легких дырок, где спиновое расщепление, как и в трехмерных электронных системах, линейно по  $k$ , в подзоне тяжелых дырок основной вклад в спиновое расщепление при конечных волновых векторах должны вносить члены, пропорциональные  $k^3$ .

Впервые спин-орбитальное расщепление подзоны тяжелых  $2D$ -дырок наблюдалось при измерении циклотронного резонанса методом ИК-спектроскопии [7] в квантовом пределе (пределе больших магнитных полей). Характерные энергии переходов между уровнями Ландау составляли в этом случае несколько миллиэлектронвольт, при этом исследовались переходы между уровнями Ландау с очень малыми номерами ( $N = 0, 1$ ). Такие измерения мало говорят об эффективных массах тяжелых дырок и спин-орбитальном расщеплении дырок в квантовых ямах, поскольку при малых номерах уровней Ландау из-за квантовых поправок спектр дырок неэквидистантен даже в объемном GaAs, где перемешивание волновых функций легких и тяжелых дырок существенно меньше, чем в дырочных  $2D$ -системах.

Квазиклассическую циклотронную массу, соответствующую эффективной массе плотности состояний, можно измерить в микроволновом диапазоне, когда под уровнем Ферми находится много уровней Ландау, однако для этого необходимы образцы с очень высокой подвижностью, что было невозможно вплоть до самого последнего времени. Меняя концентрацию дырок и вместе с ней энергию Ферми, можно исследовать спектр в зависимости от волнового вектора и получить основные параметры, определяющие спектр дырок с учетом непараболичности.

Изучение циклотронного резонанса в микроволновой области является наиболее прямым способом измерения масс носителей в полупроводниковых структурах. Первые высокоподвижные дырочные каналы были получены при легировании кремнием квантовых ям GaAs(113) [8]. Однако закон дисперсии  $2D$ -дырок для ямы GaAs(113) существенно анизотропен уже в параболическом приближении, в то время как при традиционном направлении роста ямы GaAs(001) закон дисперсии  $2D$ -дырок в параболическом приближении изотропен. Поэтому измерения циклотронного резонанса в квантовых ямах GaAs(113) [9] делают затруднительным экспериментальное изучение непараболичности спектра дырок.

Измерение циклотронной массы  $2D$ -дырок в квантовой яме GaAs(001) в СВЧ-диапазоне впервые было выполнено в работе [10] на образцах с

низкой концентрацией дырок, где  $p$ -канал с высокой подвижностью возникал из-за остаточных примесей углерода в барьере. При низких концентрациях дырок и, соответственно, малых волновых векторах  $k_F$  в законе дисперсии можно ограничиться только параболическим приближением, но даже в этом простейшем случае рассчитанное значение массы дырки,  $0.16m_0$  [11, 12], оказалось существенно выше экспериментально измеренного значения  $0.26m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона). Теоретическая работа [13], в которой рассматривался закон дисперсии дырок для пустой прямоугольной ямы с бесконечным барьером в сферическом приближении, предсказывает для массы тяжелых дырок значение  $0.12m_0$  в пределе  $kW \ll 1$  ( $W$  — ширина ямы); при увеличении  $k$  ( $kW \sim 1$ ) циклотронная масса дырок увеличивается, а в пределе больших  $k$  ( $kW \gg 1$ ) стремится к значению  $0.49m_0$ .

