

УДК 621.315.592

# Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры Обзор

© Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin,  
10623 Berlin, Germany

(Получена 5 ноября 1997 г. Принята к печати 13 ноября 1997 г.)

Дан обзор оригинальных результатов, в которых: 1) экспериментально открыт новый класс спонтанно упорядоченных наноструктур — равновесные массивы трехмерных когерентно напряженных островков на поверхности кристаллов; 2) построена теория спонтанного формирования полупроводниковых наноструктур в гетероэпитаксиальных системах; 3) экспериментально доказано существование нового класса полупроводниковых гетероструктур — идеальных квантовых точек, обладающих  $\delta$ -образным энергетическим спектром, подобным спектру одиночного атома; выполнено комплексное исследование оптических свойств квантовых точек; 4) реализованы инжекционные лазеры на квантовых точках, обладающие уникальными свойствами (высокая температурная стабильность, сверхвысокие значения усиления материала).

## 1. Введение

Гетероструктуры [1] с пространственным ограничением носителей заряда во всех трех измерениях (квантовые точки) реализуют предельный случай размерного квантования в полупроводниках, когда модификация электронных свойств материала наиболее выражена. Электронный спектр идеальной квантовой точки (КТ) представляет собой набор дискретных уровней, разделенных областями запрещенных состояний, и соответствует электронному спектру одиночного атома, хотя реальная КТ при этом может состоять из сотен тысяч атомов. Таким образом, появляется уникальная возможность моделировать эксперименты атомов физики на макроскопических объектах. С приборной точки зрения, атомоподобный электронный спектр носителей в квантовых точках в случае, если расстояние между уровнями заметно больше тепловой энергии, дает возможность устранить основную проблему современной микро- и оптоэлектроники — ”размывание” носителей заряда в энергетическом окне порядка  $kT$ , приводящее к деградации свойств приборов при повышении рабочей температуры. Кроме того, все важнейшие для применений характеристики материала, например время излучательной рекомбинации, время энергетической релаксации между электронными подуровнями, коэффициенты оже-рекомбинации и т. д., оказываются кардинально зависящими от геометрического размера и формы квантовой точки, что позволяет использовать одну и ту же полупроводниковую систему для реализации приборов с существенно различающимися требованиями к активной среде.

В течение долгого времени во всем мире предпринимались попытки изготовления квантовых точек и приборов на их основе ”традиционными способами”, например путем селективного травления структур с квантовыми ямами [2], роста на профилированных подложках, на

сколах [3], или конденсации в стеклянных матрицах [4]. При этом приборно-ориентированные структуры так и не были созданы, а принципиальная возможность реализации атомоподобного спектра плотности состояний в макроскопической полупроводниковой структуре не была продемонстрирована в явном виде.

Качественный прорыв в данной области связан с использованием эффектов самоорганизации полупроводниковых наноструктур в гетероэпитаксиальных полупроводниковых системах. Таким образом были реализованы идеальные гетероструктуры с квантовыми точками с высоким кристаллическим совершенством, высоким квантовым выходом излучательной рекомбинации и высокой однородностью по размерам ( $\sim 10\%$ ). В полученных структурах были впервые продемонстрированы уникальные физические свойства, ожидавшиеся для идеальных квантовых точек в течение многих лет, исследованы электронный спектр квантовых точек, эффекты, связанные с энергетической релаксацией и излучательной рекомбинацией неравновесных носителей, и т. д. и получены первые оптоэлектронные приборы, такие как, например, инжекционные гетеролазеры на квантовых точках.

## 2. Спонтанное упорядочение полупроводниковых наноструктур. Формирование квантовых точек

### 2.1. Общие сведения

Спонтанное возникновение периодически упорядоченных структур на поверхности и в эпитаксиальных пленках полупроводников охватывает широкий круг явлений в физике твердого тела и в полупроводниковой технологии. Спонтанное возникновение наноструктур принадлежит к более широкому классу фундаментальных явлений самоорганизации в конденсированных средах. Взрыв

