

Квантовые точки Ge в ненапряженной гетеросистеме GaAs/ZnSe/Ge/ZnSe

© И.Г. Неизвестный, С.П. Супрун, А.Б. Талочкин, В.Н. Шумский, А.В. Ефанов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 14 февраля 2001 г. Принята к печати 15 февраля 2001 г.)

Впервые методом молекулярно-лучевой эпитаксии получены массивы квантовых точек германия в ненапряженной гетеросистеме GaAs/ZnSe/Ge. Проведены исследования пространственных характеристик островков при помощи сканирующей туннельной микроскопии и их электронной структуры методом рамановской спектроскопии.

Введение

В настоящее время исследования самоорганизации массива квантовых точек (КТ) привлекают большое внимание специалистов. В основном все экспериментальные работы в этой области ведутся на основе гетероструктур с большим рассогласованием постоянных решетки, таких как GaAs/AlGaAs/InAs и Si/Ge [1–8]. В этом случае методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) удается получить спонтанно упорядоченные наноструктуры — равновесные массивы трехмерных когерентно-напряженных островков [1] или атомных кластеров [2]. Механизмы формирования островков Ge обсуждались ранее в работе [4].

Самоорганизация ансамбля КТ может наблюдаться как в равновесных, так и в неравновесных условиях. В первом случае описание проводится в рамках термодинамического, а во втором случае — кинетического подхода. Считается, что движущей силой процесса самоорганизации являются поля упругих напряжений, возникающие за счет различия постоянных решеток подложки и гетерослоя. При этом исходят из предположения, что формирование трехмерных когерентно-напряженных островков приводит к уменьшению упругой энергии системы.

На энергетический спектр КТ, полученных в напряженных гетеросистемах, оказывают воздействие упругие напряжения, которые могут весьма существенно искажать его. Представляется весьма интересным получить для исследования электронного строения объект, не осложненный таким влиянием. В этом случае возникает возможность прямого сравнения дисперсии пространственных и энергетических характеристик массива КТ, а также свойств КТ из одного и того же материала, полученного в разных гетеросистемах, с целью выделения влияния, во-первых, энергетической структуры монокристаллической матрицы на энергетический спектр КТ и, во-вторых, собственно упругих напряжений.

В настоящей работе приводятся данные о получении и исследовании ансамблей КТ в гетеросистеме GaAs/ZnSe/Ge/ZnSe. В отличие от систем GaAs/AlGaAs/InAs и Si/Ge с ансамблями КТ рассогласование постоянных решетки здесь незначительно — менее 0.3% и нельзя ожидать, что будут работать ме-

ханизмы самоорганизации, о которых говорилось выше. Кроме того, нелегированные слои ZnSe имеют высокое удельное сопротивление, что является необходимым условием создания нуль-мерных объектов, электрически изолированных от подложки, и, можно надеяться, что они найдут практическое применение в нанoeлектронике.

1. Квантовые точки Ge в гетеросистеме GaAs/ZnSe/Ge: технология получения и исследование

1.1. Получение

Все исследованные структуры были получены в установке МЛЭ с предельным вакуумом 10^{-8} Па, оборудованной дифрактометром быстрых электронов для наблюдения структуры поверхности на отражение (ДБЭО), кварцевым датчиком толщины осаждаемых слоев, манипулятором с термопарой для контроля температуры непосредственно на поверхности подложки. В качестве подложек использовались пластины арсенида галлия, имевшие ориентацию (110) и (100). Подложки проходили стандартную химическую обработку, после чего крепились на молибденовом носителе с использованием индий-галлиевой эвтектики. Источниками германия и селенида цинка служили термические испарители, причем слои ZnSe выращивались из соединения [9]. Технологические методы получения сплошных субмикронных слоев селенида цинка и германия на подложках арсенида галлия, сверхрешеток Ge/ZnSe и их свойства описаны в работах [10–12].

После проведения операции очистки подложки GaAs и получения атомарно-чистой поверхности температура опускалась до 230°C и проводился рост эпитаксиального слоя ZnSe определенной толщины со сверхструктурой поверхности 2×1 , стабилизированной селеном. Далее формирование массива КТ германия на слое селениде цинка осуществлялось двумя способами.

В первом случае нагрев подложки выключался и образец выдерживался в течение 2 ч, так что температура на поверхности опускалась до 30°C . После этого проводилось осаждение германия с толщиной от 1

до 7 нм. На экране ДБЭО наблюдалась картина, соответствующая аморфному материалу. После окончания процесса осаждения температура подложки увеличивалась с заданным градиентом. При росте температуры наблюдался последовательный переход германия на поверхности от аморфной фазы к поликристаллической, далее при $T \approx 200^\circ\text{C}$ наблюдались объемные рефлексы, которые при $T \approx 300^\circ\text{C}$ вытягивались в тяжи. Для получения массива островков нагрев выключался на этапе формирования объемных рефлексов, и образец остывал до комнатной температуры. Если нагрев продолжался, то процесс заканчивался формированием структурированной поверхности типа 2×2 при $T \approx 320\text{--}350^\circ\text{C}$.

