Эффекты электрон-электронного взаимодействия в оптических свойствах плотных массивов квантовых точек Ge/Si

Авторы

12 мая 2000

Аннотация

Представлены результаты исследования межзонного и межуровневого поглощения света и фотопроводимости в плотных массивах квантовых точек (КТ) Ge в Si, формируемых на основе эффекта самоорганизации при гетероэпитаксии из молекулярных пучков. Обнаружено, что образование заряженных экситонных комплексов (две дырки - электрон), а также комплексов экситон-экситон в квантовых точках второго типа приводит к увеличению энергии непрямого в реальном пространстве экситонного перехода вследствие пространственного разделения электрона и дырки. Самосогласованные расчеты волновых функций электронов и дырок в составе экситона и экситонных комплексов показали, что в случае одного экситона электрон локализуется в окрестности вершины Ge пирамиды (в области максимальных напряжений Si), а дырка сосредоточена вблизи основания пирамиды. В комплексе, состоящем из двух экситонов расталкивание электронов приводит к пространственному разделению электронов, в результате которого второй электрон оказывается связанным на границе между Si и сплошным слоем Ge. Наблюден коротковолновый сдвиг межуровневого резонанса, сужение линии и изменение ее формы при увеличении концентрации носителей заряда в основном состоянии КТ, что обусловлено эффектом деполяризации внешней электромагнитной волны латеральными коллективными возбуждениями зарядовой плотности в массиве нанокластеров Ge. Установлено, что инжекция дырок в возбужденное состояние КТ приводит к длинноволновому сдвигу максимума фотопроводимости вследствие распада коллективного возбуждения и подавления эффекта деполяризации. Показано, что время жизни дырки в возбужденном состоянии сравнимо с временами, установленными для двумерных квантовых ям, что ставит под сомнение эффект "бутылочного горла".

PACS: 73.20.Dx, 73.61.Cw

1 Введение

Квантовые точки (КТ) представляют собой предельный случай систем с пониженной размерностью, поскольку пространственное ограничение носителей заряда реализуется в них во всех трех измерениях. С приборной точки зрения, такие наноструктуры должны иметь размеры порядка нескольких нанометров, чтобы предотвратить тепловое размытие дискретного энергетического спектра при комнатной температуре. Кроме того, для практической реализации высокого модального усиления в лазерах, большой квантовой эффективности фотоприемных устройств, заметного сдвига порогового напряжения в транзисторных элементах одноэлектронной памяти и быстрой обработки информации в квантовых сетях необходимо иметь плотные массивы КТ со слоевой концентрацией $\geq 10^{11}$ см$^{-2}$.

Наноразмерный масштаб и большая плотность КТ сильно ограничивает возможности применения традиционных способов приготовления структур, связанных с литографическими процессами и требует развития новых подходов. В ходе поиска новых технологических возможностей весьма плодотворной оказалась идея использования морфологических изменений поверхности в процессе роста рассогласованных гетероэпитаксиальных систем для формирования массива наноразмерных атомных кластеров при переходе от двумерного роста к трехмерному по механизму Странского-Крастанова. Впервые эта идея была реализована в 1992 г. на системе Ge/Si, по результатам исследования в которой был сделан вывод о наличии одноэлектронных эффектов в новом классе наноструктур [1]. В дальнейшем этот метод создания полей КТ

получил название "самоорганизации", поскольку необходимо было объяснить результаты по формированию достаточно однородного по размеру массива нанокластеров [2, 3].

Особый интерес к нанокластерам Ge в Si связан со следующими обстоятельствами. Во-первых, с помощью уменьшения температуры гетероэпитаксии и увеличения скорости осаждения удалось уменьшить размеры нанокластеров Ge до значений ~ 10 нм, обеспечивающих проявление эффекта размерного квантования и одноэлектронных явлений электрон-электронного взаимодействия вплоть до комнатной температуры, и увеличить плотность КТ до величины 3×10^{11} см$^{-2}$ [3, 4]. Во-вторых, весьма привлекательной является совместимость разработанных методов с существующей в мире кремниевой технологией изготовления дискретных приборов и схем.

Актуальность исследования оптических свойств КТ обусловлена ярко выраженной практической орентацией в направлении создания фотоприемных и светоизлучающих приборов, а также рядом преимуществ таких объектов по сравнению с двумерными системами. Особенностью КТ является, во-первых, возможность управления спектральной полосой (цветом) излучения и фотоотклика путем заселения дискретных состояний с требуемой энергией переходов; во-вторых, уменьшение пороговой плотности тока в диодных лазерах, и высокая температурная стабильность [2]; в третьих, наличие латерального ограничения снимает запрет на оптические переходы, поляризованные в плоскости фотоприемника, а значит предоставляет возможность осуществить поглощение фотонов при нормальном падении света без дополнительных решеток и отражателей; в четвертых, в КТ ожидается сильное уве-

личение времени жизни фотовозбужденных носителей вследствие так называемого эффекта "бутылочного горла" (phonon bottleneck effect [5]). В основе последнего лежит подавление рассеяния на LO-фононах, когда расстояние между дискретными уровнями в КТ сильно отличается от энергии фонона.

До сих пор большинство оптических измерений проводилось на разреженных системах квантовых точек, в которых эффекты взаимодействия несущественны [6, 7, 8]. С фундаментальной точки зрения, в оптике плотных массивов КТ должны появляться новые явления, связанные с крупномасштабным кулоновским взаимодействием. Для плотного массива островков, когда расстояние между островками оказывается сравнимо с размерам островков ($L \sim 10$ нм), взаимодействие носителей, локализованных на разных КТ, становится заметным фактором, определяющим, например, темновую проводимость вдоль слоев Ge КТ [9]. Характерная величина такого взаимодействия $U \approx e^2/4\pi\epsilon\epsilon_0 L \approx 13$ meV (ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость среды) сравнима с kT при комнатной температуре и не является исчезающе малой по сравнению с характерным расстоянием между уровнями размерного квантования (70–80 мэВ [3, 10]).

Целью настоящей работы являлось исследование процессов поглощения света и фотопроводимости в областях длин волн фотонов, соответсвующим межзонным и межуровневым переходам в Ge/Si КТ, при нормальной геометрии падения световой волны (направление распространения перпендикулярно плоскости образцов). Работа построена следующим образом. В разделе 2 приведены результаты исследования экситонного поглощения света в

заряженных КТ (длина волны $\simeq 1.6$ мкм). Делается вывод о том, что образование заряженных экситонных комплексов (две дырки - электрон), а также комплексов экситон-экситон в квантовых точках второго типа приводит к увеличению энергии экситонного перехода вследствие пространственного разделения электрона и дырки. Раздел 3 посвящен изучению поглощения света и фотопроводимости в области энергий фотонов, соответствующих переходам между основным и возбужденным состояниями дырок в Ge КТ (длины волн фотонов $\simeq 15 - 18$ мкм). Наблюден коротковолновый сдвиг межуровневого резонанса, сужение линии и изменение ее формы при увеличении концентрации носителей заряда в основном состоянии КТ, что обусловлено эффектом деполяризации внешней электромагнитной волны латеральными коллективными возбуждениями зарядовой плотности в массиве КТ. Показано, что время жизни дырки в возбужденном состоянии сравнимо с временами, установленными для двумерных квантовых ям, что ставит под сомнение эффект "бутылочного горла".