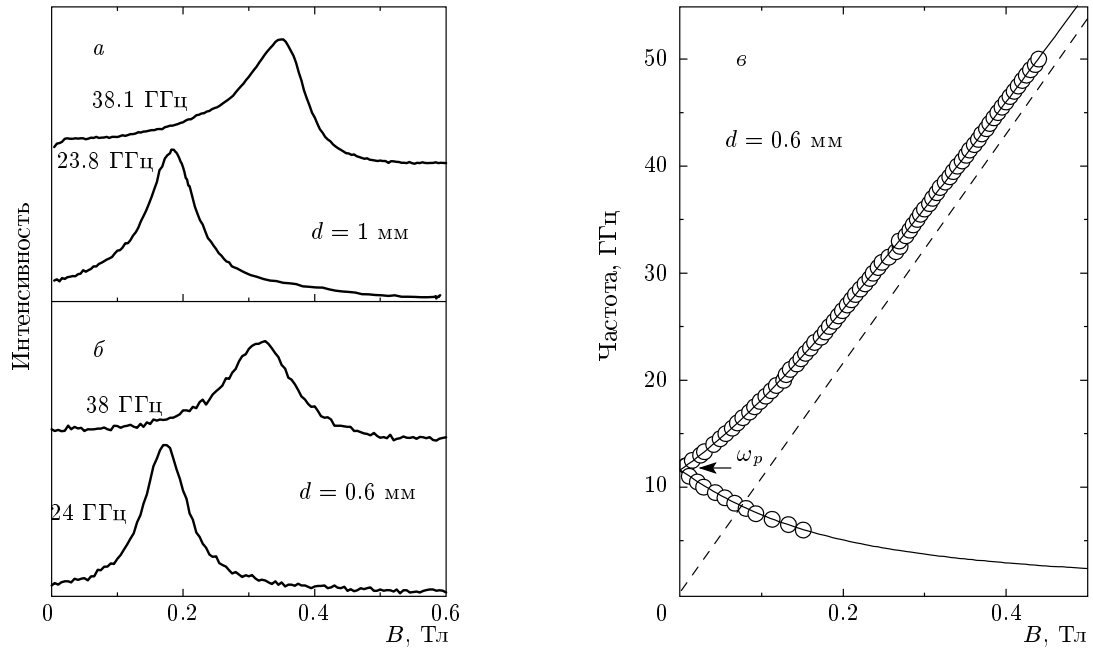
Недавно были выращены высокоподвижные образцы  $p$ -типа, что позволило подробно исследовать зависимость квазиклассической циклотронной массы дырок от их концентрации (энергии Ферми). В работе [14] наблюдался плавный рост циклотронной массы тяжелой  $2D$ -дырки от  $0.27m_0$  до  $0.49m_0$  при увеличении концентрации дырок от  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  до  $1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что соответствует диапазону волновых векторов  $kW \sim 1$ . Измерения были выполнены на относительно широких квантовых ямах шириной  $W = 200 \text{ \AA}$ , что не позволило достичь предела  $kW \ll 1$ , и был сделан вывод о необходимости дальнейших экспериментальных исследований образцов с меньшей шириной ямы. Одновременно с [14] появилась работа [15], в которой исследовалась зависимость массы тяжелых дырок от их концентрации и ширины ямы, однако в ней не было проведено количественного сравнения результатов эксперимента с существующими теоретическими данными. Кроме того, для каждой ямы масса была измерена только при двух значениях концентрации.

До настоящего времени ни в одной из работ [10, 14, 15], посвященных измерению циклотронных масс дырок в квантовых ямах GaAs(001) методами микроволновой спектроскопии, не удавалось обнаружить спин-орбитального расщепления подзоны тяжелых дырок.

Целью настоящей работы является обнаружение и исследование циклотронных резонансов в случае спин-орбитально расщепленных подзон тяжелых  $2D$ -дырок в зависимости от концентрации и магнитного поля в узких квантовых ямах.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве образцов были выбраны относительно узкие квантовые ямы шириной  $100 \text{ \AA}$ , для которых верхние размерно-квантованные подзоны тяжелых дырок расположены значительно выше, чем основные, потому их вклад в непараболичность закона дисперсии нижней подзоны мал по сравнению с влиянием основной подзоны легких дырок. Так, в измерениях [15], где спин-орбитального расщепления подзон не наблюдалось, циклотронные массы дырок в квантовой яме шириной  $100 \text{ \AA}$  при концентрациях от  $4.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  до  $1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  составляли  $0.21$  и  $0.22$  массы свободного электрона, что практически неразлично в пределах экспериментальной погрешности. Дырочный  $2D$ -канал в наших образцах создавался путем легирования углеродом с одной стороны от ямы, при этом достигалась концентрация дырок в яме  $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Изменение концентрации в образце осуществлялось с помощью подсветки гелий-неоновым лазером, при этом концентрация дырок плавно уменьшалась с увеличением интенсивности подсветки. Методика оптического детектирования микроволновых магнитоплазменных резонансов в электронном (дырочном)  $2D$ -газе [16, 17], включая подробную схему эксперимента, многократно описана в предыдущих работах [10, 14, 18, 19]. Она основана на детектировании изменения спектра фотолюминесценции при резонансном разогреве дырочного газа СВЧ-излучением, обусловленным возбуждением магнитоплазменных колебаний в электронной или дырочной  $2D$ -подсистеме. Микроволновое возбуждение осуществлялось либо в прямоугольном СВЧ-тракте на частотах от  $25$  до  $170 \text{ ГГц}$ , либо с помощью коаксиального волновода в диапазоне частот от  $5$  до  $50 \text{ ГГц}$ . Зависимость поглощения образцом микроволнового излучения от магнитного поля и частоты исследовалась также с помощью медного цилиндрического резонатора, работающего на моде  $H_{011}$ . Образец в этом случае размещался на верхней крышке резонатора. Подаваемая генератором на резонатор мощность составляла около  $0.1 \text{ мВт}$ . Аппроксимация зависимости мощности, проходящей через резонатор, от частоты давала значения добротности, а изменение последней в зависимости от магнитного поля — искомый спектр. Нижняя крышка резонатора была подвижной, что позволяло менять частоту резонанса в диапазоне от  $20$  до  $40 \text{ ГГц}$  и снимать зависимость спектра от частоты. Из-за различных размеров образцов в форме диска диаметром  $0.6$  и  $1.0 \text{ мм}$  магнитоплазменные резонансы сдвинуты друг относительно друга по магнитно-



