

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(30 мая 2001 г.)

30 мая 2001 г. в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Вдовин Е.Е., Ханин Ю.Н., Дубровский Ю.В.** (Институт проблем технологии микроэлектроники и особоочищенных материалов РАН, Черноголовка), **Веретенников А.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка), **Левин А., Патанэ А.** (Patane A.), **Ивс Л.** (Eaves L.) (The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham, UK), **Мэйн П.К.** (Main P.C.), **Хенини М.** (Henini M.) (The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham UK), **Хилл Дж.** (Hill G.) (Department of Electronic and Electrical Engineering, University of Sheffield, Sheffield, UK). *Визуализация волновых функций электронов в InAs самоорганизующихся квантовых точках с помощью магнитотуннельной спектроскопии.*

2. **Волков В.А., Тахтамиров Э.** (Институт радиотехники и электроники РАН, Москва), **Иванов Д.Ю., Дубровский Ю.В.** (Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка), **Ивс Л.** (Eaves L.), **Мэйн П.К.** (Main P.C.), **Хенини М.** (Henini M.) (The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham UK), **Мод Д.К.** (Maude D.K.) (Grenoble High Magnetic Field Laboratory, MPI-CNRS, France), **Портал Ж.-К.** (Portal J.-C.) (Grenoble High Magnetic Field Laboratory, MPI-CNRS, France; Institut Universitaire de France; Institut National des Sciences Appliquées, Toulouse, France), **Маан Ж.К.** (Maan J.C.) (High Field Magnet Laboratory, Research Institute for Materials, University of Nijmegen, The Netherlands), **Хилл Дж.** (Hill G.) (Department of Electronic and Electrical Engineering, University of Sheffield, Sheffield, UK). *Туннельная спектроскопия квазидвумерных плазмонов.*

3. **Двуреченский А.В., Якимов А.И.** (Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск). *Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками.*

4. **Лозовик Ю.Е.** (Институт спектроскопии РАН, Москва). *Управление бозе-конденсатом экситонов и фоновый лазер.*

5. **Субашиев А.В.** (Государственный технический университет, Санкт-Петербург). *Эффективные эмиттеры поляризованных электронов на основе полупроводниковых наноструктур.*

Краткое изложение представленных докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 71.24.+q, 73.40.Gk, 73.61.Ey, 73.61.Tm

Визуализация волновых функций электронов в InAs самоорганизующихся квантовых точках с помощью магнитотуннельной спектроскопии

Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Ханин, Ю.В. Дубровский, А. Веретенников, А. Левин, А. Патанэ, Л. Ивс, П.К. Мэйн, М. Хенини, Дж. Хилл

Квантовые точки (КТ) — это наноструктуры, в которых движение электронов ограничено в трех пространственных направлениях. Это приводит к серии дискретных энергетических уровней электронов в квантовых точках, подобных атомному спектру. Энергетические спектры квантовых точек, образующихся в процессе роста напряженных эпитаксиальных InAs слоев методом Странского–Крастанова, за последние несколько лет подробно изучались с помощью различных методик [1], но экспериментов по изучению пространственного распределения волновых функций электронов в InAs квантовых точках не проводилось. Хотя с помощью сканирующей туннельной спектроскопии и можно получить образ распределения электронов на поверхности или вблизи поверхности гетероструктуры [2], но квантовые точки часто расположены вдали от поверхности. В данной работе показано, как магнитотуннельная спектроскопия может быть использована в качестве неразрушающего метода, позволяющего получить экспериментальную информацию о распределении плотности вероятности волновых функций электронов в самоорганизующихся квантовых точках (СКТ) [3].

Экспериментальные образцы представляли собой AlGaAs/GaAs двухбарьерные гетероструктуры с тонким слоем InAs в центре GaAs квантовой ямы (1,8 и 2,3 монослоя (ML)). InAs самоорганизующиеся квантовые точки образуются в процессе роста напряженных эпитаксиальных InAs слоев методом Странского–Крастанова. При выращивании гетероструктуры с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии использовались подложки с ориентацией поверхности (311)В и (100). Различие условий роста напряженных слоев InAs и ориентации подложек приводило к различию формы и размеров получаемых квантовых точек и, следовательно, к различию энергетических спектров. Кроме того, использовались

© Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Ханин, Ю.В. Дубровский, А. Веретенников, А. Левин, А. Патанэ, Л. Ивс, П.К. Мэйн, М. Хенини, Дж. Хилл 2001

контрольные структуры без InAs слоев. Селективное легирование n -типа позволило создать контакты сверху и со стороны подложки. Для создания мезоструктуры диаметром 20–100 мкм была использована стандартная технология химического травления (рис. 1а).

Спектры фотолюминесценции образцов, выращенных на подложках с ориентациями (100) и (311) и толщинами InAs слоя 1,8 и 2,3 ML, и образцов, выращенных на подложках с ориентацией (100) и толщиной InAs слоя 1,8 ML, проявляли линию с энергией 1,27–1,35 эВ, соответствующую фотолюминесценции InAs квантовых точек. Характерный размер квантовых точек ~ 20 нм и плотность точек $0,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ были определены с помощью сканирующей туннельной спектроскопии на образцах, выращенных в тех же условиях, что и исследуемые образцы. Исследования с помощью поперечной просвечивающей электронной микроскопии (ППЭМ) были проведены непосредственно на образце, выращенном для туннельно-транспортных измерений. Найдено, что высота точки составляет ~ 2 –3 нм.

Профиль дна зоны проводимости нашей гетероструктуры показан на рис. 1б. Слой InAs самоорганизующихся квантовых точек образует набор электронных состояний ниже дна зоны проводимости в GaAs квантовой яме. Часть этих состояний заполняется электронами при нулевом смещении и в области, прилегающей к AlAs барьерам, образуется обедненный слой. При приложении напряжения туннелирование через дискретные электронные состояния приводит к пикам на характеристике $I(V)$. Вольт-амперные характеристики $I(V)$ были измерены с помощью стандартной методики постоянного тока при шумовом токе менее 50 фА. Измерения проводились в температурном диапазоне от 4,2 до 100 мК в магнитных полях до 12 Тл.

Мы исследовали туннелирование через InAs квантовые точки в магнитном поле, направленном в плоскости роста (X, Y), т.е. перпендикулярно току. Далее мы будем рассматривать образцы, выращенные на подложке (311)В. В этой плоскости главные кристаллические оси [01–1] и [–233]. Для образцов, выращенных на подложке (100), получены аналогичные результаты.

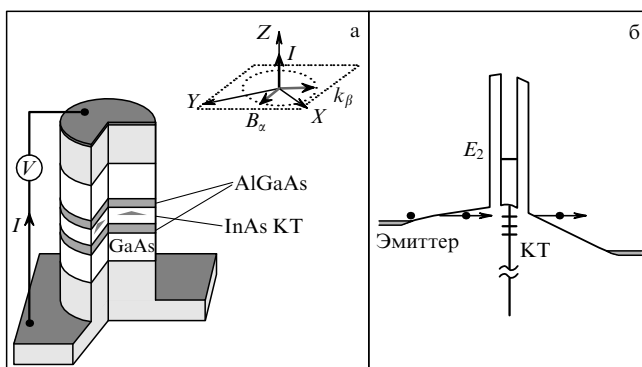


Рис. 1. (а) Схематическое изображение AlGaAs/GaAs резонансно-туннельного диода с InAs СКТ в центре GaAs квантовой ямы. (б) Профиль дна зона проводимости. Вставка: ориентация магнитного поля B и тока I . X и Y определяют две главные кристаллографические оси, α и β указывают соответственно направление B и импульса, приобретенного электроном при туннелировании под действием силы Лоренца. Пирамиды показывают ориентацию КТ относительно осей координат.

Рисунок 2а показывает низкотемпературные ($T = 4,2$ К) характеристики $I(V)$ в присутствии магнитного поля B . Направление B перпендикулярно электрическому току и находится в плоскости (X, Y) (см. вставку на рис. 1а). Оси [01–1] и [–233] определяют две главные кристаллографические оси в плоскости, перпендикулярной направлению роста [311]. Амплитуда каждого резонанса проявляет сильную зависимость от магнитного поля. В частности, с увеличением B амплитуда пика A уменьшается в то время как амплитуды пиков B и C имеют немонотонную зависимость от магнитного поля. Рисунки 2б, в ясно показывают два характеристических типа зависимости от магнитного поля. Отметим, что все резонансы подавляются в больших магнитных полях.

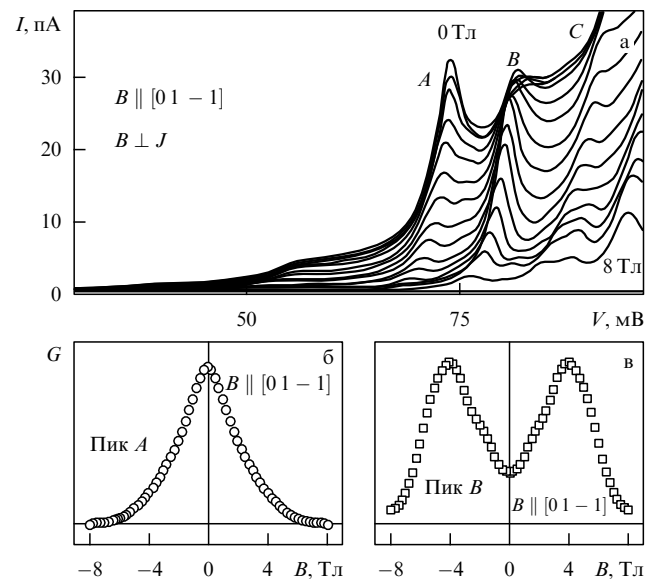


Рис. 2. (а) Низкотемпературные ($T = 4,2$ К) характеристики $I(V)$ в присутствии магнитного поля B . Магнитное поле меняется от 0 до 8 Тл с шагом 0,5 Тл. Направление B перпендикулярно электрическому току. (б) и (в) Зависимости дифференциального кондуктанса $G(B) = dI/dV$ в магнитном поле B , параллельном оси [01–1], для различных состояний квантовых точек.

Если же при некотором фиксированном магнитном поле менять ориентацию поля относительно главных кристаллографических осей в плоскости (X, Y), то амплитуда пиков сильно зависит от ориентации магнитного поля (рис. 3а), причем минимумы и максимумы на угловой зависимости амплитуды всех наблюдавшихся резонансов для образцов, выращенных на подложках (311), совпадают с точностью $\sim 15^\circ$ с главными кристаллическими осями в этой плоскости (рис. 3б).

Мы можем объяснить зависимость амплитуды резонансов от магнитного поля, рассматривая влияние магнитного поля на туннелирующий электрон. Пусть α , β и z обозначают соответственно направление B , направление, перпендикулярное B в плоскости роста (X, Y), и направление, перпендикулярное к плоскости (X, Y). При туннелировании электрона из эмиттера в квантовую точку в магнитном поле он приобретает дополнительный импульс $\Delta k_\beta = eB\Delta S/\hbar$, где ΔS — эффективная длина туннелирования вдоль z [4] (импульс в направлении β изменяется вследствие действия на туннелирующий электрон силы Лоренца).