Время, требуемое для перехода от одного типа структуры поверхности к другому при тех же температурах, зависело от средней толщины покрытия германием слоя ZnSe. При изменении угла падения электронного пучка дифрактометра на поверхность было установлено, что процесс твердофазной перекристаллизации германия субмикронной толщины начинается от гетерограницы.

При втором способе формирование массива КТ проводилось сразу же при осаждении германия на подложку при температуре 100°C и ниже. Как в первом, так и во втором вариантах на одной подложке, используя подвижную заслонку, можно было осадить 3–4 слоя германия разной толщины.

Полученные образцы исследовались методами рамановской спектроскопии и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) на микроскопе фирмы RIBER-OMICRON. СТМ-изображения анализировались с использованием программ компьютерной графики и статистического анализа. Поверхность образцов, предназначенных для исследований только методом комбинационного рассеяния света (КРС), для предотвращения окисления покрывалась защитным слоем ZnSe сразу после формирования КТ. Структуры для СТМ выращивались на туннельно тонком слое ZnSe и проходили отбор по вольт-амперным характеристикам.

1.2. Сканирующая туннельная микроскопия

На рис. 1, *a* показано СТМ-изображение массива КТ при формировании островков во время осаждения при средней толщине германия, равной 2 нм, измеренной калиброванным кварцевым датчиком во время роста, на подложке с ориентацией (110). Как видно из рисунка, рассматриваемая поверхность состоит из массива островков, профиль распределения которых по высоте в направлении, указанном линией на рис. 1, *a* приведен на рис. 1, *b*.

Как известно, при расчете профиля, полученного методом СТМ, за нуль отсчета принимается максимальная глубина отклонения зонда. При исследовании системы с малой плотностью островков и небольшим коэффициентом заполнения площади материалом гетерослоя вероятность попадания зонда на поверхность подложки и,

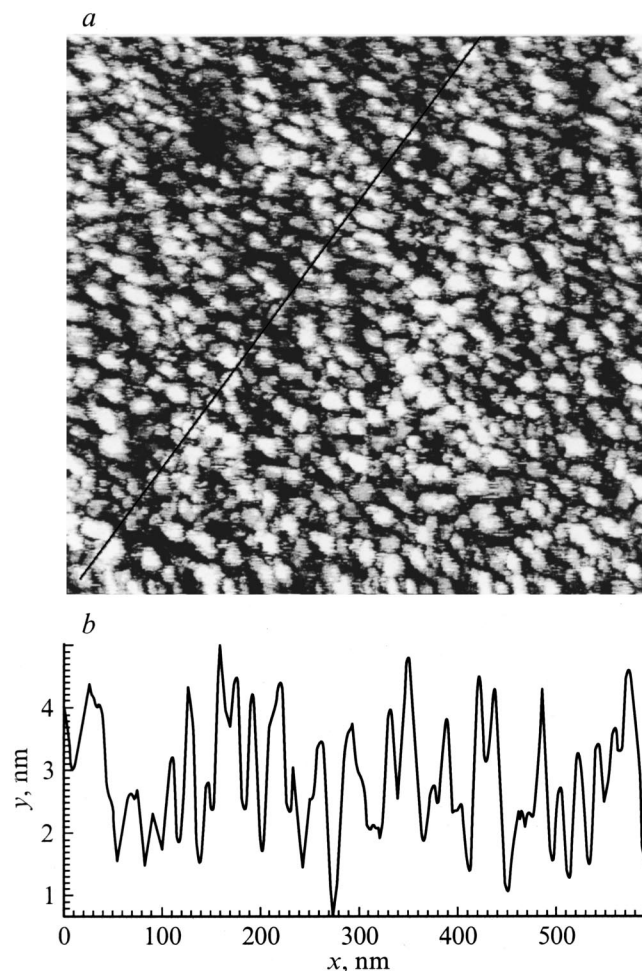


Рис. 1. СТМ-изображение массива квантовых точек для образца ориентации (110) со средней толщиной германия 2 нм (*a*). Профиль распределения островков по высоте (*b*) вдоль линии, указанной на рис. 1, *a*.

следовательно, правильного выбора нуля велика. Плотность островков на рисунке составляет $\sim 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, поэтому вопрос о нулевой точке отсчета нуждается в дополнительном исследовании. В качестве критерия правильности определения нулевой точки может быть взято отношение рассчитанной по полученному СТМ профилю средней толщины покрытия к измеренной в эксперименте. Если это отношение меньше единицы, то это означает, что существует сплошной подслой, и нулевая точка расположена на нем. Если отношение больше единицы, то сплошного подслоя не существует, а наиболее вероятной причиной такого расхождения является особенность метода СТМ при измерении перепада высот. Высота некоторого выступа на плоской (или почти плоской) поверхности определяется с максимальной точностью, но определение глубины небольшого зазора между островками из-за сравнительно большого диаметра острия и возникновения боковых "паразитных" токов по его периметру производится со значительной погрешностью.