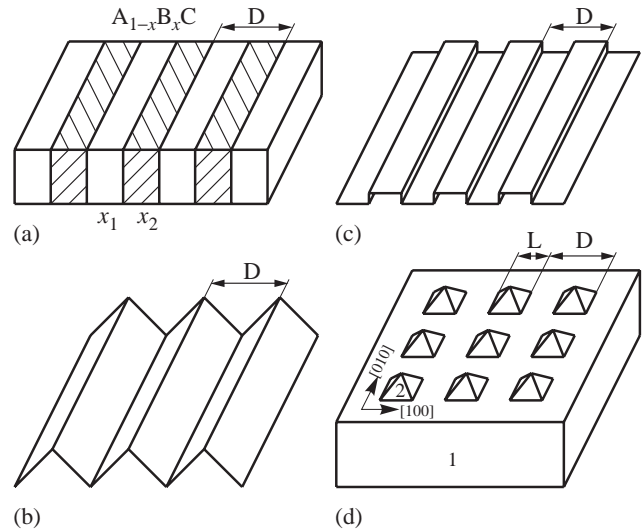
интереса к данной области связан с необходимостью получения полупроводниковых наноструктур с характерными размерами 1–100 нм, а спонтанное упорядочение наноструктур позволяет получать включения узкозонных полупроводников в широкозонной матрице и тем самым создавать локализирующий потенциал для носителей тока. Периодические структуры таких включений могут образовывать сверхрешетки, состоящие из квантовых ям, проволок, или точек. Явления спонтанного возникновения наноструктур создают основу для новой технологии получения упорядоченных массивов квантовых проволок и квантовых точек — базу для опто- и микроэлектроники нового поколения.

При рассмотрении физических механизмов спонтанного возникновения упорядоченных наноструктур принято различать две принципиальные возможности. Во-первых, упорядоченные наноструктуры могут возникать в замкнутых системах, например, при отжиге образцов или при длительном прерывании роста. Такие структуры являются равновесными, и для их описания используется термодинамический подход. Во-вторых, упорядоченные структуры могут возникать в открытых системах в процессе роста кристалла. Эти структуры не являются равновесными, и для их описания применяется кинетическое рассмотрение. В настоящем цикле работ "самоорганизация" наноструктур понимается в широком смысле, как самопроизвольное возникновение макроскопического порядка в первоначально однородной системе [5]. Такое использование термина охватывает как равновесные явления, так и неравновесные процессы, а также их комбинацию. Этот подход дает возможность анализировать с единых позиций различные механизмы спонтанного возникновения наноструктур, при котором, как правило, равновесие успевает установиться только частично (например, равновесие успевает установиться на поверхности и не успевает в объеме).

В данной главе рассматриваются спонтанно упорядоченные наноструктуры, среди которых можно выделить четыре большие класса, приведенные на рис. 1. Это:

- структуры с периодической модуляцией состава в эпитаксиальных пленках твердых растворов полупроводников;
- периодически фасетированные поверхности;
- периодические структуры плоских доменов (например, островков монослойной высоты);
- упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков в гетероэпитаксиальных рассогласованных системах.

Хотя причина неустойчивости однородного состояния различна для каждого класса наноструктур, причина упорядочения в неоднородном состоянии общая для всех классов наноструктур. Во всех этих системах соседние домены различаются постоянной кристаллической решетки и (или) структурной поверхностью, и, следовательно, доменные границы являются источниками дальнедействующих полей упругих напряжений. Это позволяет использовать единый подход ко всем четырем классам



**Рис. 1.** Различные классы спонтанно возникающих наноструктур. *a* — структуры с модуляцией состава твердого раствора; *b* — периодически фасетированные поверхности; *c* — периодические структуры плоских упругих доменов; *d* — упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков (2) на подложке (1).

упорядоченных наноструктур и рассматривать их как равновесные структуры упругих доменов, соответствующие минимуму свободной энергии. До недавнего времени доменные структуры, приведенные на рис. 1, *a–c*, традиционно рассматривались вне связи с полупроводниковыми наноструктурами. Единый подход, развитый в работах [6–9], позволяет проследить основные закономерности образования упорядоченных структур на более простых примерах (рис. 1, *a–c*) и затем, с одной стороны, применить их к описанию массивов трехмерных когерентно напряженных островков (рис. 1, *d*), и с другой стороны, использовать при разработке новой технологии получения полупроводниковых наноструктур.