**Рис. 1.** Сравнительные магнитопольные зависимости интенсивности поглощения микроволнового излучения с частотами 24 и 38 ГГц, измеренные с помощью оптической (а) и резонаторной (б) методик в квантовой яме GaAs(001) шириной 100 Å с концентрацией дырок  $n_h = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . в) Магнитопольные зависимости резонансных плазменных частот: сплошные линии — теоретическая зависимость (1) для  $n_h = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $m_h = 0.26m_0$ ; штриховая линия — циклотронная частота  $\omega_{CR}$  для  $m_h = 0.26m_0$

му полю. На рис. 1 показаны резонансы, измеренные на образцах с одинаковой концентрацией резонаторной (рис. 1а) и оптической (рис. 1б) методиками. На рис. 1а верхний резонанс, соответствующий частоте микроволнового возбуждения 38.1 ГГц, имеет несимметричную форму. Такая асимметрия обычно пропадает при уменьшении мощности микроволнового возбуждения и является следствием перегрева дырочного газа.

На рис. 1в показаны зависимости резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения, измеренные для концентрации 2D-дырок  $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Сплошной линией показаны зависимости частоты краевой и объемной магнитоплазменных мод от магнитного поля  $B$  в дырочном 2D-диске диаметра  $d$  [10, 14, 17, 20], с помощью которых аппроксимировались экспериментальные результаты:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

где  $\omega_{CR} = eB/cm_h$  — циклотронная частота ( $m_h$  — эффективная масса дырки,  $c$  — скорость света,  $e$  — заряд электрона), а  $\omega_p$  — частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле,

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_h e^2}{m_h \epsilon_{eff}} q, \quad (2)$$

где  $\epsilon_{eff}$  — среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs,  $n_h$  — концентрация дырок,  $q = 2.4/d$  — волновой вектор краевого магнитоплазмона [17]. В больших магнитных полях, когда  $\omega_c \gg \omega_p$ , объемная магнитоплазменная мода  $\omega_+$  асимптотически стремится к циклотронной частоте  $\omega_{CR}$ . По наклону магнитодисперсионной кривой определялась циклотронная масса дырок ( $0.26m_0$ ), а по значению  $\omega_p$  — концентрация 2D-дырок ( $n_h = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Формула (1) выведена для параболического спектра электронов, однако как видно из рис. 1в, хорошо описывает магнитоплазменные резонансы и в дырочных системах, для которых характерна значительная непараболичность.

В случае, когда спектр дырок спин-орбитально расщеплен, возникают два циклотронных резонанса, отвечающих массам тяжелых дырок в различных спиновых подзонах. На рис. 2 показаны магнитопольные зависимости интенсивности резонансного микроволнового поглощения, где одновременно видны два резонанса (1 и 2). При увеличении частоты

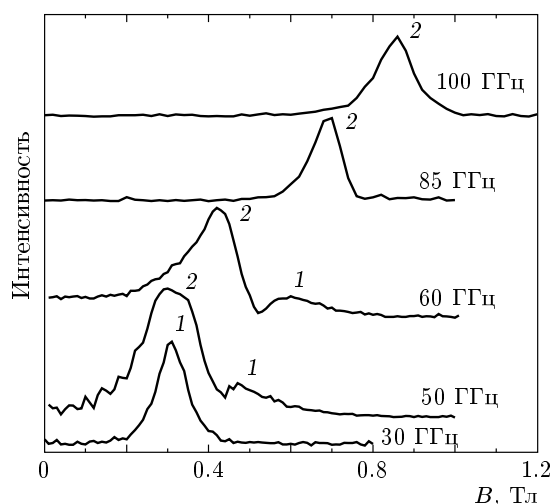


Рис. 2. Типичные магнитопольевые зависимости интенсивности поглощения для различных частот микроволнового излучения, измеренные в квантовой яме GaAs(001) шириной 100 Å с концентрацией дырок  $n_h = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