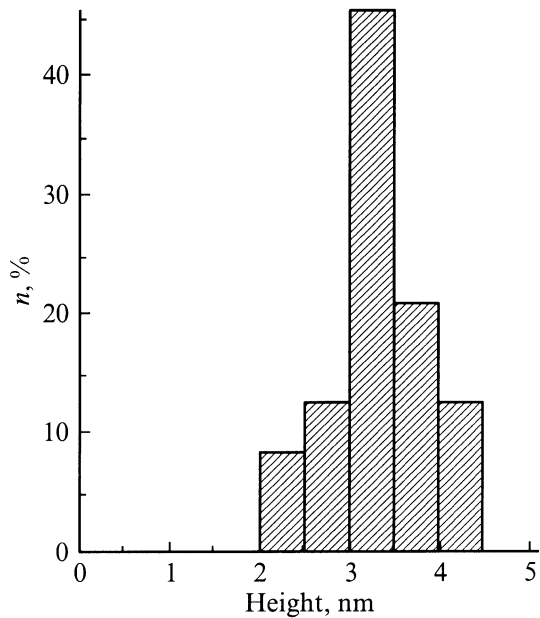


Рис. 2. Распределение островков по высоте в массиве квантовых точек для образца со средней толщиной покрытия 2 нм.

Статистическая обработка профилей поверхности в различных направлениях дала среднее значение толщины слоя 2.5–3.0 нм, что существенно больше экспериментально измеренной кварцевым датчиком (2.0 нм), и в то же время на полученных профилях поверхности значение минимума не равно нулю. Это означает, что имеется массив отдельных островков, глубина зазора между которыми не определяется точно методом СТМ по причинам, указанным выше. Справедливость этого утверждения подтверждается данными КРС: на этом образце наблюдаются спектры, характерные для изолированных нульмерных объектов — квантовых точек.

Для оценки однородности КТ в массиве строились распределения размеров КТ по высоте и площади. Высота островка определялась по максимальным значениям, полученным при профилировании (в силу указанных выше причин погрешность метода СТМ при измерении вершин минимальна). Распределение высот для массива КТ со средней толщиной германия 2.0 нм представлена на рис. 2.

Из приведенного на рис. 2 распределения видно, что примерно половина островков имеет высоту, лежащую в интервале 3.0–3.5 нм, что говорит о большой однородности островков. Аналогичные распределения были получены и для других величин покрытий, причем с увеличением толщины покрытия средняя высота увеличивается.

СТМ-изображения массива КТ обрабатывались также с целью получения распределения КТ по площади. Форма распределения имеет асимметричный вид: резкий склон со стороны малых и плавный — со стороны больших значений площади основания. Было показано,

что с увеличением толщины покрытия средняя площадь основания островка растет, а само распределение уширяется. Средняя плотность островков по данным СТМ изменялась от $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при толщине покрытия 2 нм до $2.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при толщине покрытия 4 нм. Причем в последнем случае при уменьшении плотности рассчитанная средняя толщина покрытия 3.8–4.3 нм хорошо согласуется с истинным значением. Данный уровень покрытия соответствует началу слияния точек, что подтверждается результатами измерений КРС. Для толщины покрытия 4 нм отчетливо видна преобладающая ориентация в пространственном расположении и форме зародышей: они вытянуты в направлении [110].

Для ориентации подложки (100) были получены СТМ-изображения при значениях средней толщины германия 1.7, 3.4 и 5.1 нм. Здесь картина оказалась несколько иной. Главным отличием является то, что при сравнимых величинах покрытия измеренная плотность для этой ориентации была выше, чем для (110), и лежала в интервале $7 \cdot 10^{11} - 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Характерные размеры островков меньше, чем на ориентации (110), и находятся в интервале 5–8 нм, незначительно увеличиваясь с ростом толщины покрытия; они имеют круглую форму в основании.

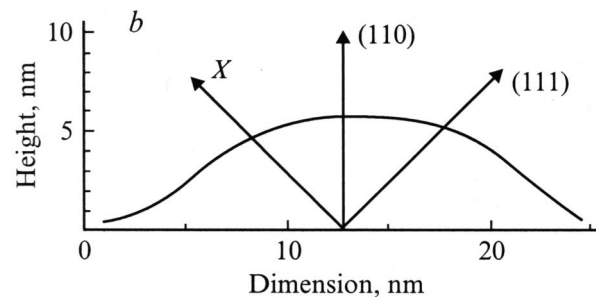
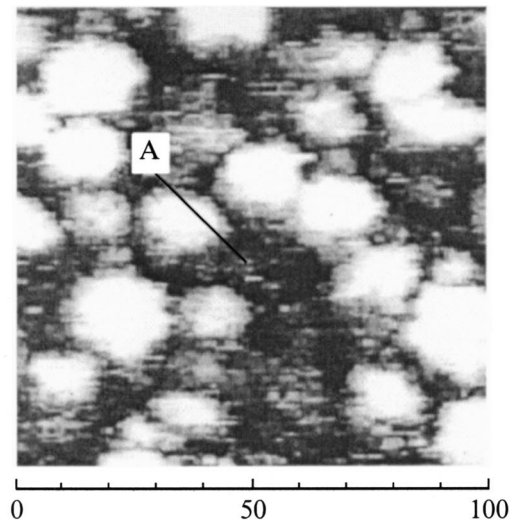


Рис. 3. СТМ-изображение поверхности ($1000 \times 1000 \text{ \AA}$) образца с квантовыми точками Ge (a). Профиль, полученный вдоль линии A (b).