Применимость термодинамического подхода к процессам, происходящим при молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) полупроводников  $A^{III}B^V$  была обоснована ранее в ряде работ (см., например, [10–14]). На этой основе в настоящем цикле работ обосновывается применимость термодинамического подхода к описанию процессов спонтанного образования наноструктур при МПЭ полупроводников  $A^{III}B^V$ .

## 2.2. Концентрационные упругие домены в твердых растворах полупроводников

Возможность спонтанного возникновения структур с модулированным составом в твердых растворах связана с неустойчивостью однородного твердого раствора относительно спинодального распада [15,16]. Эта неустойчивость для твердого раствора  $A_{1-c}B_c$  означает, что твердый раствор с некоторым неоднородным профилем состава  $c(\mathbf{r}) = \bar{c} + \delta c(\mathbf{r})$  имеет меньшую свободную

энергию, чем однородный твердый раствор с составом  $c(\mathbf{r}) = \bar{c}$ . Изменение свободной энергии системы, обусловленное флуктуацией состава  $\delta c(\mathbf{r})$ , равно

$$\delta F = \int \left\{ [H(\bar{c} + \delta c(\mathbf{r})) - T S_{\text{mix}}(\bar{c} + \delta c(\mathbf{r}))] - [H(\bar{c}) - T S_{\text{mix}}(\bar{c})] \right\} dV + E_{\text{elastic}}, \quad (1)$$

где  $H$  — энтальпия,  $S_{\text{mix}}$  — энтропия смешивания,  $T$  — температура,  $E_{\text{elastic}}$  — упругая энергия. Неустойчивость однородного твердого раствора относительно флуктуаций состава возникает, когда энтальпия образования твердого раствора  $A_{1-c}B_cC$  из бинарных компонентов  $AC$  и  $BC$  положительна,  $\Delta H_{\text{formation}} = H(A_{1-c}B_cC) - (1-c)H(AC) - cH(BC) > 0$ , что справедливо для всех тройных твердых растворов полупроводников  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ . Тогда при  $T = 0$  двухфазная смесь чистых материалов  $AC$  и  $BC$  имеет меньшую свободную энергию, чем однородный твердый раствор  $A_{1-c}B_cC$ , и последний оказывается неустойчивым. При конечных  $T$  вклад  $S_{\text{mix}}$  в свободную энергию способствует перемешиванию компонентов и стабилизирует однородный твердый раствор.

Упругая энергия обусловлена зависимостью равновесного параметра решетки твердого раствора  $a$  от состава  $c$  в соответствии с правилом Вегарда. Области твердого раствора с различным составом имеют различные значения равновесной постоянной решетки. Сопряжение двух областей происходит путем упругой деформации, с которой связана упругая энергия. Именно упругая энергия, зависящая от пространственного профиля состава, определяет "мягкую моду", соответствующую наиболее неустойчивым флуктуациям состава. В объемном образце "мягкая мода" обусловлена только упругой анизотропией кристалла и может быть представлена как волна состава с волновым вектором, параллельным направлению наилегчайшего сжатия кристалла [15]. Для большинства кубических материалов — это направления  $[100]$ ,  $[010]$  и  $[001]$ . Конечное состояние распадающегося твердого раствора — это  $1D$  слоистая структура концентрационных упругих доменов, чередующихся вдоль одного из направлений наилегчайшего сжатия [16].

Поскольку  $E_{\text{elastic}} = 0$  в однородном твердом растворе и  $E_{\text{elastic}} > 0$  в неоднородном твердом растворе, упругая энергия стабилизирует однородный твердый раствор. Расчет критических температур неустойчивости твердого раствора относительно спиноподобного распада, проведенный Стрингфелло [17], показал, что объемные кристаллы тройных твердых растворов полупроводников  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$  устойчивы относительно спиноподобного распада при всех температурах.