2 Экситоны и экситонные комплексы в квантовых точках 2-го типа

2.1 Непрямые экситоны в структурах Ge/Si и метод модуляции электронного заполнения

Напряженные слои Ge/Si(001) представляют собой гетероструктуры 2-го типа. Характерные черты этого класса систем определяются взаимным расположением краев зон исходных полупроводников на гетерогранице. Зона проводимости одного из материалов (Si) здесь близка к валентной зоне другого (Ge), что вызывает пространственное разделение носителей. В данном случае дырки

локализуются в квантовых точках Ge, тогда как для электронов в Ge имеется потенциальный барьер. Однако создаваемый дырками положительный заряд и неоднородня деформация структуры вследствие рассогласования параметров решетки Ge и Si могут приводить к появлению потенциальной ямы для неравновесных электронов в зоне проводимости кремния вблизи гетероперехода (рис. 1). Таким образом, фундаментальной особенностью КТ 2-го типа является возможность формирования непрямого в реальном пространстве экситона: дырка сосредоточена в островке Ge, а электрон движется в самосогласованном потенциале в кремнии вблизи нее. В настоящее время свойства непрямых экситонов в КТ изучены достаточно слабо, что открывает новые возможности как в фундаметальных исследованиях, так и для приборных применений, реализация которых на гетероструктурах 1-го типа невозможна [11]. В частности, ничего не известно о спектре и структуре многочастичных экситонных комплексов.

Для изучения влияния зарядового состояния КТ на межзонные оптические переходы мы использовали метод модуляции электронного заполнения. Ранее этот тип спектроскопии был успешно применен при исследовании люминесцентных [12] и отражательных [13] свойства массивов КТ на основе систем InAs/GaAs и $In_xGa_{1-x}As$/GaAs. Для реализации метода слой островков Ge был введен в базу кремниевого n^+-p-p^+ диода. В такой структуре заполнение дырочных уровней в КТ контролируется приложением к диоду внешнего смещения (рис. 1). Если уровень в валентной зоне Ge заполнен дырками, то переход в зону проводимости с этого уровня блокирован; если же смещение таково, что КТ нейтральна (в ней нет дырок), то возможно поглощение фотона электроном в валентной зоне с

образованием непрямого экситона. Модулируя во времени напряжение смещения (а значит и заполнение КТ дырками) и измеряя на частоте модуляции прохождение ИК-фотонов через структуру, можно получить спектр поглощения, непосредственно связанный с КТ. Проведение измерений при различных амплитудах смещения позволяет анализировать влияние зарядового состояния островков на соответствующие энергии переходов. Достоинством этого метода является его нечувствительность к отклику от немодулированной части системы (поглощение в подложке, в атмосфере и т.п.)

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si с ориентацией (001) и удельным сопротивлением 4.5 Ом·см. Температура роста слоев Si составляла соответственно 800 °C и 500 °C до и после осаждения слоя Ge. Скорости роста поддерживались на уровне 0.3 нм/с для Si и 0.03 нм/с для Ge. Слой стровков Ge с номинальной толщиной 10 монослоев (1 ML=1.4 Å) вводился в середину слоя p-Si толщиной 1 мкм при температуре 300 °C (концентрация бора в кремнии составляла 5×10^{16} см$^{-3}$. Захороненный нижний контакт создавался путем осаждения 50 нм p$^+$-Si (2×10^{18} см$^{-3}$ бора), рост завершался формированием n$^+$-p перехода с помощью осаждения 50 нм n$^+$-Si (Sb, $n = 1 \times 10^{19}$ см$^{-3}$). Ранее с помощью сканирующей туннельной микроскопии и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения было установлено, что островки Ge имеют форму пирамид с размерами основания 15 нм и высотой 1.5 нм [14]. При этом разброс островков по размерам характеризуется стандартным отклонением не более 20%.

Измерения ИК поглощения проводились в условиях нормального падения света, при которых возбуждаются только перехо-

ды, поляризованные в плоскости образцов. Температура измерений комнатная. Прошедшее через образец излучение фиксировалось Ge фотодетектором. Модуляция заполнения квантовых точек дырками осуществлялась прямоугольными импульсами обратного смещения с частотой 700 Гц. Для установления необходимой амплитуды импульсов и ее связи с зарядовым состоянием КТ была измерена вольтфарадная характеристика структуры. Результат, полученный на частоте 100 кГц, представлен на рис. 2(а). При нулевом смещении точки заполнены дырками и заряжены положительно. Область пространственного заряда (ОПЗ) находится в p-Si выше слоя Ge. Вблизи $V \simeq 0.5$ В край ОПЗ достигает массива КТ, и дырки начинают освобождать уровни в островках. При этом емкость структуры C практически не зависит от напряжения V и определяется глубиной залегания КТ. Используя приближенное соотношение $x \approx \epsilon\epsilon_0/C$, можно найти глубину залегания массива точек x. Для $C \simeq 20$ нФ/см^2 получаем $x = 0.5$ мкм, что согласуется с величиной, заложенной при росте структур. При напряжении больше ≈ 8.5 В дырки полностью уходят из КТ (последним опустошается основное состояние), точки становятся нейтральными, и емкость структуры начинает опять уменьшаться вследствие распространения ОПЗ вглубь кремния. Отметим наличие слабо выраженного пика емкости в области $V = 6 - 8$ В, что является характерным признаком δ-образного спектра состояний в островках [15]. В дальнейшем измерение дифференциального поглощения в КТ проводилось в условиях модуляции заполнения обратным смещением, меняющимся от нуля до $V = 2 - 10$ В .

2.2 Межзонное поглощение света

На рис. 3 приведены спектры поглощения, полученные при различных амплитудах модулирующего смещения. При энергиях 760–770 мэВ ($\simeq$ 1.6 мкм), меньших края собственного поглощения в Si ($\sim$ 1.12 эВ), наблюдается линия поглощения шириной 50–70 мэВ и с формой, описываемой функцией Гаусса (штриховая линия на рис. 3). Как правило, в этой же области энергий ($\sim$ 800 мэВ) и с такой же шириной находится пик фотолюминесценции, отвечающий экситонному переходу в КТ Ge/Si(001) [16, 17, 18, 19]. Аналогичный максимум в области энергий 730–750 мэВ наблюдался нами ранее в спектрах фототока кремниевого p-i-n диода с квантовыми точками Ge [14].

Мы связываем обнаруженный пик поглощения с возбуждением электрона из валентной зоны Ge КТ в зону проводимости Si, в результате которого формируется основное состояние непрямого экситона (дырка появляется в основном состоянии (H0) в точках, а электрон локализуется в основном состоянии в Si (E0) вблизи гетерограницы). Большая ширина полосы, по-видимому, связана с флуктуациями формы и размера островков. При энергиях фотона $\approx$ 830 мэВ наблюдается мало интенсивная линия поглощения, обусловленная переходом между возбужденным состоянием дырки в КТ (H1) и локализованным состоянием электрона в зоне проводимости Si (переход H1-E0).

При бóльших энергиях хорошо видны два края поглощения, обозначенные на рис. 3 как H0-CB Si и H0-CB Ge, и связываемые нами с переходами между основным состоянием дырки в КТ и распространенными состояниями зоны проводимости Si и Ge соответственно (рис. 1). Для непрямых в k-пространстве оптических

переходов коэффициент поглощения α зависит от энергии фотона $h\nu$ как $\alpha = C(h\nu - E_0)^2$, где C - постоянная, E_0 - край поглощения. Зависимости $\alpha^{1/2}$ от $h\nu$ в области полосы H0-CB Si показаны на рис. 4. Видно, что на всех спектрах действительно существуют участки, которые хорошо аппроксимируются прямыми линиями, пересекающими ось абцисс в точке $E_0^{\mathrm{Si}} \approx 790$ мэВ. Аналогичный анализ для переходов в зону проводимости Ge приводит к $E_0^{\mathrm{Ge}} \approx 910$ мэВ. Растояние между E_0^{Ge} и максимумом экситонного поглощения, равное 150 мэВ, дает разрыв зон проводимости между четырьмя Δ-долинами Ge и двумя Δ-долинами Si. Расчеты показывают, что эта величина ~ 200 мэВ для напряженной структуры Ge/Si (001), в согласии с нашими экспериментальными данными. Кроме того, энергия локализации электрона вблизи гетерограницы Ge/Si (глубина залегания электронного уровня относительно делокализованных состояний зоны проводимости Si) оказалась равной $E_l \approx 30$ мэВ. Близкое значение (38 мэВ) будет получено ниже в самосогласованных расчетах.