Методом СТМ была определена форма КТ. На рис. 3, *a* показано изображение поверхности (1000 × 1000 Å) образца с эффективной толщиной Ge 34 Å, полученное с помощью СТМ при туннельном токе 0.2 нА. В нижней части рис. 3, *b* приведен профиль, измеренный вдоль линии А. Видно, что КТ имеют каплеобразную форму и огранка боковых поверхностей отсутствует. Характерный размер КТ в плоскости роста составляет 20 нм, а высота ~ 5 нм.

1.3. Электронная структура квантовых точек Ge в матрице ZnSe

В полученных структурах GaAs/ZnSe/Ge/ZnSe исследовались спектры КРС на оптических фононах при температурах 300 и 77 К. Спектры возбуждались дискретными линиями Ar-лазера и регистрировались с помощью спектрометра ДФС-52. В спектрах КРС наблюдались линии оптических фононов (*LO* — продольные, *TO* — поперечные) подложки GaAs (294 см^{-1} — *LO* и 268 см^{-1} — *TO*), матрицы ZnSe (250 см^{-1} — *LO* и 226 см^{-1} — *TO*) и фононная линия Ge (300 см^{-1} — *LO* + *TO*). Положение фононного пика Ge и интенсивности КРС, полученные в различных поляризационных геометриях, совпадают с объемными значениями, что указывает на отсутствие как механических напряжений, так и существенной разориентации относительно кристаллографических направлений, задаваемых подложкой. Значительная разница фононных частот Ge и матрицы ZnSe приводит к тому, что оптические фононы сильно локализованы в КТ. Это обстоятельство позволяет исследовать электронные состояния КТ, используя резонансное КРС на оптических фононах (рамановский резонанс).

Резонансное КРС на оптических фононах Ge в наших структурах было исследовано в диапазоне энергий возбуждающего света 2.4–2.7 эВ. Полученные зависимости при $T = 300\text{ К}$ для трех образцов приведены на рис. 4. Экспериментальные точки (рис. 4, кривые *a, b, c*), полученные при разных линиях Ar-лазера, соединены прямыми, причем интенсивность нормирована на рассеивающий объем. Образцы *a* и *b* выращены на поверхности с ориентацией (100), на которой КТ Ge имеют диаметр в плоскости роста 7–10 нм и высоту 2.3–2.8 нм. Эти образцы различаются эффективной толщиной слоя Ge, которая для образца *a* составляет 3.4 нм, а для *b* — 2 нм. Образец *c* получен на поверхности с ориентацией (110) и размер КТ для него вдвое больше при эффективной толщине слоя Ge 3.4 нм. Для сравнения на рис. 4 приведена резонансная зависимость, полученная в области переходов $E_1, E_1 + \Delta_1$ в объемном Ge [13]. Амплитуда этой зависимости также нормирована на рассеивающий объем. Вертикальными стрелками на рисунке показаны положения переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$ в Ge. Видно, что положение резонанса в КТ сдвинуто в область больших энергий относительно объемного, а его амплитуда для

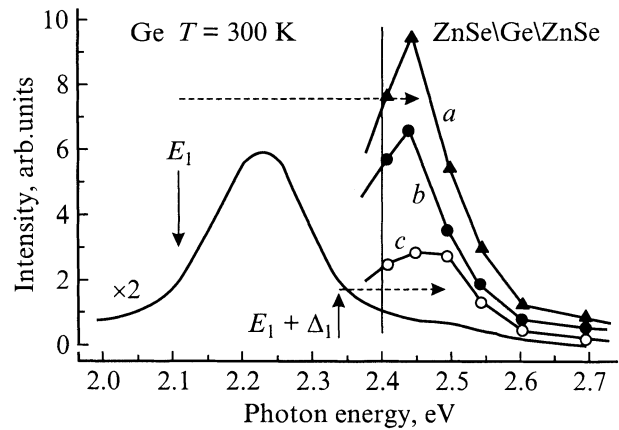


Рис. 4. Резонансное комбинационное рассеяние света (КРС) на оптических фононах Ge в области энергий возбуждающего света 2.4–2.7 эВ в образцах GaAs/ZnSe/Ge/ZnSe *a, b* и *c* с квантовыми точками Ge. Образцы *a* и *b* выращены на подложках ориентации (100), *a, c* — (110). Сплошной линией в левой части рисунка показана резонансная зависимость КРС на оптических фононах объемного Ge, полученная в работе [13]. Обозначения кривых *a, b, c* соответствуют обозначениям образцов.