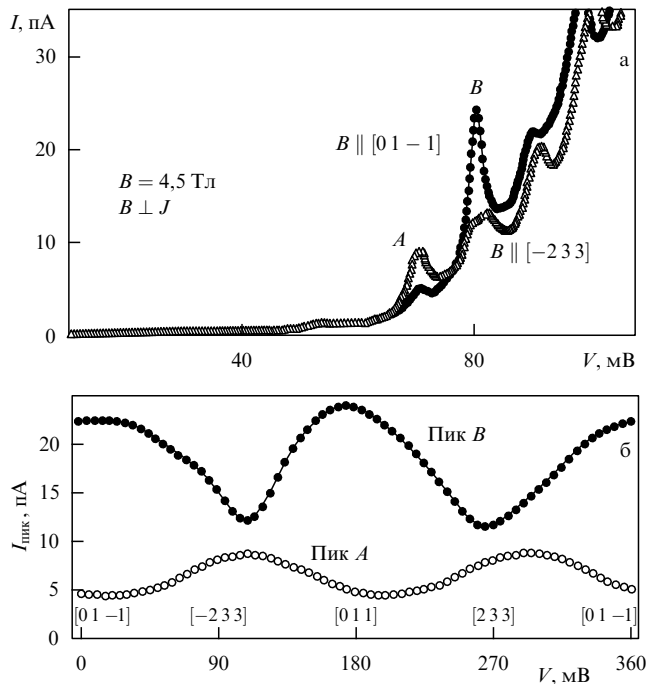


Рис. 3. (а) Характеристики $I(V)$ в перпендикулярном электрическому току поле $B = 4,5$ Тл. Первая кривая (точки) для $B \parallel [01 -1]$; вторая кривая (треугольники) для $B \parallel [-2 3 3]$; (б) угловая зависимость пиковых токов для резонансов A и B .

Приложение напряжения к гетероструктуре позволяет понижать энергии состояний квантовых точек относительно энергии Ферми эмиттера и наблюдать при их совпадении пики в токе, соответствующие туннелированию через состояния в квантовой точке. Затем, измеряя вариацию туннельного тока с изменением B , мы можем определять значение матричного элемента, который описывает переход электрона из эмиттера в квантовую точку. В нашем эксперименте матричный элемент туннельного перехода удобно выразить в терминах фурье-образов электронных волновых функций $\Phi_{i(f)}(k)$, где i и f соответствуют начальному (эмиттер) и конечному (квантовая точка) состояниям, между которыми происходит туннельный переход [5, 6]. Отметим, что начальные состояния эмиттера достаточно слабо локализованы в реальном пространстве относительно сильно локализованных состояний квантовых точек. Поэтому $\Phi_i(k)$ в k -пространстве соответствует резкая дельтаобразная функция, отличающаяся от нуля только в окрестности $k = 0$. В результате, поскольку туннельный ток определяется квадратом матричного элемента, включающего в себя $\Phi_i(k)$ и $\Phi_f(k)$, дельтаобразность $\Phi_i(k)$ дает возможность определить форму

$$\Phi_f(k) = \Phi_{КТ}(k),$$

изменяя B и, следовательно, k . На практике, таким образом, измеряя зависимость $I(B)$ (или $G(B)$) для определенного направления B , мы определяем форму $|\Phi_{КТ}(k)|^2$ вдоль направления k , перпендикулярного B . Затем, вращая B в плоскости (X, Y) и производя последовательные измерения $I(B)$ при различных ориентациях B , мы получаем полный пространственный профиль $|\Phi_{КТ}(k_x, k_y)|^2$, представляющий собой проекцию плотности вероятности данного электронного состоя-

ния квантовой точки в k -пространстве в плоскости, перпендикулярной току [3].

Рисунок 4 показывает форму дифференциального кондактанса

$$G(B) = \frac{dI}{dV} \sim |\Phi_{QD}(k_x, k_y)|^2$$

в плоскости (k_x, k_y) для двух состояний квантовых точек, соответствующих рис. 3а, б. Полученные контурные карты визуализируют распределение плотности вероятности волновых функций основного и возбужденного состояний квантовой точки. Электронные волновые функции имеют биаксиальную симметрию в плоскости роста с осями, соответствующими (в пределах погрешности измерения $\sim 15^\circ$) главным кристаллографическим направлениям X и Y для ориентации (311) подложки. Для (100)-подложки мы также получали характеристические отображения плотности вероятности основных и возбужденных состояний СКТ.

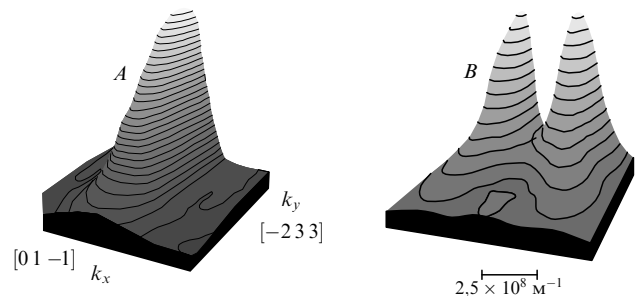


Рис. 4. Форма дифференциального кондактанса $G(B) = dI/dV \sim |\Phi_{QD}(k_x, k_y)|^2$ в плоскости (k_x, k_y) для двух состояний квантовых точек, соответствующих рис. 3а, б. Полученные контурные карты визуализируют распределение плотности вероятности волновых функций основного и возбужденного состояний квантовой точки.

Основным результатом данной работы является предложение метода, позволяющего получить экспериментальную информацию о распределении плотности вероятности волновых функций электронов в самоорганизующихся квантовых точках. Предлагаемый метод на данный момент является единственным неразрушающим инструментом для определения карт волновых функций в СКТ и используется для данного класса задач впервые.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 00-02-17903 и 01-02-17844), ФТНС (97-1057), INTAS-RFBR (2000-774) и EPSRC (UK). Авторы благодарны В.А. Тулину и В.Г. Лысенко за плодотворные обсуждения и интерес к работе, а также В.В. Белову и А. Орлову за помощь в проведении эксперимента.

Список литературы

1. Bimberg D, Grundmann M, Ledentsov N N *Quantum Dot Heterostructures* (New York: John Wiley, 1999)
2. Topinka M A et al. *Science* **289** 2323 (2000)
3. Vdovin E E et al. *Science* **290** 122 (2000)
4. Hayden R K et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 1749 (1991)
5. Beton P H et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1996 (1995)
6. Sakai J-W et al. *Phys. Rev. B* **48** 5664 (1993)

PACS numbers: 71.45.Gm, 71.55.Eq, 73.20.Mf, 73.40.Gk

Туннельная спектроскопия квазидвумерных плазмонов

В.А. Волков, Э. Тахтамиров, Д.Ю. Иванов, Ю.В. Дубровский, Л. Ивс, П.К. Мэйн, М. Хенини, Д.К. Мод, Ж.-К. Портал, Ж.К. Маан, Дж. Хилл

1. Введение

В двумерных (2D) электронных системах на основе полупроводников с изотропным параболическим законом дисперсии движение электронов вдоль и поперек интерфейса разделяется. Поэтому в магнитном поле B , перпендикулярном интерфейсу, одночастичные уровни Ландау (УЛ) из разных подзон не взаимодействуют друг с другом, и возможно их пересечение [1]. Иная ситуация реализуется в 2D системах на основе полупроводников с сильнонепараболическим спектром, таких, как узкощелевой полупроводник RbTe [2]. Туннельные измерения в последнем случае демонстрируют антипересечение УЛ из разных 2D подзон.

Нами впервые обнаружено сильное взаимодействие таких УЛ в туннельной 2D системе на основе GaAs, полупроводника с почти параболическим законом дисперсии электронов. Были использованы сильнонеупорядоченные образцы, что позволило разрешить туннельные переходы между двумя 2D системами как без изменения, так и с изменением номера УЛ при туннелировании $2D \rightarrow 2D$.

2. Измерения

2.1. Образцы

Использовалась однобарьерная гетероструктура GaAs/Al_{0,4}Ga_{0,6}As/GaAs с толщиной барьера 12 нм и вертикальным туннельным транспортом. Барьер был отделен от сильнолегированных контактных областей нелегированными спейсерами толщиной 50 нм. Для формирования 2D электронных слоев было использовано дельта-легирование кремнием с концентрацией в каждом слое $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на расстоянии 5 нм с каждой стороны барьера. При помощи жидкостного травления были

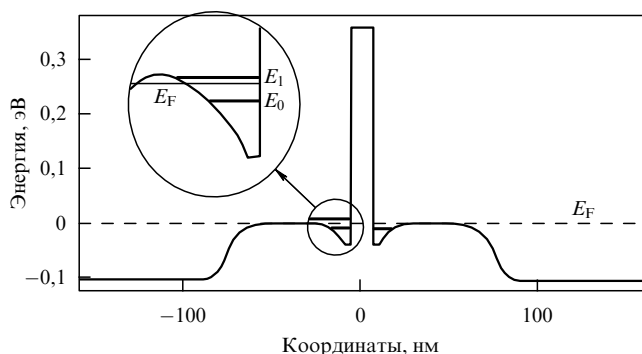


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма при нулевом смещении. Вставка более детально показывает уровни энергии в 2D системах. E_0 и E_1 — донья основной и первой 2D подзоны, E_F — энергия Ферми.

сформированы мезаструктуры диаметром 100–400 мкм. Прозрачность туннельного барьера была значительно ниже прозрачности спейсера, поэтому почти все приложенное к структуре напряжение падало на туннельном барьере. Измерения осцилляций типа Шубникова–де Гааза в туннельном токе давали концентрацию электронов в 2D слоях, примерно равную концентрации легирующей примеси. Схематическое изображение зонной диаграммы исследуемой структуры при нулевом напряжении приведено на рис. 1. Типичное значение подвижности электронов составляло величину $\mu = 1000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при 4,2 К.

2.2. Эксперимент

Рисунок 2 показывает дифференциальную туннельную проводимость G при 4,2 К, измеренную с помощью стандартной lock-in методики, как функцию приложенного напряжения V_b в различных магнитных полях вплоть до 15 Тл. В нулевом магнитном поле (нижняя кривая на рис. 2) дифференциальная проводимость имеет пик при нулевом смещении и два заметных "плеча" при больших напряжениях для обеих полярностей приложенного напряжения. Пик при нулевом смещении отражает резонансное туннелирование между основными состояниями правой и левой электронными системами, а "плечи" связаны с резонансным туннелированием между основной 2D подзоной ($n = 0$) эмиттерной системы и первой возбужденной подзоной ($n = 1$) коллекторной системы. Тот факт, что виден значительный пик в нулевом магнитном поле при нулевом напряжении, свидетельствует об относительно большой доле процессов туннелирования с сохранением импульса вдоль интерфейса, несмотря на большое число рассеивающих центров. Развитие этих особенностей с увеличением магнитного поля связано с туннелированием между различными УЛ.

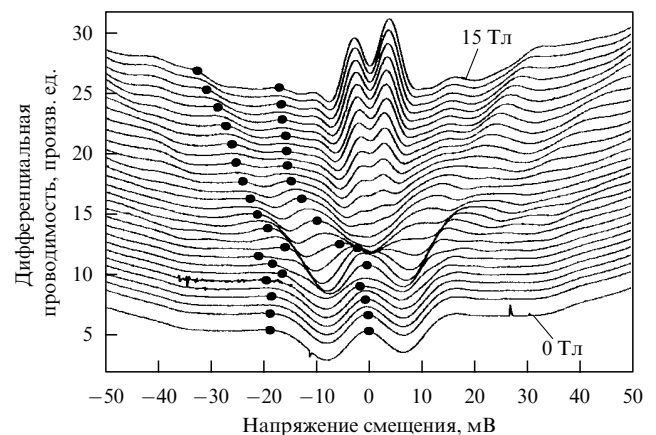


Рис. 2. Туннельная дифференциальная проводимость при температуре 4,2 К как функция приложенного к структуре напряжения для мезы диаметром 400 мкм. Нижняя кривая снята при $B = 0$ Тл. Вторая снизу — при $B = 1$ Тл. Дальше — с шагом $\Delta B = 0,5$ Тл до $B = 15$ Тл. Пики, эволюция которых рассматривается в данной работе, отмечены кружками.