Связь линии поглощения H0-E0 с межзонным переходом в КТ подтверждается анализом зависимости интегрального поглощения I от амплитуды модулирующего напряжения (рис. 2(б)). Площадь пиком находилась путем аппроксимации линии поглощения формулой Гаусса. Для экситонного перехода

$$I = he^2 nf/2m_0\epsilon_0 c(1+\sqrt{\epsilon}), \qquad (1)$$

где f есть сила осциллятора, n - концентрация носителей, участвующих в поглощении, m_0 - масса свободного электрона, c - скорость света. Так как $I \propto n$, то график $I(V)$ непосредственно отражает изменение степени заполнения точек дырками при изменении обратного смещения на диоде. В области $V > 8.5$ В

$I \simeq 1.4 \times 10^{-5}$ эВ и не зависит от напряжения, так как все точки нейтральны (ситуация наиболее благоприятная для межзонных переходов). При уменьшении амплитуды модуляции интегральное поглощение уменьшается, поскольку основное состояние в КТ начинает заселяться дырками, и межзонные переходы подавляются. Очевидно, что этот сценарий полностью согласуется с вольфарадной характеристикой структуры, приведенной на рис. 2(а).

Экспериментальное значение интегрального поглощения при $V > 8.5$ В может быть использовано для нахождения силы осциллятора f экситонного перехода. Поскольку максимальное число дырок, способных находится в основном состоянии КТ равно двум, то n равняется удвоенной плотности КТ (6×10^{11} см$^{-2}$). Взяв $I \simeq 1.4 \times 10^{-5}$ эВ, получаем $f = 0.5$. Эта примерно в 20 раз меньше силы осциллятора для прямых экситонов в системе InAs/GaAs, где $f = 10.9$ [20], что является прямым следствием пространственного разделения электрона и дырки. Кроме того, абсолютная величина поглощения ($\alpha = 1.6 \times 10^{-4}$ при $V = 10$ В) позволяет оценить эквивалентное сечение межзонного поглощения в Ge КТ как 2.5×10^{-16} см^2.

2.3 Взаимодействие экситона с дыркой

Фундаментальным результатом является обнаруженный сдвиг энергии экситонного поглощения на 11 мэВ в коротковолновую сторону при уменьшении напряжения смещения от 8.5 В и менее (рис. 2(в)), т.е. при инжекции в островки дырок. Фактически, это означает уменьшение энергии связи экситона в положительно заряженных КТ по сравнению с ситуацией нейтральных точек. Полученный результат оказался совершенно противоположным тому, что

наблюдалось ранее для прямых в пространстве экситонов в ансамблях КТ InAs/GaAs [20, 12], в которых заряженные экситоны связаны сильнее, нежели нейтральные. Приняв во внимание найденную выше величину силы осциллятора и взяв экспериментальные значения интегрального поглощения, мы определили среднюю заселенность основного состояния в КТ дырками (N_h) для различных напряжений. При расчетах использовалось то очевидное обстоятельство, что инжекция в островок дырки сопровождается уменьшением числа возможных межзонных переходов на единицу, причем полное число переходов, связанных с основным состоянием в каждой КТ, равно двум. Зависимость энергии экситонного перехода от N_h приведена на рис. 5 (зачерненные символы). Важным является то, что энергия резко возрастает, когда в основное состояние КТ инжектируется одна дырка, и меняется слабо при дальнейшем увеличении концентрации дырок в ансамбле.

Справедливости ради необходимо отметить, что квантовые точки находятся в области достаточно сильного вертикального электрического поля, которое в данных условиях может достигать 10^4 В/см и приводить к сдвигу уровней размерного квантования согласно квантовому эффекту Штарка [21]. Мы нашли три аргумента против объяснения наблюдаемого нами сдвига эффектом Штарка. Во-первых, штарковский сдвиг должен быть монотонным с увеличением напряженности электрического поля. Однако в нашем случае наблюдается скачкообразное изменение энергии перехода, причем именно при том напряжении, при котором меняется зарядовое состояние островков. Во-вторых, как легко сообразить, величина эффекта должна быть очень мала, поскольку размер островков в вертикальном направлении (их высота) слишком

мал (1.5 нм). Действительно, в работе [22] наблюдался штарковский сдвиг уровней величиной $\approx$ 60 мэВ в КТ Ge/Si высотой 7.5 нм в полях порядка 10^4 В/см. Поскольку величина сдвига зависит от размера квантовой ямы L как L^4 [23], то в наших структурах следует ожидать смещение резонанса всего на 0.1 мэВ. И, наконец, в электрическом поле уровень дырки в Ge/Si КТ смещается в сторону делокализованных состояний валентной зоны [22]. Это подразумевает увеличение энергии межзонного перехода, что противоречит данным наших опытов. Таким образом, сдвиг энергии экситона нельзя интерпретировать в рамках квантового эффекта Штарка.

Рассмотрим детальнее взаимодействие между всеми частицами, возникающее при экситонном поглощении. При возбуждении экситона в однократно положительно заряженной точке, формируется комплекс экситон-дырка, в котором электрон связан сразу возле двух дырок в основном состоянии. Одна из дырок инжектируется приложением смещения, вторая генерируется при переходе электрона из валентной зоны Ge в зону проводимости Si. Есть два дополнительных вклада в энергию заряженного экситона по сравнению с нейтральным. Первый - энергия расталкивания инжектированной и фотовозбужденной дырок (E_{hh}). Второй - энергия притяжения инжектированной дырки и фотоэлектрона (E_{eh}). Результирующая добавочная энергия для заряженного экситона определяется разностью $\Delta E_{\mathrm{ex-h}} = E_{hh} - E_{eh}$. Поскольку две дырки в основном состоянии имеют антипараллельную ориентацию спинов, вклад обменного взаимодействия отсутствует [24]. В случае прямых экситонов взаимодействие электрона с дыркой доминирует, и смещение экситонной линии наблюдается в "красную" сто-

рону [20]. Благодаря пространственному разделению носителей в КТ 2-го типа, ожидается, сто энергия E_{eh} будет меньше, чем E_{hh}, что приведет к коротковолновому сдвигу экситонной линии при образовании заряженного комплекса. Приняв во внимание экспериментальные значения экситонного сдвига $\Delta E_{\mathrm{ex-h}} = 11$ мэВ и $E_{hh} = 36$ мэВ [25], получаем энергию взаимодействия электрона и дырки в КТ $E_{eh} = 25$ мэВ, что находится в согласии с самосогласованными расчетами энергии связи экситона в исследуемых структурах (раздел 2.5). Отметим, что эта величина почти на порядок превышает энергию связи свободного экситона в объемном Ge и примерно в два раза больше таковой в объемном Si. Этот результат для КТ 2-го типа был теоретически предсказан Рорисоном (Rorison) [26] и связан он с двумя обстоятельствами. Во-первых, наличие пространственной локализации хотя бы одной из частиц (в данном случае это дырка) приводит к коррелированному движению второй частицы (электрону). Во-вторых, конечная высота потенциальных барьеров в реальных системах (разрывы зон) позволяет проникновение частиц в барьеры, в результате которого возникает заметное перекрытие их волновых функций.

2.4 Взаимодействие двух экситонов в квантовой точке

Дополнительные аргументы в пользу того, что наблюдаемый в области ≈ 760 мэВ максимум поглощения связан с экситонным переходом в КТ, были получены при оптической накачке структур галогеновой лампой. Спектры поглощения при фиксированной амплитуде модуляции ($V = 9$ В), но различных интенсивностях накачки показаны на рис. 6. В условиях дополнительной межзонной подсветки уровни дырок в точках и электронов в крем-

нии вблизи гетерограницы начинают заселяться неравновесными носителями. При достаточно большой интенсивности уровни, соответствующие основному состоянию, заполняются полностью, и экситонный переход H0-E0 под действием зондирующего спектр поглощения ИК-излучения блокируется. На рис. 6 действительно наблюдается подавление поглощения при увеличении интенсивности накачки.

