

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

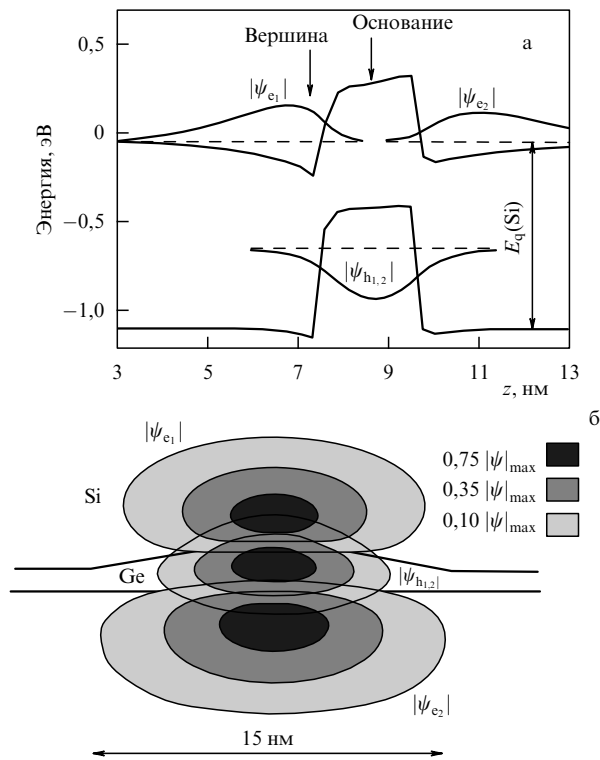


Рис. 1. (а) Расчетный профиль потенциала, в котором движутся электроны и дырки в составе экситонного комплекса, вдоль оси z , проходящей через вершину пирамиды Ge. (б) Двумерное изображение модуля волновых функций электронов $|\psi_e|$ и дырок $|\psi_h|$ в поперечном сечении квантовой точки и ее окружения. 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 деполяризации, 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 деполяризационный 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 деполяризации.

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-

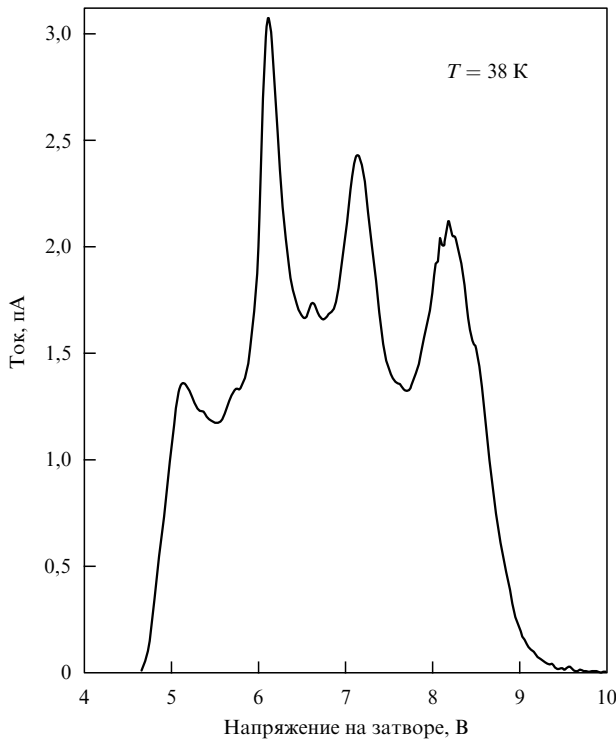


Рис. 2. Зависимость тока исток–сток от напряжения на затворе в полевом транзисторе с 10^3 КТ Ge под затвором.

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 Н 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 боровский 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 квадрупольей 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-