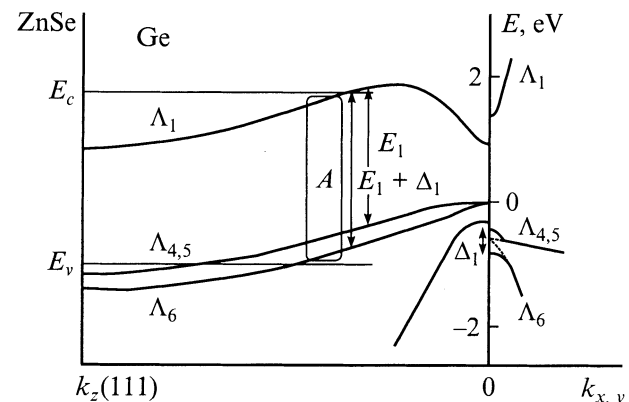


Рис. 5. Зонный спектр объемного Ge, рассчитанный в работе [10] для направления (111). Стрелками показаны прямые оптические переходы, связанные с $E_1, E_1 + \Delta_1$ рамановским резонансом. Справа от вертикальной оси приведена дисперсия электронной и дырочной зон в плоскости $k_{x,y}$, перпендикулярной (111), в области переходов $E_1, E_1 + \Delta_1$.

образца *a* в 3 раза больше. Отметим, что при увеличении толщины (*d*) эффективного слоя германия КТ смыкаются в сплошной слой при $d = 5\text{--}7\text{ нм}$. При этом интенсивность КРС в области 2.4–2.7 эВ резко падает, а форма резонансной зависимости повторяет объемную. Наблюдаемые особенности обусловлены квантованием спектра электронных и дырочных состояний КТ, прямые оптические переходы между которыми дают вклад в рамановский резонанс $E_1, E_1 + \Delta_1$.

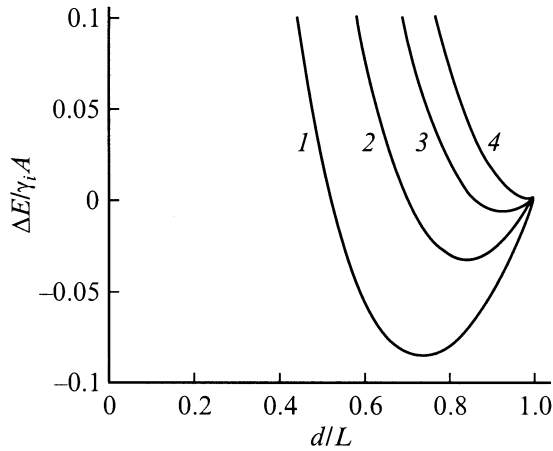


Рис. 6. Зависимости изменения удельной поверхностной энергии гетеросистемы от линейного размера островка. Площадь, с которой материал собирается в островок, $L \times L = 20 \times 20 \text{ нм}^2$, $\beta = (\gamma_s - \gamma_{i-s})/\gamma_i = 0.5$; средняя толщина слоя Ge δ , нм: 1 — 2, 2 — 3, 3 — 4, 4 — 5.

Рассмотрим природу резонанса в зонной структуре Ge, приведенной на рис. 5. Вдоль направления $k_z \parallel (111)$ ветвь зоны проводимости (состояние Λ_1) и обе ветви валентной зоны (состояния $\Lambda_{4,5}$ и Λ_6) параллельны в большей части зоны Бриллюэна. В плоскости (k_x, k_y) перпендикулярной (111) приведенная эффективная масса переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$, показанных на рис. 5 вертикальными стрелками, составляет $m = 0.045m_0 = (1/m_e + 1/m_h)^{-1}$ [14] (m_0 — масса свободного электрона, m_e , m_h — массы электронов и дырок). Данная структура спектра создает двумерную критическую точку в межзонной плотности состояний [15], которая проявляется в оптических спектрах. Так, КРС на оптических фонах испытывает усиление при энергии возбуждающего света в области переходов E_1 , $E_1 + \Delta_1$ (рис. 4). Основной вклад в наблюдаемый резонанс обусловлен трехзонными процессами, для которых дырочные состояния $\Lambda_{4,5}$ и Λ_6 смешиваются деформационным потенциалом оптического фонона [13]. Двухзонные вклады, связанные с переходом электронов и дырок с испусканием фонона внутри одной зоны, значительно меньше из-за малости соответствующего деформационного потенциала [13]. Контур резонансной зависимости описывается выражением $|\varepsilon_+ - \varepsilon_-|^2$, где ε_+ , ε_- — вклады в диэлектрическую проницаемость от переходов E_1 , $E_1 + \Delta_1$, и расположен между их энергиями (рис. 4). Вклад в КРС от двухзонных процессов $\sim d\varepsilon/d\omega$ для каждого перехода [13], резонансный контур состоит из двух пиков с энергиями E_1 и $E_1 + \Delta_1$.