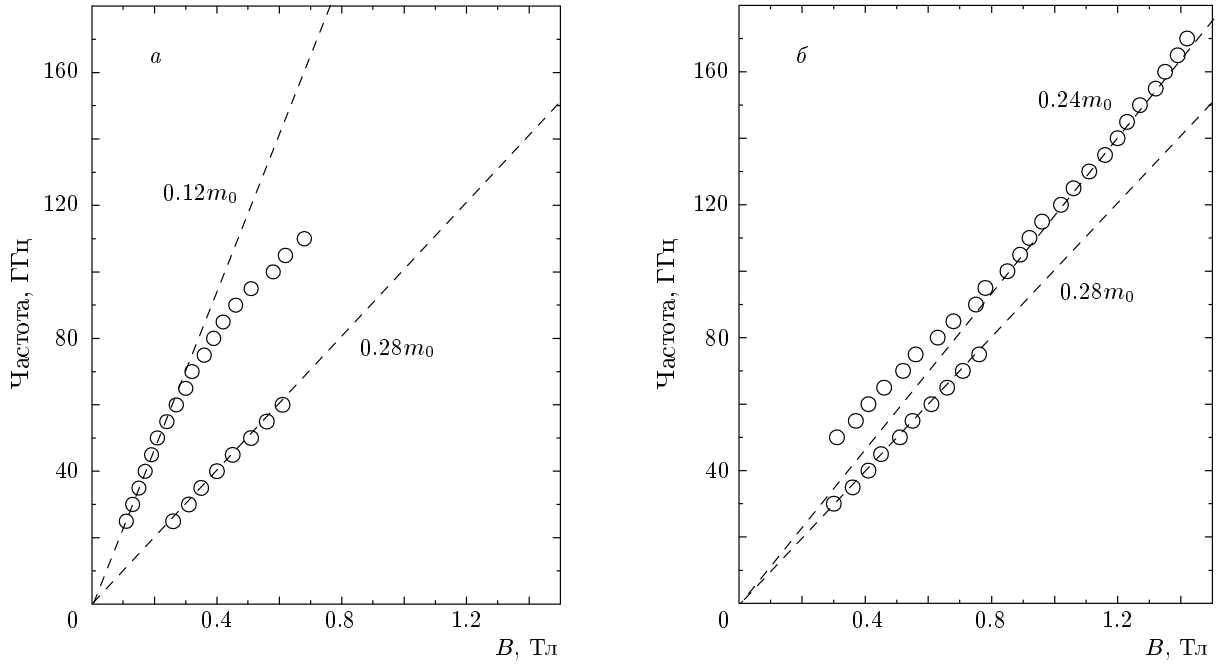
ты возбуждающего излучения сначала наблюдается один резонанс (1), затем, в области меньших полей, в спектре проявляется второй резонанс (2), интенсивность которого больше интенсивности первого. С ростом частоты оба резонанса сдвигаются в сторону больших магнитных полей. Эти два резонанса соответствуют двум магнитоплазменным модам, появляющимся в результате смешивания плазменной моды и двух циклотронных мод. Из-за больших размеров образца (3 мм) плазменная частота в наших экспериментах оказывается малой, и частоты наблюдаемых резонансов близки к соответствующим им циклотронным частотам. Отметим, что характерная ширина резонансов составляет около 0.1 Тл, что отвечает циклотронной подвижности дырок  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и иллюстрирует высокое качество исследуемых образцов.

На рис. 3 точками показаны зависимости частот  $F$ , на которых измерялось микроволновое поглощение, от резонансного магнитного поля для концентраций  $2D$ -дырок  $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и  $1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Из рисунка видно, что одна из наблюдаемых в эксперименте циклотронных масс (большая) практически не изменяется при изменении магнитного поля, тогда как меньшая растет с увеличением поля. В случае большей концентрации (рис. 3б) наблюдается насыщение этого роста, и в больших полях циклотронная масса становится примерно равной  $0.24m_0$ . На рис. 3а видно, что меньшая масса начинает расти

не сразу и в малых полях примерно соответствует циклотронной массе  $0.12m_0$ . Именно такая эффективная масса рассчитана в работе [13] для подзоны тяжелых дырок. Отметим, что значения циклотронных масс, полученных во всех предыдущих экспериментах, значительно (в два и более раз) превышали этот теоретический предел, что находится в противоречии с существующими теоретическими расчетами.

### 3. ТЕОРИЯ

Рассмотрим спектр тяжелых дырок в узкой квантовой яме шириной  $W$  для малых значений  $kW$ , когда непараболичность можно считать малой и взаимное влияние уровней легких и тяжелых дырок учитывать по теории возмущений (аналогично можно рассмотреть спектр легких дырок). Без учета ВИА (как сказано выше [6], этот вклад мал) спектр  $2D$ -дырок в квантовых ямах GaAs/AlGaAs получается при квантовании гамильтониана трехмерных дырок в приближении эффективной массы (гамильтониан Латтинжера  $4 \times 4$  [21] для дырок со спином  $3/2$ ). При нулевых планарных импульсах размерное квантование тяжелых (проекция спина на ось квантования  $J = \pm 3/2$ ) и легких ( $J = \pm 1/2$ ) дырок происходит независимо, уровни двукратно вырождены. При конечных импульсах состояния легких и тяжелых дырок смешиваются, что приводит к непараболичности спектра, однако в симметричной квантовой яме в законе дисперсии присутствуют только четные степени и двукратное вырождение зон сохраняется. Если же яма асимметрична (присутствует структурно-инверсионная асимметрия), то спиновое вырождение снимается полностью и в законе дисперсии появляются кубические члены, описывающие спин-орбитальное взаимодействие дырок [22]. Для квантовой ямы GaAs(001) анизотропия в энергетическом спектре  $2D$ -дырок (гофрировка) появляется, начиная с членов порядка  $k^3$  и  $k^4$  [22]. Ограничимся поэтому аксиально-симметричным случаем (гофрировка в плоскости не учитывается). Кроме того, будем считать, что основной вклад в непараболичность и спин-орбитальное расщепление вносят члены второго порядка за счет влияния ближайшей зоны — основной подзоны легких дырок, а вклад в эффективную массу (коэффициент при  $k^2$ ) определяется вкладами как основной, так и возбужденных подзон. Заметим, что в симметричной яме основная подзона легких дырок не дает вклада в эффективную массу. Для пустой прямоугольной ямы с беско-