В районе $B = 6$ Тл, т.е. вблизи фактора заполнения УЛ $\nu = 2$, измеренные кривые $G(V)$ демонстрируют (см. рис. 2) заметный минимум при нулевом напряжении. С дальнейшим увеличением B минимум плавно переходит

в два максимума. Детали процесса туннелирования в районе нулевого смещения рассмотрены в работе [3] и здесь обсуждаться не будут.

3. Результат

Обсудим поведение "плечей" в $G(V)$, выделенных кружками на рис. 2. Верная диаграмма для этих переходов приведена на рис. 3. Рассматривается только отрицательное смещение, так как основные черты этой диаграммы симметричны по напряжению.

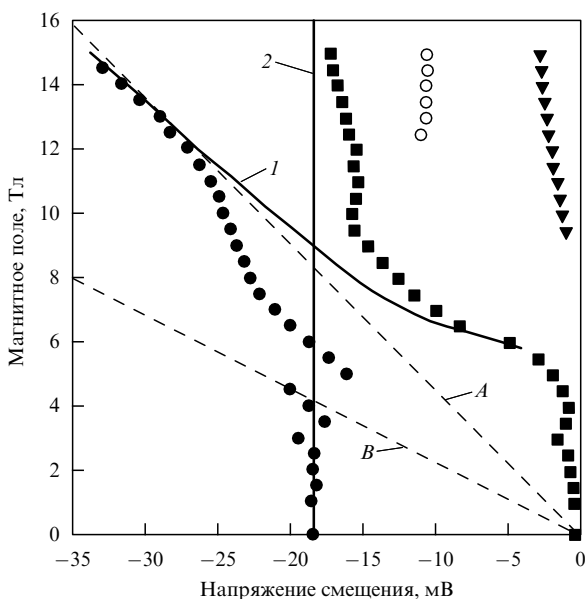


Рис. 3. Положение пиков по шкале напряжения как функция магнитного поля. Кружки, квадраты и треугольники представляют экспериментальные данные и обсуждаются в тексте. Кривая 1 — это расчетное положение пика при переходе $(n=0, N=0) \rightarrow (n=0, N=1)$, где N — номер УЛ. Вертикальная линия, отмеченная как 2, представляет ожидаемое положение пика для перехода $(n=0, N=0) \rightarrow (n=1, N=0)$. Кривые 1 и 2 не учитывают взаимодействия между УЛ. Линии A и B имеют наклоны $L\hbar\omega_c$ и $2L\hbar\omega_c$ и описывают туннелирование между УЛ с $\Delta N = 1$ и $\Delta N = 2$, где $L = 1,28$.

В магнитных полях, больших 12 Тл, и напряжениях смещения ~ 30 мВ закрашенные кружки соответствуют переходу между нижним УЛ ($N=0$) основной 2D подзоны ($n=0$) в эмиттере и первым УЛ ($N=1$) основной 2D подзоны ($n=0$) в коллекторе, т.е. $(n=0, N=0) \rightarrow (n=0, N=1)$. Штриховая линия A имеет наклон $L\hbar\omega_c$, где ω_c — циклотронная частота, $L = 1,28$ — электростатический фактор (отношение приложенного напряжения к напряжению, падающему на барьеру). Эта линия демонстрирует положение пика для туннелирования с $\Delta N = 1$ в пренебрежении уширением УЛ. Штриховая линия B дает в том же приближении положение пиков для туннелирования с $\Delta N = 2$.

Для уширенных УЛ измеряемая дифференциальная туннельная проводимость определяется плотностью состояний на уровне Ферми в эмиттерной 2D системе. Расчетное положение пиков для переходов между уширенными УЛ $(n=0, N=0) \rightarrow (n=0, N=1)$ показано сплошной линией 1. Положение пиков, соответствующих туннелированию с сохранением УЛ ($\Delta N = 0$), не зависит от магнитного поля и должно совпадать с

вертикальной линией 2. В случае, когда отсутствует взаимодействие между УЛ, некоторые линии на рис. 3 должны были бы пересечься, подобно линиям 1 и 2. Вместо этого наблюдается явное расталкивание линий, состоящих из кружков и квадратов, что и является свидетельством взаимодействия УЛ ($n=0, N=1$) и ($n=1, N=0$). Наблюдаемое расщепление порядка 10 мэВ. Некоторый намек на расталкивание наблюдается также в районе пересечения линий 2 и B, что соответствует взаимодействию УЛ ($n=0, N=2$) и ($n=1, N=0$) в коллекторной системе. К сожалению, точность определения положений пиков не позволяет сделать более конкретных утверждений.

Для полноты картины мы также приводим положения пиков в районе нулевого смещения (кривые из треугольников), которые описаны в работе [3] по исследованию туннельной щели на уровне Ферми в магнитном поле. Происхождение пиков, обозначенных пустыми кружками в районе 14 мВ в магнитных полях, больших 12 Тл, предположительно связано со спиновым расщеплением в системе.

4. Возможные причины антипересечения

Обсудим возможные причины наблюдающегося в нашем эксперименте сильного (~ 10 мэВ) антипересечения уровней $(n=0, N=1)$ и $(n=1, N=0)$. Механизм, ответственный за этот эффект, должен перемешивать продольное (вдоль слоя) и поперечное (перпендикулярно барьеру) движения электронов в квази-2D системе.

4.1. Разориентация магнитного поля

Эксперименты в наклонном магнитном поле показали, что точность ориентации магнитного поля вдоль тока ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{J}$) была достаточной для исключения влияния компоненты магнитного поля в плоскости образца на антипересечение. А именно, разориентация (\mathbf{B} и \mathbf{J}) порядка 5° не приводила к качественному изменению рис. 3. Более того, заметных на глаз количественных изменений также не было.

4.2. Непараболичность электронного спектра $E(k)$

Другой возможной причиной антипересечения могла бы стать непараболичность электронного спектра $E(k)$ в GaAs. Качественно похожее антипересечение наблюдалось в сильно непараболичном материале PbTe [2]. Но в этом случае сильное антипересечение УЛ связано с тем фактом, что главные оси эллипсоидов постоянной энергии дна зоны проводимости (L-точки зоны Бриллюэна) не совпадали с направлением роста. Это не так для GaAs, и оценки вклада непараболичности в антипересечение дают величину порядка 1 мэВ, слишком малую для объяснения обнаруженного эффекта.

4.3. Туннелирование с участием магнитоплазмонов

Альтернативное объяснение антипересечения связано с коллективными возбуждениями электронной системы. Рассмотрим возможные механизмы релаксации энергии электрона, который протуннелировал на какой-либо возбужденный уровень в системе с полностью дискретным спектром. Хорошо известно, что если расстояние до нижележащего энергетического уровня кратно энергии LO-фонона, то энергетическая релаксация происходит за счет резонансного излучения таких фононов. Это соот-

ветствует появлению фоновых реплик в туннельном спектре. В нашем случае подобные процессы еще запрещены (фононные реплики видны при значительно больших напряжениях смещения V_b). С другой стороны, энергетически разрешена релаксация с испусканием квази-2D магнитоплазмонов, имеющих характерную энергию, равную $\hbar\omega_c$ (внутриподзонные плазмоны) или расстоянию между 2D подзонами (межподзонные плазмоны [4]). Туннельные процессы с резонансным испусканием внутриподзонных и межподзонных 2D магнитоплазмонов будут проявляться на эксперименте, вообще говоря, подобно одночастичным процессам с изменением квантовых чисел n и N . Качественно иная ситуация возникает в районе пересечения одночастичных термов I и 2 на рис. 3. Следует ожидать, что кулоновское взаимодействие, ответственное за возникновение плазменных возбуждений, будет приводить к сильному взаимодействию двух вышеупомянутых ветвей магнитоплазмонов именно в районе пересечения одночастичных термов. Этим можно попытаться объяснить наблюдаемое антипересечение "одночастичных" термов.

Перейдем к количественному описанию спектра квази-2D магнитоплазмонов. Существует большое количество работ, посвященных теоретическому исследованию спектра плазмонов в квази-2D системах. В большинстве из них исследовались плазмоны при отсутствии магнитного поля (см., например, [4–6]). Было показано, что существуют две ветви плазмонов: внутриподзонные плазмоны, которые связаны с колебанием электронов в основной 2D подзоне, и межподзонные плазмоны, связанные с виртуальными переходами между 2D подзонами. Первые имеют бесщелевой спектр, а вторые — слабую дисперсию и щель, равную сумме межподзонной энергии Δ и энергии деполаризации. Взаимодействие межподзонных и внутриподзонных мод при отсутствии магнитного поля весьма мало даже при специальном выборе геометрии структуры [7]. Ряд работ был посвящен расчету спектра квази-2D плазмонов в магнитном поле (см., например, [8–11]). Результаты содержат очень богатую структуру спектра таких магнитоплазмонов, но очень сильно зависят от использовавшихся приближений и типа системы. Мы сделали расчет спектра магнитоплазмонов в рамках приближения случайных фаз для структуры, использовавшейся в эксперименте. Поскольку плазмоны возбуждаются в процессе 2D → 2D туннелирования в симметричной системе, интерес представляют только антисимметричные (относительно центра барьера) плазменные моды. Результат был получен в дипольном приближении (малые волновые векторы $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$) для достаточно сильных магнитных полей, когда фактор заполнения $\nu < 4$.

Результат представлен на рис. 4, где показаны четыре магнитоплазменные ветви: межподзонная I , внутриподзонная 2 , а также ветви комбинированного резонанса 3 и 4 , связанные с виртуальными переходами между состояниями $(n = 0, N = 1)$ и $(n = 1, N = 0)$, а также $(n = 0, N = 0)$ и $(n = 1, N = 1)$. Энергия деполаризации в данном случае близка к 4 мэВ. При $q = 0$ энергии магнитоплазмонов совпадают с энергиями одночастичных возбуждений, показанными на рис. 4 линиями из кружков и крестиков. Вероятно, антипересечение ветвей I и 4 и было обнаружено в наших экспериментах из-за высокой плотности состояний на них. Наблюдавшееся антипересечение двух пиков можно интерпретировать как про-

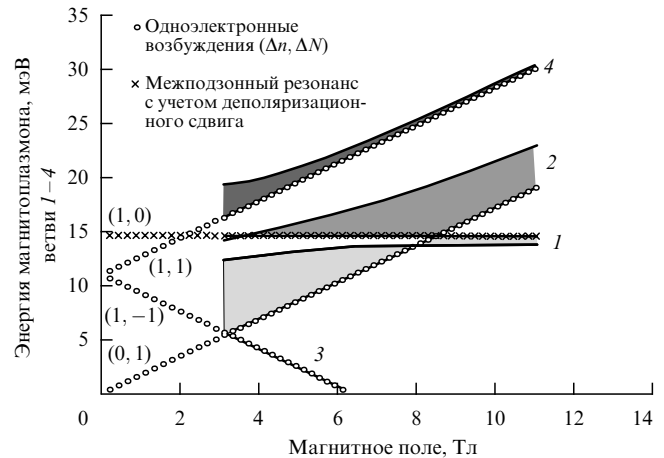


Рис. 4. Энергия магнитоплазмона (четыре ветви) как функция магнитного поля при различных волновых векторах q . Закрашенные области соответствуют значениям q от нуля до $5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Ветвь I — межподзонный плазмон, 2 — внутриподзонный плазмон, а ветви 3 и 4 являются плазмонами комбинационного резонанса соответственно с переходами $\Delta - \omega_c$ и $\Delta + \omega_c$. Линия кружков показывает энергию одночастичных возбуждений $(\Delta n, \Delta N)$; $\Delta = 11 \text{ мэВ}$ — межподзонная энергия.