На рис. 5 (пустые символы) показана зависимость энергии экситонного перехода от среднего числа дырок в КТ, генерируемых межзонной подсветкой. Видно, что оптическая генерация приводит к более сильному сдвигу максимума поглощения в ту же сторону, нежели инжекция дырок напряжением. Разница между экспериментами с электрической и оптической накачкой заключается в том, что в последнем случае поглощение фотона зондирующего излучения осуществляется в условиях существования в КТ экситона, возбужденного дополнительной подсветкой. Таким образом, при освещении мы имеем два экситона в одной и той же КТ, первый возбужден дополнительным освещением, второй генерируется зондирующим пучком. По сравнению с изолированным экситоном, энергия взаимодействия двух экситонов возрастает на величину $\Delta E_{\mathrm{ex-ex}} = E_{hh} + E_{ee} - 2E_{eh}$, где E_{ee} - энергия взаимодействия двух электронов, связанных возле КТ хартриевским потенциалом двух дырок. И в этом случае $E_{ee} > E_{eh}$, поскольку электрон и дырка находятся по разные стороны гетерограницы. Это означает, что в гетероструктурах 2-го типа два экситона в одной КТ расталкиваются, и биэкситонная молекула не образуется.

Так как размер дырочной орбиты в основном состоянии слабо зависит от заполнения уровня (глубина потенциальной ямы для

дырок в Ge (~ 0.7 эВ) много больше энергии взаимодействия дырок E_{hh}), то можно считать, что параметр E_{eh} имеет ту же величину, что и в однократно положительно заряженной КТ, т.е. 25 мэВ. Взяв экспериментальную величину сдвига пика поглощения в темноте и при подсветке ($\Delta E_{\mathrm{ex-ex}} \sim 20$ мэВ), получаем $E_{ee} = 34$ мэВ.

2.5 Самосогласованные расчеты энергетической структуры непрямых экситонов

Численное моделирование волновых функций и энергетического спектра электронов и дырок в составе непрямых экситонов проводилось для пирамиды Ge с размерами основания 15×15 нм и высотой 1.5 нм. Пирамида находится на сплошном слое Ge толщиной 5 ML (7 Å) и со всех сторон окружена Si. Ориентация подложки и пирамиды соответствует экспериментальной ситуации (см. 2.1). Направление z выберем параллельным главной оси симметрии пирамиды, а оси x и y - в плоскости сплошного слоя Ge. На первом этапе расчитывалось распределение упругих напряжений в такой структуре. Использовалась модель валентных сил (valence force field model-VFF) с потенциалом в форме Китинга [27]. Модель VFF является микроскопической теорией и рассматривает изгиб и растяжение межатомных связей. Ее достоинством по сравнению с теорией сплошной среды служит возможность получения тензора деформации на атомных масштабах. Моделирование показало, что в окружении пирамиды наиболее напряженной областью является окрестность ее вершины, в то время как внутри пирамиды окрестность вершины наиболее срелаксирована. С учетом полученного трехмерного распределения напряжений внутри и вне

пирамидальной КТ и известных деформационных потенциалов в Si и Ge [28] расчитывались разрывы зон валентной и проводимости на гетерогранице Ge/Si. В частности, было установлено, что в напряженной структуре нижними минимумами в зоне проводимости Si являются две Δ-долины, ориентированные в направлениях [001] и [00$\bar{1}$].

На втором этапе решалась система двух трехмерных уравнений Шредингера для электрона и дырки в приближении эффективной массы. Электрон и дырка рассматривались как движущиеся в самосогласованном поле, создаваемом разрывом зон и второй частицей. Гамильтониан системы записывался в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_h + \hat{H}_{eh}, \tag{2}$$

где $\hat{H}_e$ и $\hat{H}_h$ включают операторы кинетической энергии и операторы потенциальной энергии невзаимодействующих электрона и дырки, а $\hat{H}_{eh}$ описывает их взаимодействие. При моделировании комплексов экситон-дырка и экситон-экситон в систему уравнений добавлялось одно или два уравнения для дырки или дырки и электрона соответственно. Взаимодействие между заряженными частицами принималось в форме кулоновского потенциала $U_{ij}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = e^2/4\pi\epsilon\epsilon_0|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$. Волновая функция экситона записывалась в приближении Хартри в виде $\psi_{ex}(\mathbf{r}_h, \mathbf{r}_e) = \psi_h(\mathbf{r}_h)\psi_e(\mathbf{r}_e)$, где $\psi_h(\mathbf{r}_h)$ - волновая функция дырки, $\psi_e(\mathbf{r}_e)$ - волновая функция электрона. Решение системы уравнений Шредингера осуществлялось на сетке с шагом, равным половине постоянной решетки (0.27 нм), содержащей $80 \times 80 \times 50$ узлов, с нулевыми условиями на границе области. При расчетах использовались следующие зонные параметры. Разрыв зоны проводимости между соответствующими Δ-минимумами ненапряженных Ge и Si 340 мэВ. Разрыв ва-

лентной зоны - 610 мэВ. Эффективные массы в зоне проводимости $m_z = 0.92m_0$ и $m_{xy} = 0.19m_0$, в валентной зоне $m_z = 0.2m_0$ и $m_{xy} = 0.39m_0$.

Экспериментальны и расчетные значения энергии локализации электрона при образовании экситона E_l, энергии связи экситона E_{eh}, энергии взаимодействия двух дырок в основном состоянии КТ E_{hh}, энергии взаимодействия двух электронов в самосогласованном потенциале двух дырок E_{ee}, а также сдвиги энергии экситонного перехода для комплексов экситон-дырка $\Delta E_{\mathrm{ex-h}}$ и экситон-экситон $\Delta E_{\mathrm{ex-ex}}$ по сравнению с энергией одного экситона в КТ приведены в таблице 1. Из таблицы видно, что по всем позициям наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента. Расчеты показывают, что $E_l = 38$ мэВ, причем основную долю составляет энергия взаимодействия между электроном и дыркой $\langle\psi_{ex}|\hat{H}_{eh}|\psi_{ex}\rangle = 31$ мэВ, а оставшаяся часть ($\langle\psi_{ex}|\hat{H}_e|\psi_{ex}\rangle = 7$ мэВ) связана с возникновением потенциальной ямы на границе Ge/Si благодаря неоднородному распределению деформаций. Близкие величины наблюдаются и в эксперименте.

Профиль потенциала, связывающего электрон и дырку в составе экситона, в направлении оси z, проходящей через вершину пирамиды, показан на рис. 7(а). На рис. 7(б) приведены изображения модуля волновых функций электрона и дырки в поперечном сечении КТ. Видно, что электрон в основном состоянии локализован в окрестности вершины пирамиды в кремнии (область максимального сжатия по вертикали и растяжения в латеральном направлении), тогда как дырка сосредоточена вблизи основания пирамиды. Основное состояние дырки имеет перекрытие волновых функций с основным электронным состоянием 15%. Если взять для прямых

экситонов в гетеросистеме InAs/GaAs перекрытие 80% [29] и силу осциллятора $f = 10.9$ [20], то для экситона с перекрытием волновых функций электрона и дырки 15% следует ожидать $f \approx 0.4$, что близко к данным наших опытов ($f = 0.5$). Этот результат свидетельсвует о том, что относительно большая сила осциллятора для непрямых экситонов в КТ Ge/Si обусловлена проникновением частиц в барьеры.