**Рис. 3.** Магнитопольные зависимости резонансных плазменных частот, измеренные в квантовой яме GaAs/AlGaAs(001) шириной 100 Å с различными концентрациями 2D-дырок: *a* —  $n_h = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ; *б* —  $n_h = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Штриховые линии — циклотронные резонансы, соответствующие различным массам

нечным барьером значение  $m_h$  определено аналитически [13]:  $m_h = 0.12m_0$  для GaAs. Численные расчеты для симметричных ям с конечными барьерами были выполнены в работе [23], где было показано, что для основного состояния тяжелых дырок в квантовых ямах GaAs влияние конечного барьера незначительно.

Гамильтониан для основной подзоны тяжелых дырок в базе  $(3/2, -3/2)$  имеет вид

$$H = \frac{\hbar^2}{m_0} \times \begin{vmatrix} \frac{k^2}{2m} - \gamma W^2 k_-^2 k_+^2 & \beta W k_-^3 \\ \beta W k_+^3 & \frac{k^2}{2m} - \gamma W^2 k_+^2 k_-^2 \end{vmatrix}. \quad (3)$$

Здесь  $k_+ = k_x + ik_y$ ,  $k_- = k_x - ik_y$ . Безразмерные параметры  $m$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  определяются самосогласованным потенциалом ямы и связаны между собой следующим образом:

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_s} + \frac{3\gamma_2^2 \langle h|k_z|l \rangle^2}{E_{hl}},$$

$$\beta W = \frac{3\gamma_2^2 \langle h|l \rangle \langle h|k_z|l \rangle}{E_{hl}},$$

$$\gamma W^2 = \frac{3(\gamma_2 \langle h|l \rangle)^2}{4E_{hl}},$$

$$\beta^2 = 4\gamma \left( \frac{1}{m} - \frac{1}{m_s} \right), \quad (4)$$

где  $m_s$  — безразмерная эффективная масса, обусловленная влиянием верхних возбужденных состояний легких дырок; будем считать  $m_s = 0.12$ ; такое значение было получено для симметричной ямы [13].

Выражения для энергий двух спиновых ветвей тяжелых дырок при малых  $kW$  имеют вид

$$E_{1,2}(k) = \frac{\hbar^2}{m_0 W^2} \left[ \frac{(kW)^2}{2m} \pm \beta (kW)^3 - \gamma (kW)^4 \right]. \quad (5)$$

Связь между энергией Ферми  $E_F$ , суммарной концентрацией дырок  $n_h$  и концентрациями двух сортов дырок,  $n_1$  и  $n_2$ , дается соотношениями

$$n_1(E_F) + n_2(E_F) = n_h, \quad (6)$$

$$4\pi n_{1,2}(E_F) = k_{1,2}^2(E_F).$$

Система характеризуется двумя импульсами Ферми  $k_1(E_F)$  и  $k_2(E_F)$ . Зависимости  $k_{1,2}(E)$  определяются из выражений для энергий  $E_{1,2}$ .

Далее рассмотрим систему тяжелых дырок, описываемых гамильтонианом (3) в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости ямы. Для трехмерных дырок в изотропном приближении задача о квантовании в магнитном поле была аналитически решена Латтинджером [24]. Для 2D-дырок без учета гофрировки, с учетом квадратичных и кубических членов в гамильтониане аналитическое решение было получено в работе [22]. В магнитном поле величины  $k_+$  и  $k_-$  становятся операторами и не коммутируют друг с другом. Поэтому одновременно с поправкой к эффективной массе возникает поправ-

ка к  $g$ -фактору 2D-дырки  $g_h = 2\kappa_2$ :

$$\frac{1}{m} = \gamma_1 + \gamma_2 + \alpha, \quad \kappa_2 = \kappa + \frac{\alpha}{3}. \quad (7)$$