явление релаксации на "гибридных" внутри- и межподзонных магнитоплазмонах. Необычная форма антипересечения на рис. 3, возможно, связана с влиянием ветви 2 на рис. 4.

5. Заключение

Исследованы процессы туннелирования между сильнонеупорядоченными 2D электронными системами в квантовом магнитном поле, параллельном току. Обнаружено сильное взаимодействие между уровнями Ландау из разных 2D подзон. Предложено объяснение наблюдаемого антипересечения, связанное с возбуждением внутри- и межподзонных магнитоплазмонов в квази-2D системе.

Работа была поддержана РФФИ (проекты 99-02-17592, 01-02-97020, 01-02-06476), программами "Физика твердотельных наноструктур", "Поверхностные атомные структуры" и "Физика квантовых и волновых процессов".

Список литературы

1. Duke C B *Phys. Rev.* **159** 632 (1967); Ben Daniel D J, Duke C B *Phys. Rev.* **160** 679 (1967); Duke C B *Phys. Lett. A* **24** 461 (1967); Baraff G A, Appelbaum J A *Phys. Rev. B* **5** 475 (1972)
2. Tsui D C, Kaminsky G, Schmidt P H *Phys. Rev. B* **9** 3524 (1974)
3. Khanin Yu N et al. *Physica E* **6** 602 (2000)
4. Dahl D A, Sham L J *Phys. Rev. B* **16** 651 (1977)
5. Витлина Р З, Чаплик А В *ЖЭТФ* **81** 1011 (1981)
6. Jain J K, Das Sarma S *Phys. Rev. B* **36** 5949 (1987)
7. Hu C-M, Schüller C, Heitmann D *Phys. Rev. B* **64** 073303 (2001)
8. Chiu K W, Quinn J J *Phys. Rev. B* **9** 4724 (1974)
9. Tselis A, Quinn J J *Surf. Sci.* **113** 362 (1982)
10. Wendler L, Pechstedt R J. *Phys. Condens. Mat.* **2** 8881 (1990)
11. Бисти В Е *Письма в ЖЭТФ* **69** 543 (1999)

PACS numbers: 73.61.-r, 85.30.Vw, 85.30.Tv

Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками

А.В. Двуреченский, А.И. Якимов

1. Введение

Определение параметров энергетического спектра, кинетики переходов между электронными состояниями, взаимодействия элементарных возбуждений, а также выявление корреляционных эффектов составляют основу проводимых в настоящее время фундаментальных исследований в области квантовых точек (КТ). Среди множества гетероструктур с КТ [1–4], изучаемых в настоящее время, структуры на основе Si всегда представляли особый интерес, связанный с перспективой интеграции проводимых разработок с базовой кремниевой технологией изготовления современных полупроводниковых приборов и схем. Существовавшие достижения в эпитаксии Ge на Si, а также перспективы использования гетероструктур Ge/Si явились естественной основой для изучения системы с КТ. С позиций фундаментальных исследований, система Ge/Si образует гетероструктуры 2-го типа. В таких системах локализованные состояния для электронов и дырок образуются по разные стороны от гетерограницы в самосогласованных потенциальных ямах. Находящиеся в этих состояниях электроны и дырки пространственно разделены, и переход между этими состояниями является непрямым в пространстве.

В настоящей работе приводятся некоторые данные по электронным свойствам массива КТ Ge, формирующегося на поверхности Si(100) за счет эффекта спонтанной морфологической трансформации упруго напряженного слоя Ge в условиях молекулярно-лучевой эпитаксии и зарощенного затем слоем Si. В первых работах по исследованию таких структур нами были обнаружены эффекты кулоновской блокады и размерного квантования энергетического спектра дырок [5, 6]. Нами также были найдены условия проведения низкотемпературной гетероэпитаксии, при которых удается получить островки нанометровых размеров с поверхностной плотностью $(3-5) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [3]. Средний размер кластеров Ge пирамидальной формы составлял 15 нм (основание пирамиды), высота пирамиды — 1,5 нм, разброс размеров не хуже 17%.

2. Энергетический спектр дырочных состояний

В системе Ge/Si с кластерами Ge относительное расположение энергетических зон формирует потенциальную яму лишь для дырок. Геометрия Ge островка приводит к сильному различию в энергии размерного квантования в плоскости основания пирамиды и в направлении роста (высота пирамиды много меньше размера основания). Так как симметрия задачи близка к симметрии диска, то основной энергетический уровень соответствует *s*-образному, а первое возбужденное — *p*-образному состояниям. Расчеты показали, что разница энергий между *s*- и *p*-состояниями определяется квантованием в плоскости основания пирамиды [7]. Таким образом, оптические

переходы между данными состояниями возможны при поляризации света в плоскости основания пирамиды (при нормальном падении на структуру, что особенно важно для практических приложений).

Исследования энергетического спектра в массиве КТ Ge в Si методами электронной спектроскопии показали, что спектр дырочных состояний является дискретным. Особенность исследуемого массива КТ заключается в том, что средний размер кластеров сравним с расстоянием между ними (плотный массив). В такой системе энергия размерного квантования E_q и кулоновского взаимодействия E_c оказываются одного порядка, в отличие от часто описываемых в литературе кластеров больших размеров, в которых $E_c \gg E_q$ [1]. В плотном массиве КТ вклад в E_c вносит как взаимодействие носителей внутри одной точки, так и взаимодействие с окружением, в отличие от случая разреженного массива, когда взаимодействием с окружением можно пренебречь. Из данных, полученных различными методами, следует, что для выбранного объекта Ge/Si с КТ $E_q \approx 75$ мэВ (между основным и первым возбужденными состояниями). Энергия основного состояния (от потолка валентной зоны Si) составляет 405–430 мэВ, E_c приблизительно равно 36 мэВ и 18 мэВ для основного (две дырки) и возбужденного (четыре дырки) состояний соответственно. Меньшее значение E_c для возбужденного состояния связано с большей величиной радиуса локализации дырки: 7,6 нм для основного и 15,0 нм для возбужденного состояний. При заполнении этих состояний вклад в E_c взаимодействия дырок внутри одной КТ составляет 11 мэВ для основного и 5,4 мэВ для возбужденного состояния [8, 9].

3. Энергетическая структура экситонов и экситонных комплексов

В условиях, когда плотность дырок в КТ равна нулю (КТ заполнены электронами), становятся возможными оптические переходы электронов из КТ в зону проводимости Si [9, 10]. Образование экситона соответствует полосе поглощения гауссовой формы с максимумом при 770 мэВ и шириной 50–70 мэВ, обусловленной, по видимому, флуктуациями формы и размера кластеров Ge. Энергия локализации электрона вблизи гетерограницы Ge/Si оказалась ≈ 30 мэВ, сила осциллятора $f = 0,5$, сечение межзонного поглощения $2,5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$. Эта величина более чем на порядок превосходит типичные сечения фотоионизации глубоких примесей в Si. Полученная величина f приблизительно в 20 раз меньше силы осциллятора для прямых экситонов в системе InAs/GaAs, где $f = 10,9$, что является следствием пространственного разделения электрона и дырки в системе Ge/Si (гетероструктуры 2-го типа).

Проведенный анализ в приближении самосогласованного поля с учетом неоднородных упругих деформаций показал, что при образовании экситона в системе Ge/Si с КТ электрон локализуется в окрестности вершины Ge пирамиды (в области максимальных напряжений в Si), а дырка — вблизи основания пирамиды (рис. 1). Основной вклад в энергию локализации электрона вблизи гетерограницы Ge/Si дает кулоновское взаимодействие электрона и дырки (28 мэВ). Вклад неоднородного распределения деформаций в формирование потенциальной ямы составляет 9 мэВ. В комплексе, состоящем

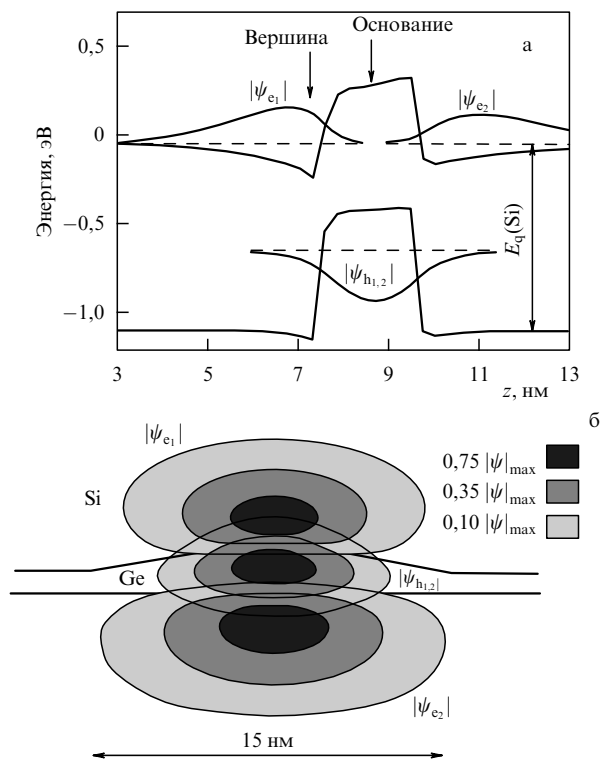


Рис. 1. (а) Расчетный профиль потенциала, в котором движутся электроны и дырки в составе экситонного комплекса, вдоль оси z , проходящей через вершину пирамиды Ge. (б) Двумерное изображение модуля волновых функций электронов $|\psi_e|$ и дырок $|\psi_h|$ в поперечном сечении квантовой точки и ее окружения. Степень заполнения соответствует областям, на границе которых волновые функции спадают до уровня 75%, 35% и 10% от максимального значения [10].

из двух экситонов, отталкивание электронов приводит к их пространственному разделению, в результате которого второй электрон оказывается связанным на границе между Si и сплошным слоем Ge, на котором располагаются пирамиды.

Обнаружено, что образование заряженных экситонных комплексов (две дырки–электрон), а также комплексов экситон–экситон в КТ 2-го типа приводит к сдвигу энергии экситонного поглощения в коротковолновую область. Это синее смещение линии для заряженных комплексов связано с пространственным разделением электронов и дырок в КТ 2-го типа, в результате чего кулоновское взаимодействие между двумя дырками в КТ доминирует над взаимодействием между электроном и дыркой. В биэкситоне электроны локализируются в разных местах в пространстве, и второй электрон оказывается в более мелкой потенциальной яме, чем первый. Таким образом, коротковолновый сдвиг линии биэкситона обусловлен разницей энергий размерного квантования электронов в разных потенциальных ямах.