Для исследования возможности спонтанного образования наноструктур в работах [18,19] была построена теория спиноподобного распада в эпитаксиальных пленках твердых растворов, где релаксация напряжений вблизи свободной поверхности должна уменьшать эффект упругой стабилизации однородного твердого рас-

твора. Для твердого раствора в эпитаксиальной пленке на  $(001)$ -подложке кубического кристалла, согласованного по постоянной решетки с однородным твердым раствором с составом  $\bar{c}$ , была найдена "мягкая мода" флуктуаций состава. Показано, что "мягкая мода" локализована вблизи свободной поверхности  $z = 0$  и затухает экспоненциально в глубину пленки  $\delta c(\mathbf{r}) \sim \exp(-|kz|) \exp(ik_{\parallel} \mathbf{r}_{\parallel})$ , а волновой вектор в плоскости поверхности  $k_{\parallel} = (k_x, k_y)$  направлен вдоль оси наилегчайшего сжатия  $[100]$  (или  $[010]$ ). Благодаря релаксации упругих напряжений вблизи свободной поверхности упругая энергия, связанная с "мягкой модой", уменьшена на множитель  $\approx 1/3$  по сравнению с упругой энергией в объемном образце, и многие твердые растворы оказываются неустойчивыми относительно спиноподобного распада уже при  $450-500^\circ\text{C}$ . Была найдена равновесная структура с модуляцией состава, для которой состав модулирован в плоскости вдоль направления  $[100]$  или  $[010]$ , а амплитуда модуляции максимальна на свободной поверхности и затухает вглубь пленки. Данные исследования показали, что релаксация упругих напряжений вблизи свободной поверхности способствует спонтанному образованию наноструктур, а упругая анизотропия материала определяет ориентацию наноструктур.

### 2.3. Периодически фасетированные поверхности

Причиной спонтанного фасетирования плоской поверхности кристалла является ориентационная зависимость поверхностной свободной энергии. Если плоская поверхность имеет большую удельную поверхностную энергию, то она спонтанно трансформируется в структуру "холмов и канавок" [20]. Это уменьшает полную свободную энергию поверхности, несмотря на увеличение ее площади.

Объяснение возникновения периодически фасетированной структуры связано с концепцией капиллярных явлений на поверхности твердых тел [21,22]. Поскольку атомы на поверхности твердого тела находятся в другом окружении, чем атомы в объеме, равновесное расстояние между поверхностными атомами отличается от равновесного расстояния между атомами в объеме. Поэтому микроскопически поверхность кристалла можно рассматривать как упругонапряженный слой. В феноменологическом описании поверхность обладает поверхностным натяжением, и зависимость поверхностной энергии  $\gamma$  от тензора деформации  $\varepsilon_{\alpha\beta}$  содержит не исчезающее линейное слагаемое в разложении

$$\gamma(\mathbf{m}; \varepsilon_{\alpha\beta}) = \gamma_0(\mathbf{m}) + \tau_{\alpha\beta}(\mathbf{m})\varepsilon_{\alpha\beta} + \frac{1}{2}S_{\alpha\beta\varphi\varphi}(\mathbf{m})\varepsilon_{\alpha\beta}\varepsilon_{\varphi\varphi} + \dots \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{m}$  — нормаль к поверхности,  $\tau_{\alpha\beta}(\mathbf{m})$  — тензор поверхностных натяжений. Квадратичные коэффициенты разложения  $S_{\alpha\beta\varphi\varphi}(\mathbf{m})$  имеют смысл избыточных поверхностных упругих модулей, которые могут быть как положительными, так и отрицательными.

Поверхностное натяжение на поверхности кристалла приводит к капиллярным эффектам, аналогичным Лапласову давлению под искривленной поверхностью жидкости [21]. Скачок тензора поверхностных натяжений на кристаллическом ребре приводит к возникновению полей упругих деформаций в кристалле. Наличие линейного по деформации слагаемого в энергии (2) приводит к тому, что вклад поверхностного натяжения в энергию кристалла отрицателен, т. е., иными словами, происходит релаксация упругой энергии, обусловленная поверхностным натяжением.

Теория спонтанного образования периодически фасетированных поверхностей была построена в работах Андреева [23] и Марченко [24]. Позднее этот подход был распространен на рассмотрение фасетированных поверхностей в гетероэпитаксиальных напряженных системах и является одной из отправных точек для нашего рассмотрения массивов трехмерных напряженных островков.