Здесь  $\kappa, \gamma_1, \gamma_2$  — параметры Латтинжера для трехмерных дырок. Гамильтониан (3), в котором учтены как спин-орбитальное расщепление, так и непараболичность, однако не учтена анизотропия, также имеет решение в базисе  $(u_{N-3}, u_N)$ , где  $u_N$  — функции гармонического осциллятора. Гамильтониан приобретает вид

$$H = \hbar\omega_{c0} \begin{vmatrix} \frac{1}{m} \left( N - 3 + \frac{1}{2} \right) + \frac{3}{2}\kappa_2 - 4\frac{\gamma W^2}{a_H^2} (N-1)(N-2) & 2^{3/2} \frac{\beta W}{a_H} \sqrt{N(N-1)(N-2)} \\ 2^{3/2} \frac{\beta W}{a_H} \sqrt{N(N-1)(N-2)} & \frac{1}{m} \left( N + \frac{1}{2} \right) - \frac{3}{2}\kappa_2 - 4\frac{\gamma W^2}{a_H^2} (N)(N-1) \end{vmatrix}. \quad (8)$$

Энергии уровней Ландау тяжелых дырок имеют вид

$$\frac{E_{1,2}(N)}{\hbar\omega_{c0}} = \frac{1}{m}(N-1) - 4\frac{\gamma}{a_H^2}(N-1)^2 \pm \sqrt{\left[ \frac{3}{2m} - \frac{3\kappa_2}{2} + \frac{4\gamma}{a_H^2}(N-1) \right]^2 + 8\frac{\beta^2}{a_H^2}N(N-1)(N-2)}. \quad (9)$$

Здесь  $N = 0, 1, 2, 3, \dots$  для  $E_1$ ,  $N = 3, 4, \dots$  для  $E_2$ ,  $\omega_{c0} = eH/m_0c$ ,  $a_H$  — магнитная длина. Рассмотрим для простоты только целочисленное заполнение. Существуют две циклотронные частоты,  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , проявляющиеся в СВЧ-поглощении, и две соответствующие им циклотронные массы,  $m_{h1}$  и  $m_{h2}$ :

$$\omega_1 = \frac{1}{\hbar} [E_1(N_1 + 1) - E_1(N_1)], \quad (10)$$

$$\omega_2 = \frac{1}{\hbar} [E_2(N_2 + 1) - E_2(N_2)], \quad (11)$$

$$m_{h1,2}/m_0 = \omega_{c0}/\omega_{1,2}, \quad (12)$$

$N_1$  и  $N_2$  — номера верхних заполненных уровней Ландау, их значения можно определить из соотношений

$$2\pi a_H^2 n_s = N_1 + N_2 - 1,$$

$$E_1(N_1) < E_2(N_2 + 1), \quad E_2(N_2) < E_1(N_1 + 1).$$

Квантовые выражения в слабых магнитных полях (при очень больших  $N$ ) переходят к квазиклассические. В квазиклассическом пределе выражения для циклотронных частот на уровне Ферми имеют вид

$$\omega_1 = \omega_{c0} \left[ \frac{1}{m} + 3\beta W k_1(E_F) - 4\gamma W^2 k_1^2(E_F) \right], \quad (13)$$

$$\omega_2 = \omega_{c0} \left[ \frac{1}{m} - 3\beta W k_2(E_F) - 4\gamma W^2 k_2^2(E_F) \right]. \quad (14)$$

Циклотронная масса в квазиклассическом случае определяется из условия квантования орбит в импульсном пространстве. Имеются два значения квазиклассической циклотронной массы,  $m_{c1}$  и  $m_{c2}$ :

$$m_{c1,2} = 2\pi\hbar^2 \frac{dn_i(E_F)}{dE_F}. \quad (15)$$

Квазиклассические циклотронные массы и концентрации двух сортов частиц не зависят от магнитного поля, а циклотронные частоты зависят от поля линейно.

В больших магнитных полях картина меняется. Влияние кубического спин-орбитального члена подавляется. Соотношение между концентрациями двух сортов частиц зависит от поля. Появляется зависимость циклотронной массы от магнитного поля, зависимость от поля циклотронной частоты на уровне Ферми становится нелинейной.