Структура комплекса, состоящего из двух экситонов, связанных вблизи одной КТ, показана на рис. 8. Оказалось, что при возбуждении двух экситонов вследствие кулоновского расталкивания электроны *разделяются* в пространстве: второй электрон локализуется с обратной стороны от КТ, т.е. вблизи гетерограницы кремния со сплошным слоем германия. Благодаря значительному перекрытию электронных волновых функций энергия взаимодействия между электронами достаточно велика (≈ 30 мэВ) и сравнима с энергией взаимодействия между дырками.

3 Межуровневые оптические переходы в многослойных структурах с КТ

3.1 Коллективные явления в двумерных системах

Движение электронов в двумерных системах квантуется в поперечном направлении z. ИК-излучение, поляризованное в направлении z, может поглощаться двумерным электронным газом, возбуждая межподзонные переходы в квантовой долине. Известно, что если концентрация носителей в подзоне достаточно велика ($10^{11} - 10^{12}$ см$^{-2}$), то энергия межподзонного поглощения может сильно отличаться от расстояния между одночастичными уровня-

ми размерного квантования [30]. Причиной является возникновение под действием падающей электромагнитной волны коллективных возбуждений электронной или спиновой плотности, которые приводит к сдвигу межподзонного резонанса. Одним из таких коллективных эффектов является резонансное экранирование внешнего электрического поля самоподдерживающимися колебаниями электронной плотности, обусловленные дальнодействующим динамическим электрон-электронным взаимодействием (эффект деполяризации). Экспериментально эффект деполяризации проявляется в виде сдвига межподзонного резонанса в коротковолновую сторону при увеличении концентрации носителей в первой подзоне, а для систем с непараболическим связывающим потенциалом - еще и в сужении резонансной линии и в изменении ее формы [31].

С появлением ансамблей квантовых точек, в которых носители заряда ограничены еще и в латеральном направлении, возник вопрос о существовании коллективных возбуждений, поляризованных в плоскости структур. Недавно Метзнером и Дехлером (Metzner and Döhler) [32] было отмечено, что динамическое многочастичное кулоновское взаимодействие должно быть эффективным и между электронами, осциллирующими в латеральном направлении. Тем не менее, в экспериментах французской группы [7], выполненых на слоях КТ InAs/GaAs в услових поляризации света вдоль слоев, хотя и наблюдались латерально поляризованные межуровневые переходы, деполяризационный сдвиг обнаружен не был. Причина проста: слоевая концентрация КТ (4×10^{10} см$^{-2}$) была недостаточно велика для проявления электрон-электронного взаимодействия и связывания оптических возбуждений в коллективную моду. По этой причине нам представлялось особенно актуальным

провести исследования в структурах Ge/Si, в которых плотность точек в массиве достигает 3×10^{11} см$^{-2}$.

3.2 Метод фотоиндуцированного поглощения

Изучаемые структуры выращивались на подложке Si(001) с удельным сопротивлением 20 Ом·см в условиях, аналогичным описанным в предыдущем разделе. Исключением является количество слоев островков Ge, которое в данном случае составляло 10. Слои разделялись прослойками Si толщиной 10 нм. Концентрация примеси бора в эпитаксиальном кремнии составляла $\approx 10^{16}$ см$^{-3}$.

Поскольку уровень легирования низок, в островках практически нет носителей (дырок), и межуровневые переходы отсутствуют. Заселение основного состояниями дырками можно осуществить двумя методами. Во-первых, это можно сделать с помощью эффекта поля, сформировав в структуре затвор и подав на него соответствующий потенциал. Во-вторых, можно использовать дополнительную межзонную подсветку, способную создавать большую концентрацию неравновесных носителей. Недостатком первого метода является неизбежное присутствие сильного электрического поля и, как следствие, в той или иной степени эффекта Штарка. С другой стороны, возбуждаемые при оптической накачке электроны могут влиять на энергетический спектр дырок в КТ. Однако проведенные в разделе 2.5 численные расчеты экситонной структуры показали, что изменение энергии дырки в поле электрона не превышает 0.1 мэВ. Поэтому для инжекции дырок в КТ мы использовали мощную оптическую накачку галогеновой лампой (рис. 9). Излучение лампы пропускалось через интерференционный фильтр и имело максимум интенсивности на длине волны 0.67 мкм (энер-

гия фотона 1.85 эВ). Интегральная мощность накачки измерялась Si фотодиодом и варьировалась в диапазоне $P = 40 - 140$ мВт/см^2. Прошедшее через образец ИК-излучение глобара фиксировалась болометром на частоте модуляции мощности накачки, которая составляла 1.7 Гц. Как и прежде использовалась нормальная геометрия падения ИК-фотонов. Получаемые спектры фотоиндуцированного поглощения нормировались на опорный сигнал болометра, записанный без дополнительной подсветки структуры лампой.

Очень важно знать, какова концентрация дырок, оптически инжектированных в квантовые точки. Существуют два канала фотогенергации дырок при межзонной подсветке. Первый - это непосредственно в Ge. В линейном режиме двумерную концентрацию дырок в слое Ge КТ можно оценить как $n = G\tau_{\mathrm{Ge}}$, где $G = \alpha P/h\nu$ есть скорость генерации, α - вероятность поглощения, τ_{Ge} - время межзонной рекомбинации в Ge. Для $\alpha \sim 2 \times 10^{-4}$ (см. раздел 2.2), $P \approx 100$ мВт/см^2, $h\nu = 1.85$ эВ и $\tau_{\mathrm{Ge}} \sim 10$ мкс [33, 34] получаем $n \sim 5 \times 10^8$ см$^{-2}$. Эта величина на три порядка меньше плотности КТ (3×10^{11} см$^{-2}$). Таким образом, оптическая генерация непосредственно в слоях Ge не способна заметно повлиять на заполнение КТ.

Следует учесть однако, что неравновесные носители рождаются не только в Ge, но и в окружающем его Si (глубина проникновения фотонов с длиной волны порядка 0.67 мкм в Si составляет ≈ 2 мкм). В условиях эксперимента между характерными длинами нашей задачи - диффузионной длиной дырок (обычно $L_D = 100 - 1000$ мкм в Si [35]) и глубиной поглощения света d_a выполняется соотношение $L_D \gg d_a$. Поэтому существенная доля носителей выносится из области поглощения в объеме кремния путем диффузии

и эффективно захватывается на связанные состояния квантовых точек Ge. В такой ситуации концентрация дырок, оптически инжектированных в квантовые точки, дается простым выражением $n = P\tau_{\mathrm{Si}}/h\nu$, где τ_{Si} - время жизни неравновесных дырок в Si. Измерение времени спада интенсивности поглощения света свободными носителями в аналогичных слоях Si, но не содержащих КТ, позволили нам определить $\tau_{\mathrm{Si}} = 15$ мкс, что согласуется с литературными данными [36]. Поскольку $\tau_{\mathrm{Si}} \approx \tau_{\mathrm{Ge}}$, то рекомбинация электрона и дырки, захваченный на КТ, не приводит к изменению концентрации дырок в островках. Взяв $P = 100$ мВт/см^2, $h\nu = 1.85$ эВ и $\tau_{\mathrm{Si}} = 15$ мкс, находим $n = 5.1 \times 10^{12}$ см$^{-2}$. Приняв во внимание, что в структуре 10 слоев с островками, и плотность островков в каждом слое равна 3×10^{11} см$^{-2}$, получаем, что оптическая накачка мощностью 100 мВт/см^2 обеспечивает практически полное заселение основного состояния в КТ (две дырки на островок). Отметим, что в аналогичных условиях (при $P \simeq 100$ мВт/см^2) наблюдалось сильное подавление экситонного поглощения (рис. 6), что также свидетельствует о заполнении основного состояния.