При освещении структуры Ge/n-Si с КТ светом, вызывающим межзонные переходы, обнаружено явление отрицательной фотопроводимости. Это явление обусловлено, по-видимому, захватом электронов на состоянии в потенциальной яме, формируемой на гетерогранице Ge/Si неравновесными дырками в нанокластерах Ge [11].

4. Межуровневые оптические переходы в КТ

В частном случае квантовой ямы с параболическим потенциалом энергия оптического перехода между подзонами не зависит ни от числа электронов в яме, ни от электрон–электронного взаимодействия, и равна энергии размерного квантования [12, 13]. Для непараболического потенциала, а также при заметном вкладе кулоновского взаимодействия между КТ энергия оптического перехода может сильно отличаться от энергии размерного квантования. Связано это с возникновением коллективных колебаний в системе под действием падающей электромагнитной волны (эффект деполаризации, наблюдавшийся в двумерных системах). С появлением КТ, в которых движение носителей заряда ограничено во всех трех направлениях, возник вопрос о существовании коллективных эффектов при оптических переходах между уровнями размерного квантования в плоскости роста гетероструктур. В соответствии с теоретическими оценками деполаризационный сдвиг оптического резонанса должен наблюдаться при слоевой концентрации носителей $> 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В этом смысле наша система Ge/Si с плотным массивом КТ являлась идеальным объектом для выявления коллективных эффектов при межуровневых оптических переходах. При исследовании оптических переходов между уровнями в КТ в системе Ge/Si в области энергий 70–90 мэВ наблюдается максимум поглощения, соответствующий переходу дырки из основного в возбужденное состояние [10, 14]. Сила осциллятора такого перехода составила 0,95, сечение поглощения — $8 \times 10^{-16} \text{ см}^2$. Заметно меньшая величина ($1,6 \times 10^{-16} \text{ см}^2$) для межуровневых дырочных переходов была получена ранее в системе InAs/GaAs с КТ. Установлено, что при малой степени заполнения Ge КТ ширина линии поглощения определяется дисперсией нанокристаллитов по размерам. Обнаружен сдвиг линии поглощения в коротковолновую область, сужение линии и изменение ее формы при увеличении концентрации дырок в основном состоянии КТ, что является характерными чертами проявления эффекта деполаризации.

5. Приборы со встроенными слоями КТ

Исследованные к настоящему времени кремниевые полевые транзисторы со встроенным слоем Ge КТ содержали под затвором от 10^3 (размер подзатворной области около $1 \times 1 \text{ мкм}^2$) до 10^9 КТ [8]. Области канала транзистора и исток–сток легировались бором, так что при нулевом смещении на затворе проводимость канала была высокой. При увеличении положительного потенциала на затворе происходит резкое падение проводимости (до нуля при низких температурах), обусловленное формированием области обеднения. Дальнейшее повышение напряжения приводит к появлению хорошо разрешенных пиков тока, связанных с транспортом дырок через дискретные состояния в КТ (рис. 2), причем уменьшение площади области под затвором (уменьшение числа КТ) обеспечивало проявление осцилляций тока от напряжения на затворе при более высоких температурах измерений (вплоть до комнатной). Эти данные свидетельствуют о перспективности гетероструктур Ge/Si с КТ для создания одноэлектронных транзисторов.

При исследовании фотопроводимости в структурах Ge/Si со встроенным слоем КТ была продемонстриро-

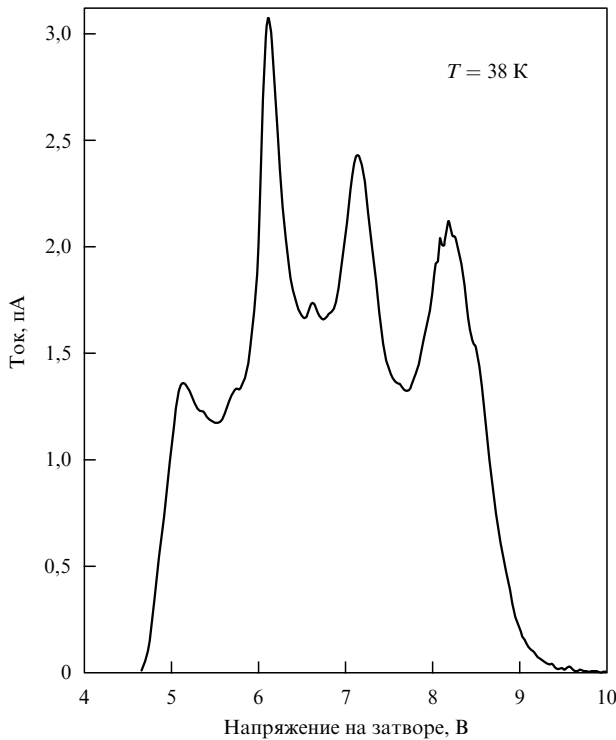


Рис. 2. Зависимость тока исток–сток от напряжения на затворе в полевом транзисторе с 10^3 КТ Ge под затвором.

вана возможность создания фотоприемника с перестраиваемой спектральной чувствительностью. Максимальная обнаружительная способность структуры Ge/Si с КТ как фотоприемника составила $1,7 \times 10^8$ см Гц $^{1/2}$ Вт $^{-1}$ на длине волны 20 мкм и $0,7 \times 10^8$ см Гц $^{1/2}$ Вт $^{-1}$ на длине волны 10 мкм при температуре 300 К [15].

Работа выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (проекты 98-1100, 00-17-2Ф), РФФИ (проекты 99-02-39051ГФЕН, 00-02-17885).

Список литературы

1. Jacak L, Hawrylak P, Wojs A *Quantum Dots* (Berlin: Springer, 1998)
2. Леденцов Н И и др. *ФТП* **32** 385 (1998)
3. Пчеляков О П и др. *Изв. РАН. Сер. Физ.* **63** 228 (1999)
4. Востоков Н В и др. *ФТП* **34** 8 (2000)
5. Yakimov A I et al. *Philos. Mag. B* **65** 701 (1992)
6. Yakimov A I et al. *J. Phys. Condens. Mat.* **6** 2573 (1994)
7. Двуреченский А В, Ненашев А А, Якимов А И, в сб. *Нанопотоника: Материалы Всерос. Совещания (Нижний Новгород, март 2001 г.)* (Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2001) (в печати)
8. Двуреченский А В, Якимов А И *Изв. РАН. Сер. Физ.* **64** 288 (2000)
9. Двуреченский А В, Якимов А И *Изв. РАН. Сер. Физ.* **65** 187 (2001)
10. Якимов А И и др. *ЖЭТФ* **119** 574 (2001)
11. Yakimov A I et al. *Phys. Rev. B* **62** R16283 (2000)
12. Wixforth A et al. *Phys. Rev. B* **43** 10000 (1991)
13. Sundaram M et al. *Appl. Phys. Lett.* **65** 2226 (1994)
14. Yakimov A I et al. *Phys. Rev. B* **62** 9939 (2000)
15. Yakimov A I et al. *J. Appl. Phys.* **89** 5676 (2001)

Управление бозе-конденсатом экситонов и фононный лазер

Ю.Е. Лозовик

Имеется плодотворная аналогия между системой квази-частиц — электронами и дырками в возбужденных полупроводниках, с одной стороны, и системой "истинных частиц" — электронах и протонах (или, в более общем случае, положительных ионов), поскольку законы взаимодействия в этих системах одни и те же. Эти системы резко отличаются соответствующими масштабами — эффективным радиусом Бора для экситонов, который может быть много большим, чем борковский радиус, энергией связи экситона Ry^* , значительно меньшей энергии связи атома водорода и т.п. Эта аналогия открывает заманчивую возможность не только предсказывать до сих пор пока не наблюдавшиеся фазы электронно-дырочной системы, но и, напротив, моделировать с помощью электронно-дырочной системы различные фазы системы частиц в экстремальных космологических условиях [1], недостижимые для лабораторных экспериментов, в частности в сверхсильных магнитных полях (например, для обнаружения анизотропной фазы полимерных цепочек из электрических квадрупольных атомов или экситонов, вытянутых вдоль магнитного поля, либо для магнитной диссоциации и перестройки типа связи молекул или экситонов в сверхсильных магнитных полях и т.п.).

Эта аналогия работает. В самом деле, существуют квази-частичные аналоги молекул — биэкситоны, кластеров — малые электронно-дырочные капли, жидкой фазы — электронно-дырочная жидкость. Обсуждается существование и других фаз.

Однако есть и принципиальные различия между указанными системами. Электроны и дырки, в отличие от частиц, "живут", как правило, в анизотропном (и довольно "случайном" — из-за дефектов) мире полупроводника и обладают подчас сложным, многодолинным законом дисперсии. Это может приводить к иной фазовой диаграмме, чем для системы электронов и протонов (например, стабилизируя металлическую жидкую фазу — электронно-дырочную жидкость [2]). Важную роль играет и другой затравочный параметр — отношение масс отрицательных и положительных зарядов, который управляет вкладом энергии нулевых колебаний и определяет возможность существования кристаллической фазы, до сих пор не наблюдавшейся в электронно-дырочной системе.

В связи с удивительными достижениями технологии изготовления достаточно совершенных наноструктур появилась и иная замечательная возможность — управлять эффективной размерностью и даже топологией пространства, где "живут" квази-частицы, и это дает дополнительное богатство для фазовых состояний и кинетических свойств системы электронов и дырок.

Одной из интересных систем в этой связи представляется квазидвумерная система пространственно-разделенных электронов и дырок в связанных квантовых ямах [3], либо аналогичная одномерная система в связанных квантовых нитях, либо в нульмерной системе связанных квантовых точек [4]. Квази-нульмерная ситуация реали-

зается также в электронно-дырочной системе в одиночной либо в связанных квантовых ямах в квантующих магнитных полях [5–7] (впрочем, эффективная размерность во взаимодействующей $e-h$ системе может зависеть от заполнения уровня Ландау).

Обсуждая вышеуказанные системы с разными размерностями, мы имеем в виду в действительности две существенно разные физические реализации.

Первая соответствует электронам и дыркам в возбужденном состоянии полупроводника, порожденным, например, лазерным излучением и существующим на временах, меньших времен рекомбинации. Последнее может быть резко увеличено за счет слабого перекрытия волновых функций пространственно-разделенных электронов и дырок в связанных квантовых ямах и т.п. Это обстоятельство благоприятствует возможности установления частичного термодинамического равновесия в системе и наблюдению различных фазовых состояний электронно-дырочной системы в системе связанных квантовых ям [3–13] (см. аналогичные фазы в трехмерной системе [14]).

Другой физической реализации отвечает равновесная система пространственно-разделенных электронов и дырок в связанных квантовых ямах 2-го рода (в этой системе в когерентной фазе за счет туннелирования частиц между ямами может возникать ряд эффектов, аналогичных эффектам Джозефсона; см. [15]).

На наш взгляд, очень интересна еще одна система — разбалансированная равновесная система двух одинаковых связанных электронных слоев в сильном магнитном поле [6]. "Разбаланс" двух слоев достигается приложением напряжения V между ними. Пусть при $V = 0$ оба слоя, скажем, заполняют полностью один (нулевой) уровень Ландау. Тогда имеется система избыточных электронов на первом уровне Ландау в одном слое и равное число незаполненных мест — дырок — на нулевом уровне Ландау второго слоя (либо, при сильном разбалансе, электроны и дырки находятся в разных слоях на одном и том же уровне Ландау). Еще более любопытная ситуация возникает при небольшом разбалансе вблизи дробного заполнения уровня Ландау. В этом случае возникает двухслойная система равновесных электронов и дырок с дробными зарядами.