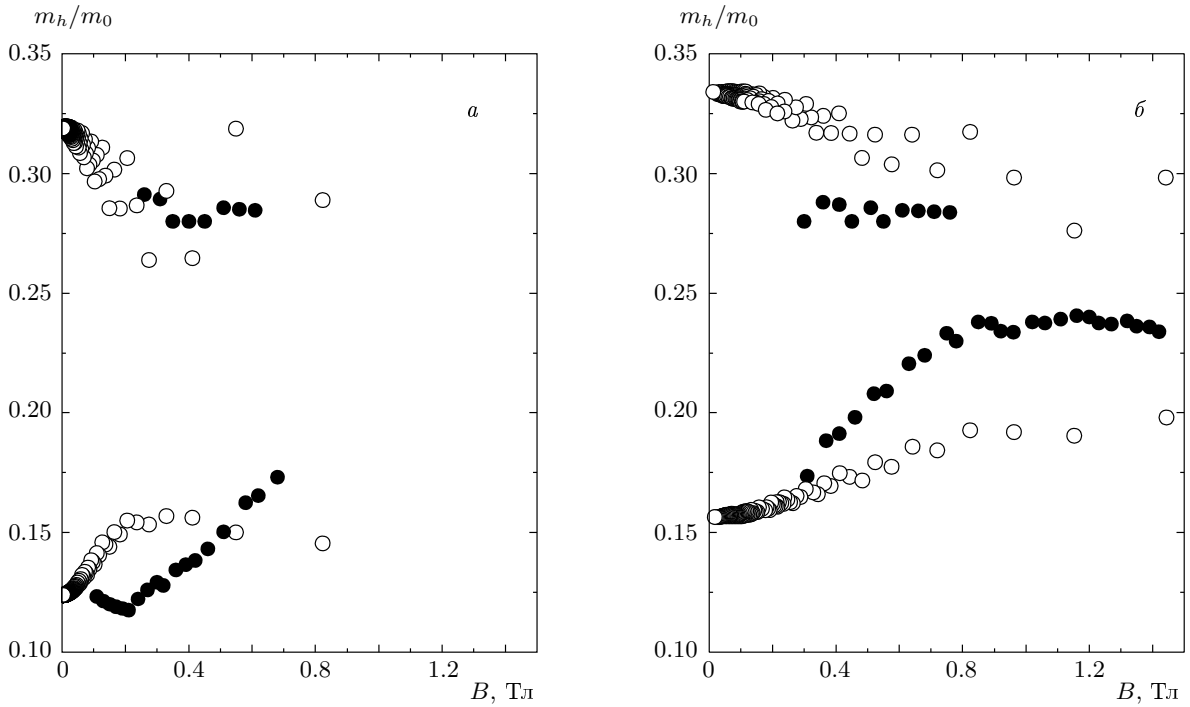


Рис. 4. Магнитополевые зависимости циклотронных масс дырок, измеренные в квантовой яме шириной 100 Å со следующими концентрациями 2D-дырок (черные кружки):  $n_h = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (а),  $n_h = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (б). Светлые кружки — теоретически рассчитанные зависимости циклотронной массы от магнитного поля при целочисленных факторах заполнения для параметров спектра  $\beta = 1.6$ ,  $m = 0.16$ ,  $\gamma = 0.3$  (а) и  $\beta = 0.6$ ,  $m = 0.2$ ,  $\gamma = 0.03$  (б)

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

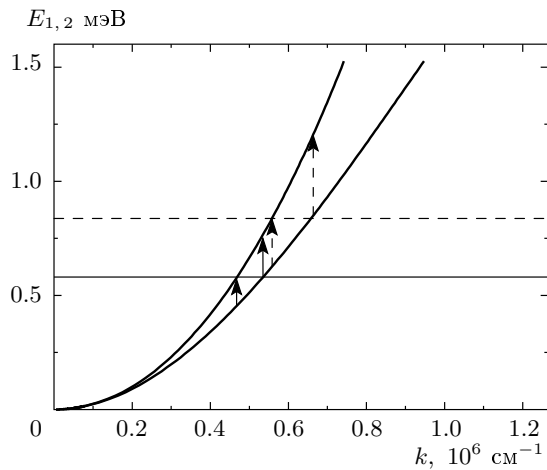
На рис. 4 приведены экспериментальная зависимость  $m_h/m_0 = eB/F\pi m_0$  от магнитного поля  $B$ , а также теоретические значения циклотронных масс, отвечающих переходам между верхними заполненными и ближайшими к ним пустыми уровнями Ландау при целочисленных факторах заполнения. Параметры  $\beta$  и  $m$  были подобраны таким образом, чтобы достигалось наибольшее соответствие экспериментальных и теоретических (см. формулы (10)–(12)) зависимостей циклотронных масс от магнитного поля. Параметр  $\gamma$  вычислялся по формуле (4). Безразмерный параметр  $\beta = 1.6$  для меньшей концентрации (рис. 4а) и  $\beta = 0.6$  для большей (рис. 4б).

Параметр  $\beta$ , отвечающий за спин-орбитальное расщепление, возникающее в силу асимметричности ямы, увеличился с уменьшением концентрации дырок, что можно объяснить отчасти следующим образом. Во-первых, на форму ямы помимо внешнего электрического поля, определяемого концентрацией заряженных носителей в квантовой яме, оказывают влияние самосогласованные поправки Хартри. Во-вторых, при больших концентрациях уро-

вень Ферми выше и влияние зоны легких дырок выходит за рамки приближения, использованного для вычисления энергий уровней Ландау. Также при больших энергиях сильнее проявляется анизотропия спектра, из чего следует увеличение погрешности за счет использования аксиально-симметричной модели. Поэтому к значению параметра  $\beta$  при больших концентрациях следует относиться осторожно.