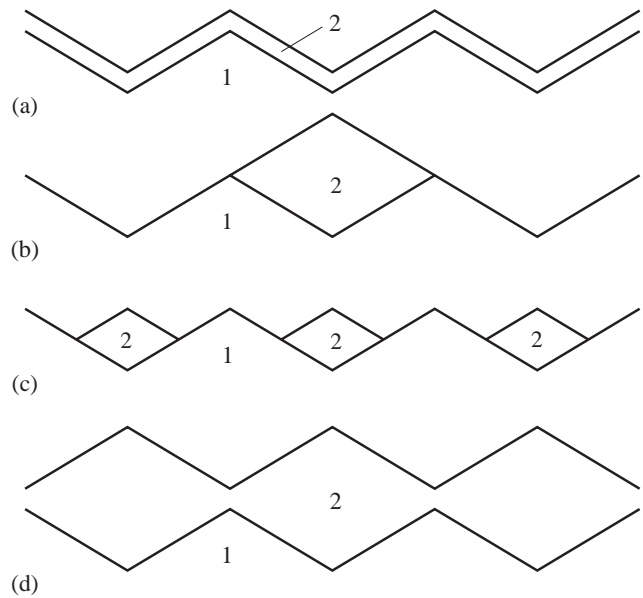
Согласно [24], полная энергия периодически фасетированной поверхности с периодом  $D$ , определенная на единицу площади первоначально плоской поверхности, равна

$$E = E_{\text{facets}} + E_{\text{edges}} + \Delta E_{\text{elastic}}, \quad (3)$$

где  $E_{\text{facets}} = \text{const}(D)$  — поверхностная свободная энергия наклонных граней,  $E_{\text{edges}} = C_1 D^{-1}$  — короткодействующая составляющая энергии ребер,  $\Delta E_{\text{elastic}} = -C_2 D^{-1} \ln(D/a)$  — энергия упругой релаксации. Поскольку деформации создаются линейными источниками (ребрами),  $\Delta E_{\text{elastic}}$  зависит логарифмически от  $D$ , и полная энергия (3) всегда имеет минимум при некотором оптимальном периоде  $D_{\text{opt}}$ .

### 2.3.1. Гетероэпитаксиальные структуры на периодически фасетированных подложках.

Периодически фасетированные поверхности дают возможность для прямого получения упорядоченных массивов квантовых проволок в том случае, когда рост материала 2, осаждаемого на поверхность материала 1, происходит в "канавках". Для изучения этой возможности было выполнено оригинальное теоретическое исследование возможных структур гетероэпитаксиальной системы, образующейся при осаждении материала 2 на фасетированную поверхность материала 1 [25]. Рассматривалась ситуация, для которой, во-первых, два материала почти согласованы по постоянной решетки (примером является система GaAs/AlAs), и, во-вторых, как поверхность материала 1, так и поверхность материала 2 неустойчивы относительно фасетирования. При температурах значительно ниже температуры плавления такая неустойчивость должна иметь место для вицинальных и высокоиндексных поверхностей. Экспериментально фасетирование наблюдалось для поверхностей, вицинальных к (001) на GaAs [26,27], на AlAs [26], на поверхностях (311) GaAs и AlAs [28], на поверхности (775) GaAs [29]. Для такой ситуации были рассмотрены несколько возможностей для морфологии гетерофазной



**Рис. 2.** Возможные гетероэпитаксиальные структуры на фасетированной поверхности. 1 — материал подложки, 2 — осаждаемый материал. *a* — однородное покрытие; *b* — система изолированных "толстых" кластеров; *c* — система "тонких кластеров", *d* — гетерофазная система при большой величине покрытия. Периодически фасетированная структура поверхности восстановлена. "Холмы" на поверхности гетерофазной системы находятся над "канавками" подложки и наоборот. Гетерофазная система содержит непрерывный слой материала 2 с периодически модулированной толщиной.

системы, представленные на рис. 2, и было выполнено сравнение энергий.

Полная энергия гетерофазной системы равна [25]

$$E = E_{\text{facets}} + E_{\text{edges}} + \Delta E_{\text{elastic}} + E_{\text{interface}}. \quad (4)$$

В это выражение, помимо трех вкладов, имеющих в энергии фасетированной поверхности одного материала, входит энергия границы раздела. Сравнение энергий для нескольких различных типов гетероэпитаксиальных структур, выполненное в работе [25], дает следующее заключение.