3.3 Эффект латеральной деполяризации в массиве квантовых точек

Спектры фотоиндуцированного поглощения при различных интенсивностях оптической инжекции показаны на рис. 9. Температура измерений комнатная. В области энергий 70–90 мэВ (15–18 мкм) наблюдается максимум поглощения, соответствующий переходу дырки из основного в возбужденное состояние КТ. Примерно такое же расстояние между первыми двумя уровнями в Ge КТ (≈ 75 мэВ) наблюдалось ранее в экпериментах по резонансному туннелиро-

ванию в структурах с одиночным слоем островков [3]. Тот факт, что поглощение фотонов осуществляется при нормальном падении света, свидетельствует о латеральной поляризации дырочных состояний в КТ. При максимальной подсветке (140 мВт/см^2) в спектре появляется "подножие", растущее в длинноволновую сторону и обусловленное, по-видимому, поглощением на свободных носителях в Si, не захваченых на КТ. Интегральное поглощение (площадь под пиком) пропорционально мощности подсветки для $P < 140$ мВт/см^2 (рис. 10(а)), что указывает на линейный режим рекомбинации неравновесных носителей и означает, что концентрация инжектированных в КТ дырок является линейной функцией интенсивности оптической накачки. При $P \simeq 140$ мВт/см^2 основное состояние заселяется полностью, и рост интенсивности поглощения прекращается.

При малой концентрации дырок в островках пик поглощения имеет ярко выраженную асимметричную форму: поглощение резко падает при малых энергиях и имеет протяженный хвост в сторону бóльших энергий от максимума. Описать асимметричную форму линии можно в рамках следующей простой модели. В отсутствии коллективных эффектов межуровневый резонанс испытывает неоднородное уширение за счет флуктуаций размера островков в массиве. Сделаем очевидное предположение, что распределение островков по размерам L описывается функцией Гаусса (это выполняется с хорошей точностью во всех известных нам экспериментальных ситуациях):

$$D(L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-(L - L_0)^2/2\sigma^2], \qquad (3)$$

где L_0 - средний размер островка. Распределение расстояний между энергетическими уровнями в КТ $D(E)$ связано с распределени-

ем размеров островков соотношением $D(E) \propto D(L)(dE/dL)^{-1}$. В случае, когда энергия размерного квантования уменьшается с увеличением размера квантовой точки по степенному закону $1/L^{\gamma}$,

$$D(E) \propto D(L)/E^{(1+\gamma)/\gamma}. \qquad (4)$$

Если пренебречь зависимостью силы осциллятора от энергии, то распределение (4) должно описывать форму линии поглощения. Результат аппроксимация пика, измеренного при $P = 40$ мВт/см^2, выражением (4) показан на рис. 9 крестами. Подгоночными параметрами служили положение максимума, интенсивность линии и параметр асимметрии γ. Видно, что форма резонанса полностью воспроизводится при $\gamma = 1.25$. Полученный результат указывает на то, что расстояние между уровнями зависит от размера КТ слабее, чем $1/L^2$. На этот факт ранее неоднократно обращалось внимание при расчетах электронного спектра в нанокластерах пирамидальной и линзообразной формы [37, 38, 39].

С увеличением концентрации дырок в основном состоянии КТ максимум поглощения смещается в сторону бóльших энергий, он сужается и становится более симметричным (рис. 10). (При $P >$ 110 мВт/см^2 линия начинает опять уширяться вследствие экранирования взаимодействия между точками свободными носителями заряда.) Все эти черты свидетельствуют о наличие коллективных возбуждений электронной плотности, поляризованных в латеральном направлении. Необходимо отметить, что в электронной квантовой точке с параболической формой потенциальной ямы положение пиков межуровневого поглощения не зависит ни от числа электронов в яме, ни от наличия прямого кулоновского взаимодействия между ними (обобщенная теорема Кона [40]). Причиной является возможность разделения движения центра масс и относительно-

го движения электронов. Однако в непараболических системах, а также в КТ с дырками теорема Кона может нарушаться [41], и в этом случае при увеличении числа носителей на каком-либо уровне их энергия увеличивается благодаря электростатическому кулоновскому взаимодействию. Таким образом, если наблюдаемый нами сдвиг связан с взаимодействием дырок, то энергия перехода с основного в возбужденное состояние должна уменьшаться на величину E_{hh} при заполнении основного состояния. Однако это противоречит нашим результатам. Поэтому обнаруженный коротковолновый сдвиг не может являться следствием электростатической зарядки КТ дырками.

В режиме коллективной электронной моды "индивидуальность" квантовых точек в массиве исчезает благодаря многочастичным эффектам. При этом ширина межуровневого резонанса должна определяться только временем жизни носителя в возбужденном состоянии, а не флуктуациями размеров островков. В этом случае энергетическая зависимость вероятности поглощения определяется функцией Лоренца

$$\alpha = \frac{fNne^2\hbar}{2m_0\Gamma n_r c\epsilon_0}\frac{1}{1+[(E-E_0)/\Gamma]^2}, \qquad (5)$$

где $N = 10$ - число слоев КТ ,Γ - скорость релаксации возбужденного носителя в основное состояние (определяется механизмом рассеяния). Аппроксимация экспериментальной линии поглощения для $P = 110$ мВт/см^2 выражением (5) (пунктирная линия на рис. 9) позволила определить полную ширину резонанса на полувысоте $2\Gamma = 17$ мэВ и силу осциллятора $f = 0.95$. Значение $2\Gamma = 17$ мэВ соответствует времени жизни дырки в возбужденном состоянии $\tau_{ex} = \hbar/\Gamma = 0.8 \times 10^{-13}$ с, являющейся типичной величиной и для двумерных систем [42]. Наличие эффективной релаксации

свидетельствует о том, что эффект "бутылочного горла" в КТ не играет заметной роли при межуровневых переходах. Аналогичный вывод был сделан ранее при анализе экситонных переходов в КТ InAs/GaAs [2]. Причиной в данном конкретном случае может являться близость энергии межуровневого резонанса (~ 80 мэВ) к удвоенной энергии LO-фонона в Ge (≈ 40 мэВ), что должно стимулировать двухфононные процессы рассеяния.

Как уже отмечалось, кроме силы осциллятора и времени жизни оптические переходы часто характеризуют эквивалентным сечением поглощения. Из амплитуды поглощения 4×10^{-3} для десяти слоев точек и концентрации носителей в каждом из слоев порядка 5×10^{11} см$^{-2}$ (см. раздел 3.2) получаем сечение поглощения 8×10^{-16} см^2. Заметно меньшая величина (1.6×10^{-16} см^2) была определена ранее для межуровневых дырочных переходов в квантовых точках InAs/GaAs [7].

Найденная в эксперименте сила осциллятора $f = 0.95$ соответствует дипольной длине перехода $\langle x \rangle = \sqrt{\hbar^2 f / 2m_0(E_1 - E_0)} = 0.7$ нм в плоскости образца для $E_1 - E_0 \approx 70$ мэВ. Теоретический анализ поляризационных правил отбора для основного межуровневого перехода и соответствующего дипольного матричного элемента был выполнен нами в приближении сильной связи с использованием $sp^3d^5s^*$ атомных орбиталей. При расчетах оптических переходов также как и ранее учитывалось пространственное распределение упругих деформаций в структуре [27]. Оказалось, что переход дырки из основного состояния в возбужденное имеет отличный от нуля матричный элемент только в латеральном направлении и характеризуется силой осциллятора $f = 0.7$ и длиной диполя $\langle x \rangle \simeq 0.9$ nm, что согласуется с экспериментальными данными.

3.4 Фотопроводимость в области межуровневых переходов

Для исследования фотопроводимости многослойная структура с 8 слоями КТ выращивалась на сильнолегированной подложке p^+-Si, служащей нижним электрическим контактом. Верхний контакт формировался путем осаждения 50 нм p^+-Si с концентрацией бора $\approx 10^{19}$ см$^{-3}$. Толщина областей Si между соседними слоями Ge составляла 110 нм. На расстоянии 10 нм от каждого слоя Ge проводилось дельта-легирование Si бором со слоевой концентрацией 6×10^{11} см$^{-2}$, что обеспечивало практически полное заселение основного состояния дырками в островках. Измерения проводились в вертикальной геометрии. Температурная зависимость темновой проводимости в таких структурах на омическом участке ВАХ следует активационному закону с энергией активации, близкой к глубине залегания основного энергетического уровня дырки ($\sim$ 400 мэВ). При увеличении напряжения свыше 0.1 В наблюдалась квадратичная зависимость тока от напряжения, связанная с инжекцией дырок в первое возбужденное состояние. В этом режиме энергия активации проводимости уменьшается до величины $\sim$ 300 мэВ, что действительно близко к энергии ионизации возбужденного состояния в заряженной Ge КТ [43].