Из рис. 5 видно, что большая часть состояний Ge в направлении (111), расположена в области запрещенной зоны ZnSe. Положение краев зон ZnSe (E_v — валентной и E_c — проводимости) показаны на рис. 5 горизонтальными линиями. Для этих состояний Ge разница между их энергиями и соответствующим краем ZnSe

образует локализирующий потенциальный барьер. В результате спектр электронных состояний в КТ Ge квантуется. Квантование движения носителей вдоль (111) не приводит к изменению энергии межзонных переходов, так как зоны электронов и дырок параллельны в области переходов E_1 , $E_1 + \Delta_1$ (рис. 5). Квантование в перпендикулярной плоскости (k_x, k_y) приводит к росту энергии нижнего состояния для электронов и для дырок. Энергия переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$ увеличиваются на сумму этих энергий. Межзонная плотность состояний, которая в объемном Ge является размытой функцией от энергии на величину Δ_1 и определяет форму резонанса (рис. 4), трансформируется в δ -функцию для всех k_z . Из вида частотной зависимости $\varepsilon(\omega)$ для дискретного спектра [15] следует, что двухзонный член становится доминирующим и превосходит вклад трехзонных процессов в $\sim (\Delta_1/\Gamma)^4 \approx 10^4$ раз, где $\Gamma \approx 20 \text{ мэВ}$ — уширение перехода в объемном Ge. В результате резонансы КРС E_1 и $E_1 + \Delta_1$ должны проявляться в КТ Ge в виде отдельных пиков. Резонанс, наблюдаемый в образце с (рис. 4), мы связываем с переходом $E_1 + \Delta_1$ в КТ; сдвиг его положения относительно объемного значения составляет 0.13 эВ и показан на рис. 4 штриховой стрелкой. На рис. 5 выделена область k -пространства, связанная с переходами $E_1 + \Delta_1$ в КТ. При уменьшении размеров КТ электронные (дырочные) состояния выходят в непрерывный спектр ZnSe, что приводит к резкому падению интенсивности КРС. Когда все состояния из области A (рис. 5) окажутся в непрерывном спектре, резонанс $E_1 + \Delta_1$ не проявляется, и для КТ, вдвое меньшего размера, в исследуемом диапазоне энергий наблюдается уже резонанс E_1 (рис. 4, кривые *a, b*). Его сдвиг составляет 0.34 эВ , что отмечено на рис. 4 штриховой стрелкой. Интенсивность резонанса E_1 в 3 раза превосходит амплитуду $E_1 + \Delta_1$ в силу большего объема в k -пространстве (рис. 5). Таким образом, модификация межзонной плотности состояний в результате квантования спектра приводит к смене механизма КРС на оптических фонах и к росту его интенсивности в КТ по сравнению с объемным материалом.

Рассмотрим энергии электронных (дырочных) состояний в КТ Ge. На рис. 3, *b* показано сечение островка плоскостью, перпендикулярной основанию и содержащей направление (111). Здесь же показаны направления волновых векторов $k_z \parallel (111)$, $k_x \perp (111)$ — в плоскости рис. 3, *b* и k_y — перпендикулярно плоскости рисунка. Обычно квантование электронного спектра при квадратичном законе дисперсии описывается в приближении огибающих волновых функций. В нашем случае дисперсия вдоль $z \parallel (111)$ является почти линейной функцией импульса и квантование спектра не описывается в этом приближении. Качественная картина влияния размеров КТ на движение вдоль $z \parallel (111)$ сводится к квантованию импульса электронных (дырочных) состояний вдоль этого направления. Спектр будет состоять из набора дискретных уровней с $k_z = \pi n_1 / \sqrt{2}H$, где n_1 — целое число, H — высота островка, а $\sqrt{2}H$ — его размер вдоль

(111). Расстояние между уровнями можно оценить как $\Delta E_w = (dE/dk_z)k_z \approx 0.1$ эВ. Прямые переходы между состояниями электронов и дырок с одним и тем же $k_z(n_1)$ дают вклад в наблюдаемый резонанс и квантование по направлению (111) не изменяет его энергию. Квантование движения электронов и дырок в плоскости (x, y) описывается методом огибающих волновых функций, поскольку спектр описывается квадратичным законом. Из рис. 3, *b* можно видеть, что размер сечения КТ плоскостью (x, y) слабо изменяется в области вершины из-за каплеобразной формы островка. Будем аппроксимировать форму этого сечения прямоугольником с размерами $\sim \sqrt{2}H$ и $\sim d/2$, где d — размер основания КТ. Энергия двумерной частицы массы m в прямоугольной потенциальной яме бесконечной глубины определяется выражением

$$E = (\pi^2 \hbar^2 / 2m)(n_2^2 / 2H^2 + 4n_3^2 / d^2), \quad (1)$$

где n_2 и n_3 — целые числа. Для каждого состояния с определенным $k_z(n_1)$ появляется система уровней двумерного квантования. Сдвиг энергии основного состояния ($n_2 = n_3 = 1$) определяется как