Еще одной интересной физической реализацией системы пространственно-разделенной электронно-дырочной системы является электронная система двух связанных квантовых ям (или двойной квантовой ямы) в сильном поперечном магнитном поле в состояниях с наполовину заполненными уровнями Ландау в каждом слое. В каждом из этих слоев (при не слишком большой гибридизации между ними) для квазичастиц (композитных фермионов), состоящих из электронов с двумя присоединенными квантами потока, "восстанавливается" двумерная ферми-поверхность [16] (по форме идентичная с исходной [17] при отсутствии поля).

Спаривание электронов и дырок во всех описанных ситуациях должно приводить к когерентной фазе, обладающей свойствами сверхтекучести [3, 6, 8], специфическими оптическими свойствами (см. [18] и цитированную литературу), эффектами типа Джозефсона [15].

В ряде недавних экспериментальных работ наблюдались интересные оптические явления, по-видимому, свидетельствующие о наличии когерентной экситонной фазы [19, 20] (см. также [21, 22]). Хотелось бы, однако,

проанализировать такие оптические эффекты, которые бы не только количественно, но и качественно, т.е. более однозначно, свидетельствовали о когерентной фазе экситонов. Их обсуждение и является основной целью этого доклада.

Во-первых, в качестве таких явлений могут рассматриваться необычное индуцированное двухфотонное испускание и комбинационное рассеяние света (КРС) двумерными бозе-конденсированными экситонами, сопровождающиеся когерентной рекомбинацией или рождением двух (надконденсатных) экситонов с противоположными импульсами [18]. Можно показать, что такие индуцированное двухфотонное испускание и КРС связаны с появлением спектральных линий на частотах $|\omega_0 \pm 2\Omega| - m\omega^s$, где ω_0 — частота падающего фотона, а ω^s — частота фонона, параллельный (лежащий в плоскости квантовой ямы) импульс которого совпадает с импульсом экситона с наименьшей энергией.

Интенсивность этих линий зависит от аномальных средних. Поэтому эти процессы дают возможность непосредственного исследования недиагонального порядка и имеют место, только если в системе есть экситонный бозе-конденсат. Поэтому они могут использоваться как способ обнаружения бозе-конденсации экситонов (или "квазиконденсата" в двумерной системе при $T \neq 0$). Численные оценки показывают, что рассмотренные эффекты могут быть использованы для обнаружения бозе-конденсации пространственно непрямых экситонов в системе связанных квантовых ям AlAs/GaAs.

Другим ярким проявлением бозе-конденсации экситонов является новое оптическое явление — стимулированное отражение света назад при (наклонном) падении лазерного луча на квазидвумерный или полубесконечный экситонный конденсат [23]. Этот эффект обусловлен фотоиндуцированной когерентной рекомбинацией двух экситонов из бозе-конденсата с образованием двух фотонов с противоположно направленными импульсами. Замечательно, что для квазидвумерной когерентной системы экситонов помимо обычного прошедшего луча появляется и аномально прошедший луч с направлением зеркально-симметричным падающему лучу (рис. 1). Интересно, что указанные эффекты должны иметь место и для бозе-конденсата возбужденных бозе-атомов (например, предварительно охлажденных, а потом резонансно возбужденных).

Отметим, что в отсутствие падающего лазерного пучка двухэкситонная рекомбинация приводит к люми-

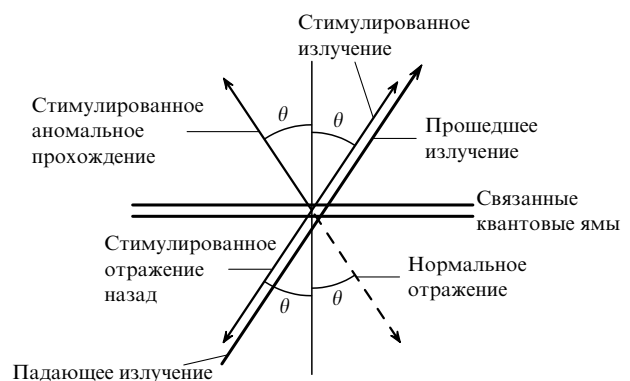


Рис. 1.

несценции с корреляцией между фотонными состояниями с противоположными импульсами. Такая корреляция может быть обнаружена в экспериментах типа Хенбери Брауна – Твисса с двумя детекторами, расположенными по разные стороны от экситонной системы.

Остановимся теперь несколько подробнее на возможности управления бозе-конденсатом экситонов с помощью внешних полей и фононной спектроскопии экситонного бозе-конденсата.

В прямых полупроводниках пространственно не прямые экситоны в связанных квантовых ямах являются прямыми в импульсном пространстве. В силу меньшего кулоновского притяжения электрона и дырки их уровень лежит выше уровня пространственно прямого экситона. Поскольку пространственно не прямые экситоны имеют электрический дипольный момент eD , нормальный плоскости ям, при приложении нормального ямам электрического поля E происходит расщепление, и нижний уровень ползет вниз как eDE .

Но двигающийся не прямой экситон — электрический диполь eD — порождает лежащий в плоскости квантовых ям магнитный момент $eDkh/(cM)$, где k — импульс экситона, M — его масса. При приложении параллельного квантовым ямам магнитного поля H появляется взаимодействие магнитного момента с магнитным полем, линейное по импульсу k . Будучи прибавлено к квадратичному закону дисперсии экситона, оно приводит к сдвигу (вбок) закона дисперсии непрямого экситона, пропорциональному величине поля H . Другая интерпретация этого сдвига — диамагнетизм двухслойной $e-h$ системы — появление противоположно текущих токов в параллельном слоям магнитном поле; последнее же отвечает движению экситона (в основном состоянии) в направлении, перпендикулярном полю H [3, 15].

Сдвиг дисперсии экситона превращает его в не прямой в импульсном пространстве и выводит его из радиационной зоны, где возможна рекомбинация экситона с испусканием фотона: экситон превращается из "светлого" в "темный". Описанная инженерия закона дисперсии пространственно не прямых экситонов с помощью параллельном слоям магнитном поле экспериментально наблюдалась в работе [24].

Одновременное управление с помощью нормального ямам электрического поля E и параллельного магнитного поля открывает еще более заманчивые возможности. Как уже указывалось, электрическое поле смещает уровень не прямых экситонов по энергии. Поэтому оно может быть использовано для настройки в резонанс рекомбинации не прямых экситонов через уровень пространственно прямых экситонов посредством испускания акустического фонона, т.е. в резонанс процесса

непрямой экситон \rightarrow
 \rightarrow прямой экситон + акустический фонон.

При подстройке в резонанс интенсивность фотолюминесценции конденсата экситонов возрастает на несколько порядков и, как показывает анализ законов сохранения энергии и импульса в плоскости ям, фотолюминесценция становится узконаправленной: это — два противоположно направленных луча в плоскости ям (рис. 2). Одновременно резко возрастает и интенсивность фононного излучения, и оно также становится узконаправленным. Более того, как показывает анализ урав-

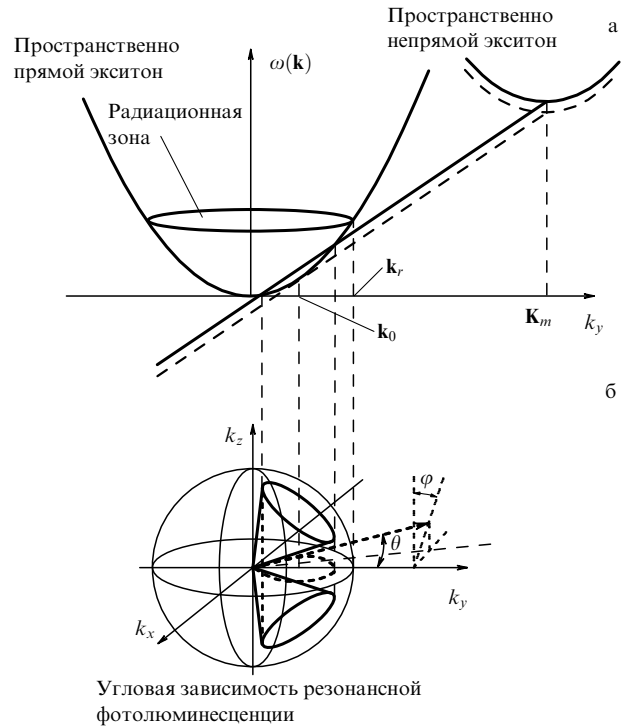


Рис. 2.

нения для матрицы плотности, описывающей процесс генерации фононов и фотонов и интегралов движения этого уравнения, оказывается, что при реалистических условиях фононное излучение "наследует" статистику излучателя — системы не прямых экситонов [23]. Это открывает возможность фононной спектроскопии бозе-конденсата экситонов. Кроме того, при испускании фононов (квази)конденсатом не прямых экситонов фотоны имеют статистику лазерного излучения, т.е. реализуется фононный лазер. Резонансный процесс

непрямой экситон \rightarrow
 \rightarrow прямой экситон + акустический фонон,

как легко видеть, отвечает стандартной трехуровневой схеме генерации, где роль фотонов играют фононы. Отсюда легко следуют выводы о возможности осуществления импульсного и постоянного режимов для рассматриваемого фононного лазера.

В случае наличия резонатора для фононов режим лазерной генерации фононов достигается, разумеется, и при некогерентном источнике (в данном случае — системы не прямых экситонов в некогерентном состоянии) — обычным образом, за счет самоорганизации. В этой связи можно указать еще несколько возможных схем фононного лазера. Одна из них основывается на использовании узкозонного непрямого полупроводника, в котором щель (с помощью давления или магнитного поля) подстраивается в резонанс с однофононным испусканием [25].

Другая возможность — использование схемы типа каскадного лазера Капассо — сверхрешетки идентичных квантовых ям из не прямых полупроводников, находящихся в электрическом поле, таком, что сдвиг соседних уровней поперечного квантования равен энергии акустического фонона.

Работа поддержана грантами РФФИ, ИНТАК и программой "Физика твердотельных наноструктур".