На рис. 11 показаны спектры амперваттной чувствительности структуры при различных напряжениях. Наблюдаются два пика фотопроводимости. Низкоэнергетичный пик связан с переходом дырки из основного в первое возбужденное состояние, максимум при бóльших энергиях обусловлен, по-видимому, переходом на третий уровень в КТ. Положения соответствующих максимумов согласуются с расстоянием между первым и вторым, первым и третьим уровнями в Ge КТ, определенными ранее с помощью резо-

нансной туннельной спектроскопии [3]. Возникновение фотопроводимости в вертикальной геометрии измерения обусловлено двумя процессами. Первый - фотогенерация дырки в возбужденное состояние. Второй - термическая ионизация возбужденного уровня, в результате которого дырка попадает в зону делокализованных состояний и дает вклад в фототок. Амплитуда пиков фотопроводимости как функция напряжения приведена на рис. 12. В области напряжений > 0.4 В интенсивность линий начинает уменьшаться, поскольку дырки накапливаются в возбужденных состояниях, и оптические переходы блокируются. Комбинируя эти данные с измерениями токового шума, мы получили максимальную обнаружительную способность структуры как фотоприемника 1.7×10^8 смГц$^{1/2}$/Вт на длине волны 20 мкм и 0.7×10^8 смГц$^{1/2}$/Вт на 10 микронах при $T = 300$ K при квантовой эффективности около 0.1%. Следует отметить, что даже в отсутствие оптимизации параметров структуры полученные значения выше достигнутых в настоящее время для КТ InAs/GaAs [44].

С фундаментальной точки зрения, важным результатом является обнаружение смещения пиков фотопроводимости в длинноволновую область спектра при увеличении напряжения, причем это явление не зависит от полярности напряжения. "Красный" сдвиг межподзонного резонанса при инжекции носителей в возбужденные подзоны наблюдался ранее в двумерных системах [45] и является следствием подавления эффекта деполяризации [46]. Мы полагаем, что подобное явление должно наблюдаться и в массивах КТ. При низких напряжениях (в отсутствии инжекции) межуровневый резонанс смещен в сторону бóльших энергий от энергии размерного квантования эффектом деполяризации. Принцип Па-

ули приводит к тому, что при заполнении возбужденного уровня вероятность межуровневых переходов уменьшается, и коллективное возбуждение распадается. В результате, резонанс должен возвратиться в исходное, невозмущенное коллективным взаимодействием положение. Аналогичное поведение должно наблюдаться и в спектрах фотоиндуцированного поглощения при больших интенсивностях оптической накачки (раздел 3.3). Однако сильное поглощение свободными носителями в этих условиях не позволяет увидеть подобное явление.

4 Выводы

Проведенные в работе исследования оптических свойств гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками позволяют сформулировать следующие выводы.

1. Изучены свойства непрямых в пространстве экситонов, связанных вблизи квантовых точек Ge. Показано, что энергия связи таких экситонов превышает энергию связи свободных экситонов как в Si, так и в Ge, что является следствием пространственного ограничения движения дырки в нанокристаллах Ge и подбаръерного проникновения электрона в область локализации дырки.

   Обнаружены сдвиги энергии экситонного поглощения в коротковолновую область спектра при образовании комплексов экситон-дырка и экситон-экситон в заряженных квантовых точках. Полученный результат объясняется пространственным разделением компонент экситона, благодаря которому кулоновское взаимодействие между двумя дырками в квантовой точке,

а также между двумя электронами, локализованными в кремнии вблизи нее, доминирует над взаимодействием между электроном и дыркой.

Проведенный теоретический анализ в приближении самосогласованного поля с учетом неоднородного распределения напряжений в структуре показал, что в случае одного экситона электрон локализуется в окрестности вершины Ge пирамиды (в области максимальных напряжений Si), а дырка сосредоточена вблизи основания пирамиды. В комплексе, состоящем из двух экситонов расталкивание электронов приводит к пространственному разделению электронов, в результате которого второй электрон оказывается связанным на границе между Si и сплошным слоем Ge.

Результаты расчета энергетической структуры экситонов и экситонных комплексов в квантовых точках Ge/Si согласуется с данными эксперимента.

2. Исследованы ИК поглощение света и фотопроводимость при нормальном падении излучения в области энергий фотонов 60–100 мэВ. На спектральных зависимостях обнаружены максимумы, соответствующие поляризованным в плоскости слоев переходам дырок между первыми двумя уровнями размерного квантования в нанокристаллах Ge. Показано, что асимметричная форма линии поглощения при низкой степени заполнения основного состояния в квантовых точках соответствует гауссовому распределению размеров нанокристаллов с дисперсией 20%.

   Обнаружен эффект сдвига линии поглощения в сторону бóльших

энергий, сужение линии и изменение ее формы от асимметричной к симметричной при увеличении концентрации дырок в основном состоянии квантовых точек. Причиной этого является возбуждение самоподдерживающихся коллективных колебаний плотности дырок в латеральном направлении, обусловленных дальнодействующим динамическим электрон-электронным взаимодействием (эффект латеральной деполяризации).

Установлено, что инжекция дырок в возбужденное состояние приводит к длинноволновому сдвигу максимума фотопроводимости вследствие распада коллективного возбуждения и подавления эффекта деполяризации.

Литература

[1] A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii, O.P. Pchelyakov, Phil. Mag. **65**, 701 (1992).

[2] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг, ФТП **32**, 385 (1998).

[3] А.В. Двуреченский, А. И. Якимов, Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники **4**, 4 (1999).

[4] A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii, O.P. Pchelyakov, J. Phys.: Condens. Matter **6**, 2573 (1994).

[5] U. Bockelman and G. Bastard, Phys. Rev. B **42**, 8947 (1990).

[6] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and P. M. Petroff, Phys. Rev. Lett. **73**, 2252 (1994)

[7] S. Sauvage, P. Boucaud, J.-M. Gérard, V. Thierry-Mieg, Phys. Rev. B **58**, 10 562 (1998).

[8] A. Weber, O. Gauthier-Lafaye, and F. H. Julien, J. Braut, M. Gendry, Y. Désieres, T. Benyattou, Appl. Phys. Lett. **74**, 413 (1999).

[9] A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, V. V. Kirienko, Yu. I. Yakovlev, A. I. Nikiforov, and C. J. Adkins, Phys. Rev. B **61**, 10 868 (2000).

[10] A. I. Yakimov, C. J. Adkins, R. Boucher, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, O. P. Pchelyakov, G. Biskupski, Phys. Rev. B **59**, 12598 (1999).

[11] Ж. И. Алферов, ФТП **32**, 3 (1998).

[12] K. H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, P. M. Petroff, Phys. Rev. B **58**, 3507 (1998).

[13] T. M. Hsu, W.-H. Chang, K. F. Tsai, J.-I. Chyi, N. T. Yeh, and T. E. Nee, Phys. Rev. B **60**, R2189 (1999).

[14] A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, Yu. Yu. Proskuryakov, A. I. Nikiforov, O. P. Pchelyakov, S. A. Teys, and A. K. Gutakovskii, Appl. Phys. Lett. **75**, 1413 (1999).

[15] A. J. Chiquito, Yu. A. Pusep, S. Mergulhão, J. C. Galzerani, N. T. Moshegov, Phys. Rev. B **61**, 5499 (2000).