$$\Delta E = (\pi^2 \hbar^2 / 2m)(1/2H^2 + 4/d^2). \quad (2)$$

Это выражение определяет сдвиг энергии резонанса E_1 , $E_1 + \Delta_1$ при $m = (1/m_e + 1/m_h)^{-1}$, что учитывает изменение энергии как электронных, так и дырочных состояний в результате пространственного квантования. Для КТ образца *c* (рис. 4, кривая *c*) $H \approx 5$ нм и вычисленное значение $\Delta E = 0.163$ эВ, что согласуется с наблюдаемым сдвигом энергии резонанса $E_1 + \Delta_1$. Для образцов *a* и *b* средняя высота КТ составляет $H \approx 2.5$ нм. Сдвиг энергии, определяемый выражением (2), составляет $\Delta E = 0.66$ эВ, наблюдаемое же смещение энергии резонанса E_1 равно $\Delta E = 0.34$ эВ (рис. 4, кривая *a*). Это отклонение обусловлено особенностью дисперсии дырочных состояний Ge. На рис. 5 показана дисперсия дырочных подзон и зоны проводимости в плоскости $k_{x,y}$, перпендикулярной (111), в области переходов E_1 , $E_1 + \Delta_1$. Пунктирными линиями показана дисперсия дырочных зон без учета спин-орбитального взаимодействия, рассчитанная с помощью **kr**-метода [16]. Учет этого взаимодействия в двумерной модели типа модели Кейна [17] приводит к снятию вырождения при $k = 0$, а также к тому, что обе подзоны в области взаимодействия характеризуются эффективной массой $m_h = 2m_e$, где m_e — масса зоны проводимости (Λ_1) в направлении $k_{x,y}$. Из рис. 6 видно, что на расстоянии $\Delta_1/2 = 0.115$ эВ от потолка верхней валентной зоны дисперсия переходит на пологий участок с большой эффективной массой. При этом масса перехода E_1 $m = (2/3) m_e$ увеличивается в 1.5 раза и смещение уровня в результате квантования будет определяться массой электрона m_e . С учетом этого выражение (2) дает $\Delta E = 0.47$. Таким образом, использование простейшей

модели локализации с учетом особенностей объемного спектра электронных состояний Ge позволяет объяснить наблюдаемые смещения энергий переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$ в КТ Ge.

2. Равновесное состояние в системе ненапряженных трехмерных островков

Для того чтобы продемонстрировать возможность формирования массива островков в ненапряженной гетеросистеме была рассмотрена простая качественная модель. В баланс полной энергии, как это изложено в работе [1], входят компоненты, связанные с образованием новой фазы (островка), энергия поля упругих напряжений между осаждаемым материалом и подложкой, а также энергия огранки островка. Взаимодействие упругих полей островков приводит к их отталкиванию, следствием чего и является самоорганизация. Существование минимума полной энергии при переходе пленки из сплошного слоя в массив островков является необходимым условием формирования подобной структуры, а степень выраженности этого минимума, вообще говоря, характеризует величину дисперсии островков по их размерам.

В основе модели так же, как и в [1], лежало предположение о том, что материал части сплошной пленки с площадью $L \times L$ см² собирается в один островок размерами $d \times d$ см². Кроме того, при расчете полной энергии использовалось предположение о том, что энергия упругой релаксации, энергия, связанная с огранкой островков, и, наконец, энергия взаимодействия между островками считаются пренебрежимо малыми. Таким образом, в уравнении, описывающем изменение полной энергии системы при переходе из состояния сплошного гетерослоя в островковое, был оставлен только член, связанный с изменением поверхностной энергии. Сделанное предположение, которое, безусловно, в общем случае неверно, в данной конкретной ситуации опиралось на экспериментальные результаты. Энергия упругой релаксации действительно мала по причине малого несогласования решеток. Наблюдаемые островки не имели выраженной огранки, и, следовательно, из рассмотрения можно исключить соответствующую компоненту энергии. Отсутствие огранки определяется, по-видимому, условиями получения, а именно низкой температурой подложки. В этом случае кинетической энергии адатомов не достаточно для формирования упорядоченной плоскости грани. Наконец, высокая плотность зародышей указывает на малую величину силы взаимного отталкивания и энергией взаимодействия также можно пренебречь. Таким образом, предполагалось, что изменение энергии при переходе от сплошного слоя к островку связано только с изменением поверхности системы.

Поверхностная энергия тогда может быть записана как

$$E_{\text{surf}} = \gamma_i S_i + \gamma_{i-s} S_{i-s} + \gamma_s S_s,$$

где индексы i , $i-s$, s относятся к пленке, межфазной границе пленка–подложка и к подложке соответственно, γ — удельная энергия соответствующей поверхности и S — площадь соответствующей поверхности.

Если площадь всей пленки, на которой происходит образование островков, равна $A \times A$ см², то разность энергии при переходе от островков к сплошной пленке равна

$$\Delta E' = \frac{\Delta E}{\gamma_i A^2} = \left(\frac{d^2}{L^2} - 1 \right) \left(1 - \frac{\gamma_s - \gamma_{i-s}}{\gamma_i} \right) + 4\delta \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{A} \right),$$

где δ — средняя толщина пленки.