Выбор между двумя возможными режимами роста определяется тем, смачивает ли осаждаемый материал 2 фасетированную подложку 1 или не смачивает. В случае смачивания возникает однородное покрытие периодически фасетированной подложки (рис. 2, *a*). Примером служит AlAs, осаждаемый на периодически фасетированную вицинальную поверхность GaAs(001), разориентированную на  $3^\circ$  в направлении  $[1\bar{1}0]$  [30].

Если осаждаемый материал не смачивает подложку, то изолированные кластеры осаждаемого материала образуются в "канавках" периодически фасетированной поверхности (рис. 2, *b*). Такая ситуация реализуется при осаждении GaAs на вицинальную поверхность AlAs(001), разориентированную на  $3^\circ$  в направлении  $[1\bar{1}0]$  [27,30], а также при осаждении GaAs/AlAs(311)

и AlAs/GaAs(311). Экспериментальные работы на системе GaAs/AlAs(311) [31,32] показали возможность прямого получения изолированных кластеров GaAs на AlAs и последующего образования квантовых проволок при зарастивании структуры.

В случае неоднородного кластерного покрытия периодическое фасетирование поверхности восстанавливается после осаждения нескольких монослоев. Тогда "холмы" на поверхности осаждаемого материала образуются над "канавками" подложки и наоборот, и возникает непрерывный слой с модуляцией толщины (рис. 2, *d*). Таким образом, формирование кластеров при гетероэпитаксиальном росте дает возможность прямого получения изолированных квантовых проволок, сверхрешеток квантовых проволок, квантовых ям с модулированной толщиной. Так, периодическая модуляция толщины квантовой ямы наблюдалась методом просвечивающей электронной микроскопии для ямы GaAs в матрице AlAs при средней ориентации границы (775) [29], период модуляции составлял 12 нм, а амплитуда модуляции — 1.2 нм.

**2.3.2. Фасетированные поверхности в гетероэпитаксиальной рассогласованной системе.** Теоретическое исследование влияния гетероэпитаксиального напряжения на фасетирование поверхности проводилось в работах [33,34]. Была рассмотрена гетероэпитаксиальная рассогласованная система для случая, когда поверхность материала пленки неустойчива относительно фасетирования. В этом случае в системе имеются два источника деформаций: во-первых, рассогласование по постоянной решетки между пленкой и подложкой, и, во-вторых, скачок тензора поверхностных натяжений на ребрах. Найдена зависимость периода фасетирования от величины рассогласования. Было показано, что при увеличении величины рассогласования сначала период фасетирования растет, а затем исчезает возможность равновесного фасетирования. Метод расчета полей деформаций и упругой энергии, развитый для такой системы, был впоследствии применен для системы трехмерных напряженных островков.

## 2.4. Поверхностные структуры плоских упругих доменов

Структуры плоских доменов на поверхности возникают тогда, когда на поверхности могут сосуществовать различные фазы [35,36], например фазы поверхностной реконструкции ( $2 \times 1$ ) и ( $1 \times 2$ ) на Si(001), островки монослойной высоты в гетерофазных системах и т.п. Тогда соседние домены имеют различные значения тензора поверхностных натяжений  $\tau_{\alpha\beta}$ , а на доменных границах возникают эффективные силы, приложенные к кристаллу. Эти силы создают поле упругих деформаций и дают вклад в релаксацию упругой энергии. Полная энергия системы плоских доменов равна [36]

$$E = E_{\text{surface}} + E_{\text{boundaries}} + \Delta E_{\text{elastic}}. \quad (5)$$

Поверхностная энергия  $E_{\text{surface}}$  не зависит от периода структуры  $D$ , энергия доменных границ равна  $E_{\text{boundaries}} = C_1 D^{-1}$ , а энергия упругой релаксации имеет вид  $\Delta E_{\text{elastic}} = -C_2 D^{-1} \ln(D/a)$ , и полная энергия (2.5) всегда имеет минимум при некотором оптимальном периоде  $D_{\text{opt}}$ .