Полученные на основе экспериментальных данных параметры дырочной 2D-системы позволяют построить закон дисперсии (5) и найти энергию Ферми (6) для данной концентрации тяжелых 2D-дырок. На рис. 5 изображена дисперсия дырок для безразмерных параметров  $\beta = 1.6$ ,  $m = 0.16$  и  $\gamma = 0.3$ , определенных для концентрации дырок  $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; соответствующая энергия Ферми 0.8 мэВ. Полученная зависимость дает возможность определить спин-орбитальное расщепление дырок для концентраций  $n_h$ , незначительно отличающихся от  $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Закон дисперсии дырок получен косвенным образом (энергия Ферми как функция концентрации непосредственно не измерялась) и потому требует дополнительной экспериментальной проверки.





**Рис. 5.** Дисперсия спин-орбитально расщепленных подзон  $E_1$  и  $E_2$  тяжелых дырок в квантовой яме GaAs(001) для параметров  $\beta = 1.6$ ,  $m = 0.16$ ,  $\gamma = 0.3$ . Положение уровня Ферми для концентрации дырок  $n_h = 0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  обозначено сплошной прямой линией ( $E_F = 0.58 \text{ мэВ}$ ), для  $n_h = 0.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  — штриховой ( $E_F = 0.84 \text{ мэВ}$ ). Стрелками показаны разрешенные между подзонами переходы с минимальной и максимальной энергиями

Возможность такой проверки в нашей системе дает наблюдение спин-плазмонного резонанса на частоте, которая задается спин-орбитальным расщеплением полученного спектра на уровне Ферми. Спин-плазмонные резонансы возникают из-за взаимодействия переходов между спин-орбитально расщепленными уровнями под действием переменного электрического поля и плазменных колебаний [25]. На рис. 5 такие переходы с максимальной и минимальной энергиями обозначены стрелками. Для концентрации  $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в соответствии с полученным спектром спин-плазмонные резонансы должны наблюдаться в районе 0.1 мэВ, что несколько ниже исследованного диапазона частот, поэтому не удастся провести сравнение с экспериментом. Для  $n_h = 0.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  полученный спектр дает оценку величины спин-орбитального расщепления на уровне Ферми около 0.2 мэВ, что соответствует наблюдаемой частоте спиновых переходов 40 ГГц. Необычное поведение магнитодисперсии плазмонов при концентрации дырок  $0.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (резонансное магнитное поле значительно изменяется при незначительном изменении частоты возбуждения в районе 40 ГГц) уже многократно наблюдалось нами, однако для строгого доказательства спин-плазмонной

природы наблюдаемого явления необходимы более подробные исследования.

Таким образом, в работе впервые обнаружено и исследовано спин-орбитальное расщепление основной подзоны тяжелых  $2D$ -дырок в пределе малых концентраций и малых магнитных полей. Экспериментально исследована зависимость циклотронной массы дырок от магнитного поля при концентрациях  $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . На основании полученных результатов построен закон дисперсии  $2D$ -дырок и проведена оценка величины спин-орбитального расщепления на уровне Ферми для исследованных концентраций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 06-02-16183, 08-02-01230) и INTAS (грант № 05-100008-8044).

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, ed. by D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, in the series *Nanoscience and Technology*, ed. by K. von Klitzing, H. Sakaki, and R. Wiesendanger, Springer, Berlin (2002).
2. S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
3. N. S. Averkiev, L. E. Golub, and M. Willander, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, R271 (2002).
4. С. М. Мешков, С. Н. Молотков, *Поверхность* № 1, 5 (1989).
5. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Наука, Москва (1972).
6. R. Winkler, *Phys. Rev. B* **62**, 4245 (2004).
7. H. L. Stormer, Z. Schlesinger, A. Chang et al., *Phys. Rev. Lett.* **51**, 126 (1983).
8. B. E. Cole, J. M. Chamberlain, M. Henini et al., *Phys. Rev. B* **55**, 2503 (1997).
9. W. Pan, K. Lai, S. P. Bayracker et al., *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3519 (2003).
10. М. Ю. Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 662 (2000).
11. T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 1528 (1985).
12. V. Ekenberg and M. Altarely, *Phys. Rev. B* **32**, 3712 (1985).

13. М. И. Дьяконов, А. И. Хаецкий, Письма в ЖЭТФ **82**, 1584 (1982).
14. М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 294 (2007).
15. H. Zu, K. Lai, D. C. Tsui et al., Sol. St. Comm. **141**, 510 (2007).
16. B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812 (1999).
17. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
18. М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 261 (2006).
19. С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский и др., Письма в ЖЭТФ, **80**, 134 (2004).
20. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
21. J. M. Luttinger and W. Kohn, Phys. Rev. **97**, 869 (1955).
22. V. E. Bisti, Superlattices and Microstructures **10**, 485 (1991).
23. З. Н. Соколова, В. Б. Халфин, Ал. Л. Эфрос, ФТП **22**, 2124 (1988).
24. J. M. Luttinger, Phys. Rev. **102**, 1030 (1956).
25. Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, М. В. Энтин, ЖЭТФ **119**, 175 (2001).