Список литературы

1. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* (М.: Наука, 1974)
2. Keldysh L V, in *Electron-Hole Liquid* (Amsterdam: North-Holland, 1986); Brinkman W F, Rice T M *Phys. Rev. B* **7** 1508 (1973)
3. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 26 (1975); *ЖЭТФ* **71** 738 (1976); Lozovik Yu E, Yudson V I *Solid State Commun.* **18** 628 (1976); **21** 211 (1977); *Physica A* **93** 493 (1978)
4. Lozovik Yu E, Verzakov S A, Willander M *Phys. Lett. A* **260** 400 (1999); Kaputkina N E, Lozovik Yu E *Phys. Status Solidi B* **221** 341 (2000)
5. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **80** 1488 (1981); **82** 1188 (1982); **78** 1167 (1980); Дзюбенко А Б, Лозовик Ю Е *ФТТ* **25** 1519 (1983); **26** 1540 (1984); Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *J. Phys. A* **24** 415 (1991); Paquet D, Rice T M, Ueda K *Phys. Rev. B* **32** 5208 (1985)
6. Lozovik Yu E, Берман О Л, Tsvetus V G *Phys. Rev. B* **59** 5627 (1999); Лозовик Ю Е, Рувинский А М *ЖЭТФ* **112** 1791 (1997)
7. Yoshioka D, MacDonald A H *J. Phys. Soc. Jpn.* **59** 4211 (1990); Yoshioka D, Fukuyama H *J. Phys. Soc. Jpn.* **50** 725 (1978)
8. Лозовик Ю Е, Берман О Л *Письма в ЖЭТФ* **64** 526 (1996); *ЖЭТФ* **111** 1879 (1997); Ivanov L N, Lozovik Yu E, Musin D R *J. Phys. C* **11** 2527 (1978); Лозовик Ю Е, Берман О Л, Вилландер М *ЖЭТФ* **115** 1786 (1999); Лозовик Ю Е, Берман О Л, Рувинский А М *Письма в ЖЭТФ* **69** 573 (1999)
9. Zhu X et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1633 (1995)
10. Conti S, Vignale G, MacDonald A H *Phys. Rev. B* **57** R6846 (1998)
11. Schmitt-Rink S, Chemla D S, Miller D A B *Adv. Phys.* **38** 89 (1989)
12. Chen X M, Quinn J J *Phys. Rev. Lett.* **67** 895 (1991)
13. Bauer G E W *Phys. Scripta T* **45** 154 (1992)
14. Келдыш Л В, Копаев Ю В *ФТТ* **6** 2791 (1964); Келдыш Л В, Козлов А Н *ЖЭТФ* **54** 978 (1968); Козлов А Н, Максимов Л А *ЖЭТФ* **48** 1184 (1965); Halperin B I, Rice T M *Solid State Phys.* **21** 115 (1968); Лозовик Ю Е, Юдсон В И *ФТТ* **17** 1613 (1975); Keldysh L V, in *Bose-Einstein Condensation* (Eds A Griffin, D W Snoke, S Stringari) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 246
15. Ключник А В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **76** 670 (1979); Klyuchnik A V, Lozovik Yu E *J. Low. Temp. Phys.* **38** 761 (1980); *J. Phys. C* **11** L483 (1978); Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **25** 18 (1977); Shevchenko S I *Phys. Rev. Lett.* **72** 3242 (1994); Lozovik Yu E, Yudson V I *Solid State Commun.* **22** 117 (1977); Lozovik Yu E, Poushnov A V *Phys. Lett. A* **228** 399 (1997)
16. Halperin B I, Lee P A, Read N *Phys. Rev. B* **47** 7312 (1993)
17. Balagurov D B, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B* **61** 1481 (2000)
18. Lozovik Yu E, Poushnov A V *Phys. Rev. B* **58** 6608 (1998); Лозовик Ю Е, Пушнов А В *ЖЭТФ* **115** 1353 (1999); Lozovik Yu E (to be publ.)
19. Butov L V, Filin A I *Phys. Rev. B* **58** 1980 (1998)
20. Larionov A V et al. *ЖЭТФ* **117** 1255 (2000); *Письма в ЖЭТФ* **71** 174 (2000); **73** 342 (2001)
21. Fukuzawa T, Mendez E E, Hong J M *Phys. Rev. Lett.* **64** 3066 (1990)
22. Cheng J-P et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 450 (1995)
23. Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V *Solid State Commun.* **118** 2519 (2001)
24. Butov L V et al. *Phys. Rev. B* **62** 1548 (2000)
25. Lozovik Yu E, Merkulova S P, Ovchinnikov I V *Phys. Lett. A* **282** 407 (2001)

PACS numbers: 29.25.Bx, 29.27.Hj, 79.60.Jv

Эффективные эмиттеры поляризованных электронов на основе полупроводниковых наноструктур

А.В. Субашиев

Пучки поляризованных по спину электронов с высокой энергией оказались чрезвычайно полезными в целом ряде экспериментов физики элементарных частиц. Иссле-

дования процессов рассеяния поляризованных электронов на поляризованных и неполяризованных мишенях позволяют восстановить так называемые поляризованные структурные функции нуклонов и изучать проблемы, связанные с относительным вкладом кварков и глюонов в наблюдаемое значение спина нуклонов, важные для развития квантовой хромодинамики [1].

Второе направление составляют исследования нарушения СР-инвариантности в электрослабом взаимодействии. Главным результатом в этой области является чрезвычайно точное (относительная погрешность $\approx 0,1\%$) измерение угла смешивания электрослабого взаимодействия [2]. Эти измерения позволили сделать наиболее жесткую на настоящее время оценку для максимально возможной массы бозона Хиггса. Полученное значение $147 \text{ ГэВ } c^{-2}$ оказалось в области энергий, доступных для современных ускорителей, что позволяет надеяться на обнаружение этой частицы в обозримом будущем.

Менее активно расширяется использование поляризованных электронных пучков в материаловедении, в частности, в исследовании спин-зависимого рассеяния, обратной фотоэмиссии и спин-зависимого поглощения в тонких пленках и поверхностных слоях магнитных и полумагнитных материалов [3].

Основные достижения в развитии источников сильно поляризованных электронов и их использовании связаны с последним десятилетием, начиная с экспериментальных работ по фотоэмиссии из сильно напряженных полупроводниковых слоев InGaAs и GaAs [4, 5], в которых впервые была продемонстрирована возможность получения электронной поляризации 75–85%. С тех пор полупроводниковые фотокатоды с напряженными слоями стали стандартными источниками электронных пучков на ускорителях. Их главное достоинство — возможность быстрого и точного изменения ориентации электронного спина на противоположную, что позволяет легко выделять спин-зависимую часть сечений.

Величина электронной поляризации пучка определяет точность измерения спин-зависимых эффектов, особенно в случаях, когда имеются ограничения на величину электронного тока в пучке, связанные со свойствами мишени. Достигнутая в настоящее время поляризация $\approx 80\%$ в области мишеней достаточна для подавляющего числа экспериментов. Дальнейшее увеличение поляризации и увеличение плотности тока в пучке позволит уменьшить время измерений и сделает такого рода эксперименты менее дорогостоящими.

Развитие работ с использованием пучков поляризованных электронов стимулирует исследования поляризованной фотоэмиссии и создание новых полупроводниковых материалов с оптимальными фотоэмиссионными свойствами. Обсуждение достигнутых в этом направлении результатов и перспектив составляет содержание данной статьи.

Полупроводниковые фотоэммиттеры поляризованных электронов используют два хорошо известных в физике полупроводников A_3B_5 явления: оптическую ориентацию электронных спинов при возбуждении циркулярно поляризованным светом [6] и снижение работы выхода р-легированного полупроводника до отрицательного электронного сродства (когда уровень вакуума оказывается ниже края зоны проводимости в кристалле) при активации атомно-чистой поверхности

покрытием Cs(O) (или Cs(F)) [7]. При этом процесс фотоэмиссии происходит как последовательность процессов межзонного поглощения света, захвата электронов в область изгиба зон у поверхности, возникающую вследствие закрепления уровня Ферми на поверхностных состояниях внутри запрещенной зоны, и собственно эмиссии — туннелирования из приповерхностной ямы в вакуум через остаточный поверхностный барьер.

Такая картина подтверждается экспериментальными исследованиями и расчетами спектров возбуждения фотоэмиссии, спектров распределения эмиттированных электронов по энергии, а также зависимостями этих спектров от параметров фотоэмиттеров (уровня легирования, толщины слоев, температуры и т.п.) [3, 7].

Оптическая ориентация обусловлена спин-орбитальным расщеплением состояний валентной зоны, в результате которого верхние отщепленные состояния тяжелых и легких дырок характеризуются полным моментом $J = 3/2$ и сильным перемешиванием орбитального и спинового движений. Различие вероятностей для оптических переходов в зону проводимости из состояний мультиплета с проекциями момента $J_z = \pm 3/2$ и $J_z = \pm 1/2$, с изменением электронного момента на единицу (при поглощении циркулярно поляризованного света) приводят к неравному заселению двух спиновых состояний зоны проводимости $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$. Возникающая оптическая ориентация спинов характеризуется степенью поляризации $P = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) / (n_{\uparrow} + n_{\downarrow})$, где n_{\uparrow} , n_{\downarrow} — концентрации электронов со спинами, параллельными и антипараллельными направлению распространения света в кристалле соответственно [6].

Для заселения только одного электронного состояния используют дополнительное расщепление мультиплета $J = 3/2$ на подзоны тяжелых ($J_z = \pm 3/2$) и легких ($J_z = \pm 1/2$) дырок при одноосной деформации кристалла. Достаточно сильную деформацию удается создать, выращивая на подложке GaAs слой $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ с большой постоянной решетки. Лучшие результаты достигнуты при выращивании слоев GaAs (или $\text{GaAs}_{0,95}\text{P}_{0,05}$) на псевдоподложке $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ с $x = 0,28 - 0,32$ (получаемой, например, путем выращивания на подложке GaAs последовательности слоев $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ с увеличением концентрации y). Для получения необходимого тока фотоэмиссии толщина рабочего слоя фотокатода должна быть $\geq 0,1$ мкм, что на порядок превышает критическую толщину для таких напряженных слоев, соответствующую бездислокационному росту. По этой причине напряженные пленки оказываются частично релаксированными и имеют весьма несовершенную блочную кристаллическую структуру. Это в свою очередь приводит к размытию края поглощения, дырочному рассеянию на дефектах в процессе поглощения и заселению второго электронного спинового состояния, что уменьшает начальную поляризацию.

Этот механизм уменьшения поляризации может быть выделен путем расчета зависимости квантового выхода фотоэмиссии Y и степени поляризации P фотоэмиссии и фотолюминесценции от энергии возбуждения и сравнения результатов с экспериментом (рис. 1) [8]. Проведенные расчеты позволили определить параметры напряженных пленок (для исключения неоднозначности такой процедуры одновременно проводилось сравнение экспериментально наблюдаемых и рассчитываемых спектров возбуждения поляризованной люминесценции). Оказа-

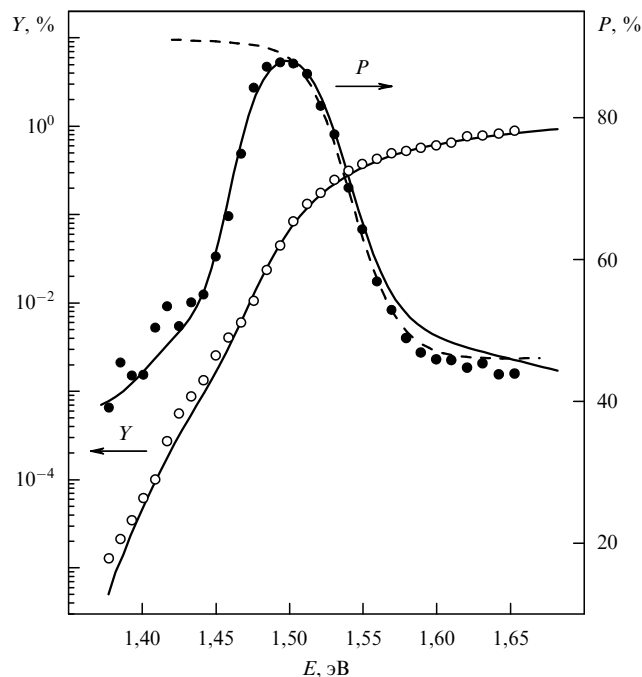


Рис. 1. Спиновая поляризация фотоэлектронов P и квантовый выход фотоэмиссии как функция энергии возбуждения E для напряженной пленки GaAs на псевдоподложке $\text{GaAs}_{0,72}\text{P}_{0,28}$, $T = 300$ К; эксперимент и результаты расчета без учета (штриховая линия) и с учетом (сплошная линия) размытия края поглощения.