Очевидно, что для приведения удельной энергии к единичной площади величина A должна быть принята равной 1. Численные расчеты показали, что при определенных параметрах вышеприведенного уравнения на кривой зависимости разности удельных энергий от размера островка наблюдается минимум, а сама разность отрицательна (рис. 6). Это означает, что системе выгоднее находиться в островковом состоянии.

Заключение

В результате выполненной работы впервые в упруго ненапряженной гетеросистеме GaAs/ZnSe/Ge получены массивы квантовых точек (КТ) германия. Исследованы их пространственные характеристики и электронный спектр. Показано, что структуры отличаются высокой плотностью островков и отсутствием выраженной огранки. Механизм формирования таких массивов, по-видимому, определяется, во-первых, технологическими условиями получения — низкой температурой эпитаксии и, следовательно, малым коэффициентом поверхностной диффузии. Во-вторых, особенностями контактирующих материалов, а именно слабой химической связью Ge–ZnSe по сравнению с поверхностной энергией самого германия. Подтверждением этого вывода является возможность получения массива КТ путем перекристаллизации аморфного Ge при увеличении температуры подложки.

Исследовано КРС на оптических фонах в КТ Ge в области резонанса E_1 , $E_1 + \Delta_1$. Показано, что в результате модификации межзонной плотности состояний в КТ происходит изменение механизма рассеяния на фонах и увеличение амплитуды резонанса по сравнению с объемным Ge. Применение простейшей модели локализации с учетом особенностей спектра электронных состояний Ge позволило объяснить наблюдаемые сдвиги энергии резонанса E_1 , $E_1 + \Delta_1$ в КТ.

Аторы благодарят И.Г. Кожемяко за предоставленные СТМ-изображения поверхности образцов.

Работа выполнена при поддержке Российско-Украинской программы "Нанозфизика и нанозлектроника" и частично РФФИ (проект № 98-02-17938).

Список литературы

- [1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).
- [2] A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii, O.P. Pchelyakov. Phil. Mag. B, **65**, 701 (1992).
- [3] A.B. Двуреченский, А.И. Якимов. Изв. АН Сер. физ., **63**, 306 (2000).
- [4] A.B. Ржанов, С.И. Стенин. В сб.: *Рост полупроводниковых кристаллов и пленок* (Новосибирск, Наука, 1984) ч. 1, с. 5.
- [5] M. Grundmann, J. Christen, N.N. Ledentsov, J. Bohrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gosele, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. Lett., **62**, 714 (1993).
- [6] I.L. Krestnikov, M.V. Maximov, A.V. Sakharov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, C.M. Sotomayor Torres. J. Cryst. Growth, **184/185**, 545 (1998).
- [7] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Bhreer, O. Schmidt, D. Bimberg, S.V. Zaitsev, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, A.O. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gosele, J. Heydenreich. Phys. Rev. B, **54**, 8743 (1996).
- [8] M. Iwamatsu, Y. Okabe. J. Appl. Phys., **86**, 5541 (1999).
- [9] И.Г. Неизвестный, С.П. Супрун, В.Н. Шумский. Автоматрия, **4**, 34 (1994).
- [10] К.С. Журавлев, А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, С.П. Супрун, А.Б. Талочкин, В.Н. Шумский. Тез. Всеросс. науч.-техн. конф. по микро- и нанозлектронике (Звенигород, май 1999 г.) тез. P2-18.
- [11] S.P. Suprun, I.G. Neizvestny, V.N. Sherstyakova, V.N. Shumsky. J. Phys. Low-Dim. Structur., **1**, 67 (1995).
- [12] S.P. Suprun, A.B. Talochkin, A.K. Gutakovsky, V.N. Shumsky. J. Phys. Low-Dim. Structur., **1**, 59 (1995).
- [13] F. Cerdeira, W. Dreybrodt, M. Cardona. Sol. St. Commun., **10**, 591 (1972).
- [14] K.L. Teo, S.H. Kwok, P.Y. Yu, Soumyendu Guha. Phys. Rev. B, **62**, 1584 (2000).
- [15] М. Кардона, Г. Гюнтеродт. В кн.: *Рассеяние света в твердых телах* (М., Мир, 1984) ч. 2. [*Light Scattering in Solids* 11, ed. by M. Cardona, G. Gunterodt (Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–N.Y., 1982)].
- [16] F. Pollak, M. Cardona. Phys. Rev., **142**, 530 (1966).
- [17] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).

Редактор Т.А. Полянская

Ge quantum dots in an unstrained GaAs/ZnSe/Ge/ZnSe heterostructure

I.G. Neizvestnyi, S.P. Suprun, A.B. Talochkin,
V.N. Shumsky, A.V. Efanov

Institute of Semiconductor Physics
of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract For the first time systems of quantum dots were formed using MBE in an unstrained GaAs/ZnSe/Ge heterostructure. Geometrical parameters and the electronic structure of the islands were studied with scanning tunnel microscopy and Raman spectroscopy.