

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 особо чистых 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 фононный 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 $\sim 2-3$ 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.

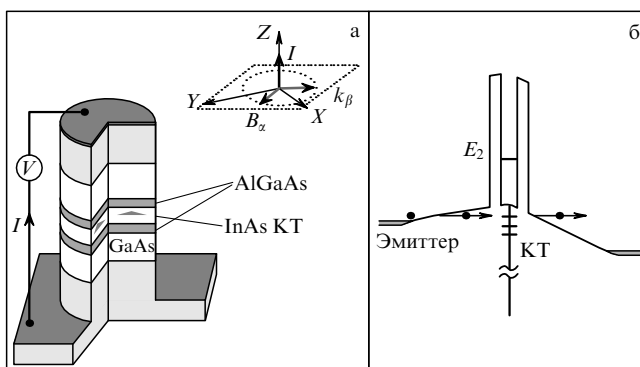


Рис. 1. (а) Схематическое изображение AlGaAs/GaAs резонансно-туннельного диода с InAs СКТ в центре GaAs квантовой ямы. (б) Профиль дна зона проводимости. Вставка: ориентация магнитного поля B и тока I . X и Y определяют две главные кристаллографические оси, α и β указывают соответственно направление 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 немонокотонную 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.

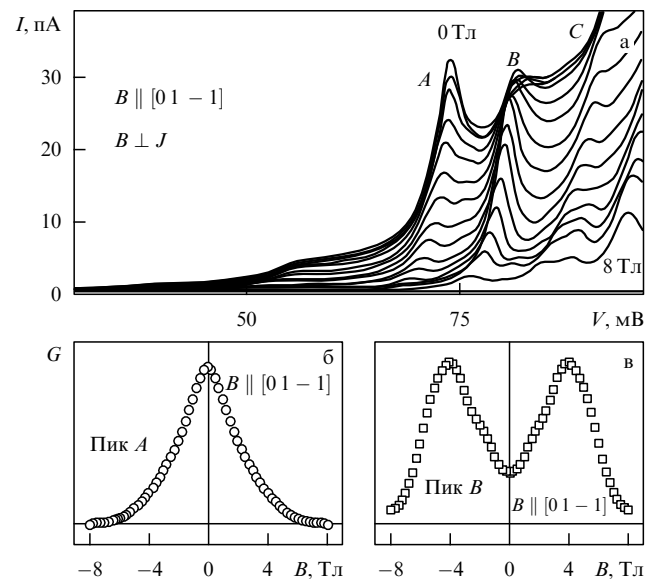


Рис. 2. (а) Низкотемпературные ($T = 4,2$ К) характеристики $I(V)$ в присутствии магнитного поля B . Магнитное поле меняется от 0 до 8 Тл с шагом 0,5 Тл. Направление B перпендикулярно электрическому току. (б) и (в) Зависимости дифференциального кондуктанса $G(B) = dI/dV$ в магнитном поле B , параллельном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

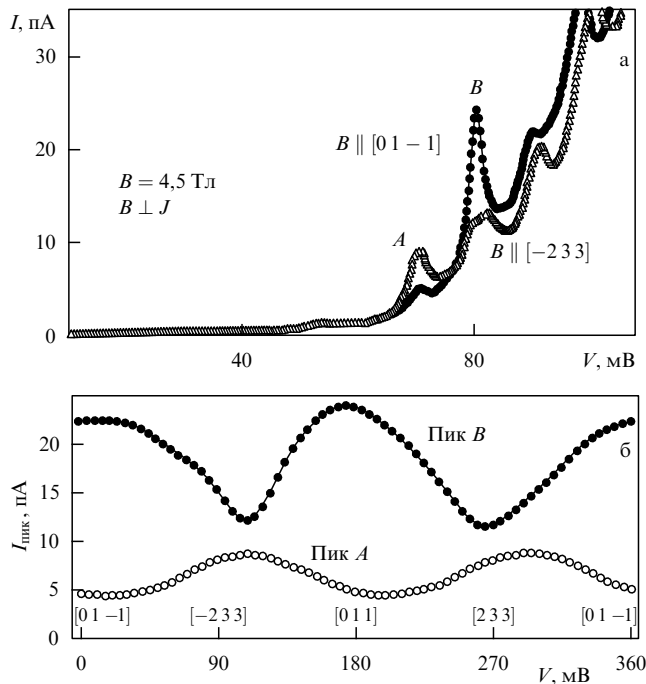


Рис. 3. (а) Характеристики $I(V)$ в перпендикулярном электрическому току поле $B = 4,5$ Тл. Первая кривая (точки) для $B \parallel [01 -1]$; вторая кривая (треугольники) для $B \parallel [-2 3 3]$; (б) угловая зависимость пиковых токов для резонансов A и B .

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.

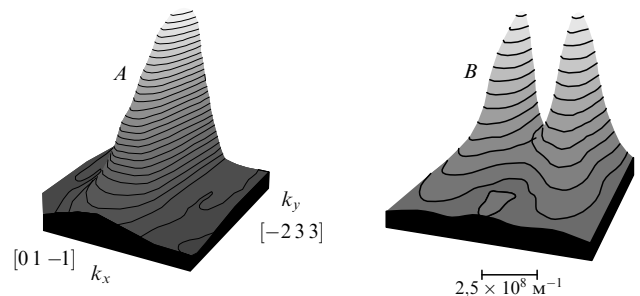


Рис. 4. Форма дифференциального кондактанса $G(B) = dI/dV \sim |\Phi_{QD}(k_x, k_y)|^2$ в плоскости (k_x, k_y) для двух состояний квантовых точек, соответствующих рис. 3а, б. Полученные контурные карты визуализируют распределение плотности вероятности волновых функций основного и возбужденного состояний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