лось, что начальное значение поляризации зависит в основном от соотношения деформационного расщепления валентной зоны Δ_{def} и параметров, характеризующих размытие края межзонного поглощения за счет непрямых переходов с участием оптических фононов и хвостов плотности состояний валентной зоны. Значение электронной поляризации в момент возбуждения в максимуме поляризации $\approx 94\%$ (для приведенного образца).

Дополнительная деполаризация происходит при экстракции электронов в приповерхностную область объемного заряда, что проявляется в экспериментах с возбуждением короткими импульсами и разрешением по времени, а также в экспериментах с пленками разной толщины. В тонких пленках толщиной $d \ll L$, $1/\alpha$ (где L — длина диффузии, α — коэффициент поглощения света) время захвата носителей в область объемного заряда равно $\tau_{\text{esc}} = d/S$, где S — скорость поверхностной рекомбинации. При этом уменьшение поляризации носителей $\delta P = -d/(S\tau_s)$, где τ_s есть время спиновой релаксации электронов в рабочем слое. Для типичных значений параметров слоев эти потери составляют $\approx 7\%$ для $d = 100$ нм и уменьшаются в слабо легированных образцах при понижении температуры.

Экспериментальные исследования зависимостей поляризованных функций распределения от энергии вышедших электронов свидетельствуют о слабой деполаризации электронов в области приповерхностного изгиба зон для области энергий ниже уровня дна зоны проводимости. Ввиду пространственного разделения носителей в этой области основным механизмом спиновой релаксации является прецессия электронных спинов в эффективном кристаллическом поле, величина и направление которого определяются величиной и направлением

импульса электрона (механизм Дьяконова – Переля [6]). В потенциальной яме области изгиба зон имеется сильный флуктуационный кулоновский потенциал ионизованных акцепторов и доноров, и состояния ниже порога протекания локализованы в плоскости поверхности. Электроны быстро релаксируют по энергии, испуская оптические фононы до порога протекания, после чего механизм релаксации Дьяконова – Переля оказывается подавленным вследствие усреднения эффективного поля по направлениям движения.

По этой причине сильное легирование области изгиба зон не приводит к дополнительной деполяризации эмиттированных электронов. Этот вывод особенно важен для эмиттеров, предназначенных для получения токов эмиссии большой плотности ($\approx 1 \text{ А см}^{-2}$), когда вследствие интенсивного оптического возбуждения может происходить накопление электронов на поверхностных состояниях и частичное распрямление поверхностного изгиба зон, приводящее к уменьшению квантового выхода. Сильное легирование приповерхностной области подавляет эти эффекты [9].

Анализ механизмов потерь спиновой поляризации на разных ступенях фотоэмиссии показывает, что эти потери в напряженных пленках близки по величине, а область доступных вариаций параметров слоев оказывается крайне узкой.

Альтернативными материалами для фотокатодов являются полупроводниковые напряженные короткопериодические сверхрешетки. В таких структурах возможно получение значительно большего расщепления состояний валентной зоны за счет разности масс легких и тяжелых дырок и их размерного квантования в слоях, соответствующих квантовым ямам, и получение более высокой начальной поляризации. Кроме того, можно использовать сверхрешетки с уменьшенной средней деформацией рабочей области (при сильной деформации ям) и тем самым с более совершенной кристаллической структурой. Наконец, в технологию выращивания сверхрешеток легко включается профильное легирование, позволяющее сохранить высокий уровень акцепторов только в узком слое вблизи поверхности и увеличить время спиновой релаксации в рабочей области.

Существенное преимущество сверхрешеток — большее число варьируемых параметров, дающее возможность оптимизации структуры так, чтобы минимизировать потери поляризации на каждом этапе фотоэмиссии без ухудшения эмиссионных свойств, например путем уменьшения среднего спин-орбитального расщепления при сохранении высокого спин-орбитального расщепления в материалах ям.

В настоящее время исследованы сверхрешетки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ и $\text{GaAs}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}$ с напряженными ямами [3, 10] и сверхрешетки $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ с напряженными барьерами [11]. В последней структуре использование четверного состава в барьере позволяет за счет выбора состава слоев уменьшить до минимального значения разрыв зоны проводимости на гетерограницах. Это обеспечивает высокую подвижность электронов в направлении оси сверхрешетки и уменьшает потери поляризации при экстракции.

В сверхрешетке $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}/\text{GaAs}$ благодаря использованию модуляционного легирования при сильной деформации слоев удается воспроизводимо полу-

чить поляризацию $P = 86\%$ при высоком квантовом выходе Υ в области максимума поляризации. В решетках с менее сильной деформацией поляризация в максимуме фотоэмиссии оказывается меньшей.

Задача оптимизации структуры фотоэмиттера достаточно сложна, и ее решение находится на начальном этапе. В качестве первого шага необходимо знать зонную структуру материала, спектр начальной поляризации электронов и их зависимости от параметров материалов слоев и структуры в целом. Расчет зонной структуры, коэффициента поглощения и степени начальной ориентации электронов для фотоэмиттеров на сверхрешетках был выполнен в многозонной модели Кейна в приближении огибающих функций в работе [12]. Результаты расчета для сверхрешетки с напряженными барьерами и основные оптические переходы, соответствующие наиболее сильным особенностям Ван – Хофа в спектре межзонного поглощения показаны на рис. 2.

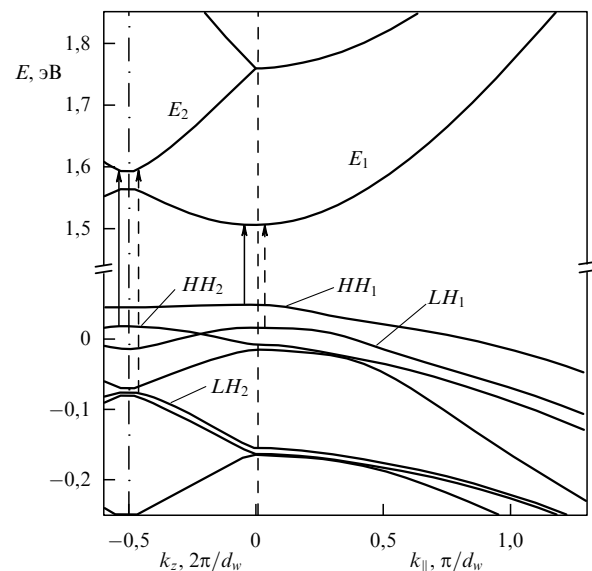


Рис. 2. Зонная структура короткопериодической напряженной сверхрешетки $\text{GaAs}/\text{Al}_{0,18}\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,66}\text{As}$ с равной шириной барьеров и ям $d_B = d_w = 4 \text{ нм}$. Стрелками показаны переходы, дающие главные особенности в спектре начальной поляризации.

Результаты расчета спектра поляризации [12] для расстояния между дырочными подзонами 37 мэВ и параметром, характеризующим размытие края поглощения $\gamma = 10 \text{ мэВ}$, приведены на рис. 3 (без поправок на спиновую релаксацию при термализации). Достаточно хорошее согласие с экспериментом свидетельствует о возможности использования таких расчетов для оптимизации фотоэмиттерных структур и восстановления параметров напряженных сверхрешеток, в частности разрыва зон на гетерограницах. Преимущества при использовании поляризованных электронов во многом подобны использованию поляризованного света в оптике, например в рамановской спектроскопии: получаемый выигрыш в информации стоит усилий по развитию соответствующей техники, что вполне осознано в физике высоких энергий. Спектроскопия (в том числе и туннельная) и микроскопия с использованием поляризованных

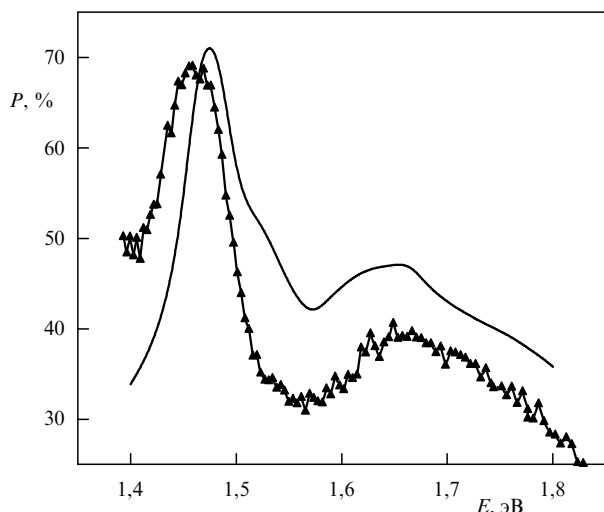


Рис. 3. Спектральная зависимость спектра фотоэмиссии для сверхрешетки с параметрами, указанными на рис. 2; эксперимент (треугольники) и результаты расчета поляризации в момент возбуждения (сплошная линия).

электронов, без сомнения, получит развитие в скором будущем.

Основным препятствием на пути широкого применения имеющихся фотоэмиттеров поляризованных электронов в материаловедении является высокая чувствительность активирующего покрытия Cs(O) (и Cs(F)) к условиям вакуума (достаточное время жизни активированной поверхности достигается при остаточном давлении $10^{-11} - 10^{-12}$ Торр) и относительно малая чувствительность и точность измерений электронной поляризации наиболее распространенными поляриметрами Мотта. Ведущиеся разработки более стабильных активирующих покрытий, защитных слоев и мембран, а

также работы по созданию новых компактных и чувствительных поляриметров на основе многослойных магнитных структур должны решить эти проблемы.

Детальное исследование кинетики поляризованных электронов в полупроводниковых наноструктурах, эффектов, связанных с гетерограницами, легированием, приповерхностными слоями и их свойствами, будет полезно не только для разработки новых фотоэмиссионных материалов, но и для развития элементов спиновой электроники.

Работа выполнена при поддержке Российской программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 97-1090), гранта INTAS (99-00125), а также при частичной поддержке фонда РФФИ (проект 00-02-16775).

Список литературы

1. *Proc. of 14th Int. Spin Physics Symp.: SPIN 2000, Osaka, Japan, 2000* (AIP Conf. Proc., Vol. 570, Eds K Hatanaka et al.) (Melville, New York: AIP, 2001)
2. Abe K et al. (SLD Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 1162 (2001)
3. Subashiev A V et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* (1/2) 1 (1999)
4. Maruyama T et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2376 (1991)
5. Nakanishi T et al. *Phys. Lett. A* **158** 345 (1991)
6. *Оптическая ориентация* (Ред. Ф Майер, Б П Захарченя) (Л.: Наука, 1974)
7. Белл Р Л *Эмиттеры с отрицательным электронным спин-состоянием* (М.: Энергия, 1978)
8. Субашиев А В и др. *ФТП* **33** 1307 (1999)
9. Mulhollan G et al. *Phys. Lett. A* **282** 309 (2001)
10. Nakanishi T, in *Polarized Gas Targets and Polarized Beams, 7th Int. Workshop, Urbana, 1998* (AIP Conf. Proc., Vol. 421, Eds R J Holt, M A Miller) (Woodbury, N.Y.: AIP, 1998) p. 300
11. Subashiev A V et al., in *Proc. of 24th Int. Conf. on Physics of Semiconductors (ICPS-24), Jerusalem, 1998*; see also Preprint, SLAC-PUB-7922 (Stanford, 1998)
12. Andreev A D, Subashiev A V, in *Proc. 9th Int. Symp. "Nanostuctures: Physics and Technology", St. Petersburg, June, 2001* (St. Petersburg, 2001) p. 269