[16] H. Sunamura, N. Usami, Y. Shiraki, S. Fukatsu, Appl. Phys. Lett. **66**, 3024 (1995).

[17] E. Palange, G. Capellini, L. Di Gaspare, F. Evangelisti, Appl. Phys. Lett. **68**, 2982 (1996).

[18] Feng Liu, M. G. Lagally, Surface Science **386**, 169 (1997).

[19] P. A. M. Rodrigues, F. Cerdeira, J. C. Bean, Appl. Phys. Lett. **75**, 145 (1999).

[20] R. J. Warburton, C. S. Dürr, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, and P. M. Petroff, Phys. Rev. Lett. **79**, 5282 (1997).

[21] A. Harwit and J. S. Harris, Appl. Phys. Lett. **50**, 685 (1987).

[22] C. Miesner, O. Röthig, K. Brunner, G. Abstreiter, Physica E **7**, 146 (2000).

[23] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki, Phys. Rev. B **28**, 3241 (1983).

[24] A. Wojs and P. Hawrulak, Phys. Rev. B **55**, 13066 (1997).

[25] А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, О. П. Пчеляков, Письма в ЖЭТФ **68**, 125 (1998).

[26] J. M. Rorison, Phys. Rev. B **48**, 4643 (1993).

[27] А. В. Ненашев, А. В. Двуреченский, ЖЭТФ (в печати).

[28] C. G. Van de Walle, Phys. Rev. B **39**, 1871 (1989).

[29] M. Grundmann, O. Stier, and D. Bimberg, Phys. Rev. B 52, 11 969 (1995).

[30] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).

[31] M. Załużny, Phys. Rev. B **49**, 2923 (1994).

[32] C. Metzner and G. H. Döhler, Phys. Rev. B **60**, 11005 (1999).

[33] S. Fukatsu, H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Komiyama, Appl. Phys. Lett. **71**, 258 (1997).

[34] А. О. Шегай, К. С. Журавлев, В. А. Марков, А. И. Никифоров, О. П. Пчеляков, ФТП (в печати).

[35] J. A. del Alamo, in *Properties of Silicon*, ed. by T. H. Ning, INSPEC, The Institute of Electrical Engineers, London and New York (1988), p. 164.

[36] L. Passari and E. Susi, J. Appl. Phys. **54**, 3935 (1983).

[37] J. Kim, Lin-Wang Wang, A. Zunger, Phys. Rev. B **57**, R9408 (1998).

[38] J. Kim, Lin-Wang Wang, A. Zunger, Phys. Rev. B **59**, 5678 (1999).

[39] T. Brunhes, P. Boucaud, S. Sauvage, A. Lemaitre, J.-M. Gérard, F. Glotin, R. Prazeres, and J.-M. Ortega, Phys. Rev. B **61**, 5562 (2000).

[40] L. Jacak, P. Hawrylak, and A. Wójs, *Quantum Dots*, Springer-Verlag, Berlin (1998), p. 83.

[41] T. Darhofer, U. Rössler, and D. A. Broido, Phys. Rev. B **52**, R14 376 (1995).

[42] B. F. Levine, J. Appl. Phys. **74**, R1 (1993).

[43] A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, O. P. Pchelyakov, Phys. Low-Dim. Struct. **3/4**, 99 (1999).

[44] T. Cho, J.-W. Kim, J.-E. Oh, S. Hong, Tech. Dig. Int. Electron Devices Meet. 441 (1998).

[45] K. Craig, B. Galdrikian, J. N. Heyman, A. G. Markelz, J. B. Williams, M. S. Sherwin, K. Campman, P. F. Hopkins, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **76**, 2382 (1996).

[46] M. Załużny, Phys. Rev. B **47**, 3995 (1993).

Рис. 1: Схематичное изображение зонной диаграммы p^+-p-n^+ Si диода с квантовыми точками Ge при нулевом и обратном смещениях. Стрелками показаны наблюдаемые оптические переходы.

Рис. 2: Вольтфарадная характеристика p^+-p-n^+ диода с квантовыми точками, измеренная на частоте 100 кГц при комнатной температуре (а), зависимости интегрального поглощения в области экситонного перехода (б) и энергии экситонного перехода (в) от обратного смещения, модулирующего во времени заполнение КТ дырками.

Рис. 3: Спектры поглощения при различном обратном смещении на диоде. Штриховая линия представляет результат аппроксимации максимума поглощения функцией Гаусса.

Рис. 4: Зависимость квадратного корня из вероятности поглощения от энергии фотона.

Рис. 5: Энергия экситонного перехода как функция числа дырок в основном состоянии КТ. Черные квадраты соответствуют ситуации, когда инжекция дырок в КТ достигается приложением внешнего смещения и формируются комплексы экситон-дырка (дополнительная подсветка отсутствует). Пустые квадраты соответствуют оптической инжекции электронов и дырок в КТ при фиксированном обратном смещении $V = 9$ В. В такой ситуации образуются комплексы из двух экситонов.

Рис. 6: Экситонная линия при различной мощности оптической накачки P.

Рис. 7: Расчитанный профиль потенциала, в котором движутся электрон и дырка в составе непрямого экситона, вдоль оси z, проходящей через вершину пирамиды Ge (а). Двумерное изображение модуля волновых функций электрона $|\psi_e|$ и дырки $|\psi_h|$ в поперечном сечении квантовой точки и ее окружения (б). Градации света соответствуют областям, на границе которых волновые функции спадают до уровня 75%, 35% и 10%.

Рис. 8: Профиль потенциала (а) и двумерное изображение волновых функций (б) двух экситонов, возбужденных в одной квантовой точке.

Рис. 9: Спектры фотоиндуцированного поглощения в области межуровневых переходов внутри квантовых точек. Увеличение мощности оптической накачки соответствует увеличению концентрации дырок в основном состоянии ансамбля нанокристаллов Ge. Крестами показан результат моделирования формы линии поглощения при $P = 40$ мВт/см^2 выражениями (3) и (4) для параметра асимметрии $\gamma = 1.25$. Штриховая линия представляет собой аппроксимацию линии поглощения для $P = 110$ мВт/см^2 функцией Лоренца (5), описывающей возбуждение коллективной моды.

Рис. 10: Зависимости интегрального поглощения (а), энергии межуровневого резонанса (б) и его полной ширины на полувысоте (в) от мощности оптической накачки.

Рис. 11: Спектры фотопроводимости в вертикальной геометрии при различном приложенном напряжении. В результате дельта-легирования основное состояние в точках заполнено дырками. При напряжениях больше 0.1 В происходит инжекция дырок в возбужденные состояния. В верхней части рисунка показаны оптические переходы дырок в валентной зоне, соответствующие наблюдаемым максимумам фототока.

Рис. 12: Амплитуда пиков фотопроводимости как функция приложенного напряжения.

Таблица 1: **Энергетические параметры экситона и экситонных комплексов**. В таблице приведены экспериментальны и расчетные значения энергии локализации электрона при образовании экситона E_l, энергии связи экситона E_{eh}, энергии взаимодействия двух дырок в основном состоянии КТ E_{hh}, энергии взаимодействия двух электронов в самосогласованном потенциале двух дырок E_{ee}, а также сдвиги энергии экситонного перехода для комплексов экситон-дырка $\Delta E_{\mathrm{ex-h}}$ и экситон-экситон $\Delta E_{\mathrm{ex-ex}}$ по сравнению с энергией одного экситона в КТ. Значок + означает сдвиг в коротковолновую область спектра.

Источник	E_l, мэВ	E_{eh}, мэВ	E_{hh}, мэВ	E_{ee}, мэВ	$\Delta E_{\mathrm{ex-h}}$, мэВ	$\Delta E_{\mathrm{ex-ex}}$, мэВ
Эксперимент	30	25	36	34	+11	+20
Расчеты	38	31	40	30	+10	+17