### 2.4.1. Гетероэпитаксиальная система InAs/GaAs(001) при субмонослойном и монослойном покрытии.

В работах [37–39] методом фотолюминесценции исследовались зарастившиеся слои InAs(001) в матрице GaAs, полученные при субмонослойном и монослойном покрытиях. Для системы с субмонослойным покрытием наблюдалась узкая линия, сдвинутая в коротковолновую сторону по отношению к линии люминесценции из структуры с одним монослоем InAs. Анизотропия спектра свидетельствовала о неэквивалентности направлений  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ . Авторами был сделан вывод о том, что InAs формирует островки, удлиненные в направлении  $[\bar{1}10]$  и имеющие одинаковую ширину. Позднее вывод о существовании наноразмерных островков при субмонослойном покрытии в InAs/GaAs(001) был подтвержден методом сканирующей туннельной микроскопии [40], где было показано, что ширина островков составляет 4 нм.

В работе [41] исследовалось влияние длительного прерывания роста на структуру покрытия InAs на GaAs(001). Для системы с субмонослойным покрытием, при длительном прерывании роста, последующем зарастивании структур и измерении спектров фотолюминесценции было установлено, что монослойное покрытие InAs неустойчиво и распадается на участки поверхности с субмонослойным покрытием и на островки с высотой несколько монослоев. Для систем с субмонослойным покрытием показано, что спектры фотолюминесценции принципиально не меняются при применении прерывания роста. Это свидетельствует о том, что гетерофазная система островков монослойной высоты при субмонослойном покрытии устойчива.

Результаты работ [38,39,41] доказывают, что система островков монослойной высоты в системе InAs/GaAs является равновесной. Эта интерпретация была предложена в противовес кинетическим моделям образования островков при субмонослойном покрытии [42]. Таким образом, эксперименты по отжигу при субмонослойном и монослойном покрытиях свидетельствуют об устойчивости массивов островков монослойной высоты и подтверждают применимость термодинамического подхода для описания гетерофазных систем полупроводников  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$  при субмонослойном покрытии.

Исследования морфологии поверхности с помощью сканирующей туннельной микроскопии, приведенные в работе [43], показали, что рост 1 монослоя на сингулярной поверхности (001) GaAs и 30 с прерывания роста приводят к возникновению одномерной рифленой структуры, которую можно описать как массив "кван-

товых проволок” с шириной 30 нм, ориентированных в направлении [100]. Возрастание количества осажденного вещества приводит к появлению более сложной ”паркетной структуры”, в которой имеется рельеф в двух направлениях [100] и [010]. Увеличение прерывания роста для этой структуры от 2 до 30 с делает рельеф более четким.

Осаждение 1 и 1.5 монослоев InAs на вицинальную поверхность GaAs, разориентированную на  $3^\circ$  в направлении [110] относительно поверхности (001), приводит к более сложной рифленой поверхности, на которой присутствует рельеф как в направлении, перпендикулярном ступеням, так и в направлении [100].

Стабильность этих поверхностных структур при прерывании роста свидетельствует о том, что наблюдалась равновесная морфология гетероэпитаксиальной системы InAs/GaAs(001) при промежуточной (докритической) толщине осажденного слоя InAs. Симметрия таких равновесных структур определяется как симметрией тензора поверхностных натяжений  $\tau_{\alpha\beta}$ , так и симметрией объемных упругих модулей подложки. Главные оси тензоров поверхностных натяжений GaAs и InAs — [110] и [110], а объемные упругие свойства материалов определяются направлениями осей наилегчайшего сжатия [100] и [010]. Таким образом, имеется переход от ориентации упругих доменов при субмонослойном покрытии по направлению [110], наблюдавшийся в работах [38,40], к ориентации по направлениям [100] и [010] при покрытии 1.0–1.5 монослоев. Этот переход может быть проинтерпретирован как следствие возрастания вклада рассогласования по постоянной решетки в поле упругих напряжений по сравнению с вкладом, обусловленным скачком  $\tau_{\alpha\beta}$  на границе двух фаз, такое возрастание связано с увеличением объема осажденного InAs. На вицинальных поверхностях появляется дополнительный вклад в упругие напряжения, обусловленный ступенями.

## 2.5. Упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков

**2.5.1. Общая морфология рассогласованных гетероэпитаксиальных систем.** В гетероэпитаксиальном росте обычно было принято различать три режима:

Франка-ван дер Мерве (Frank-van der Merwe) — реализуется послойный (двумерный рост) материала *B* на подложке *A*;

Фолмера–Вебера (Volmer–Weber) — имеет место островковый (трехмерный) рост *B* на открытой поверхности подложки *A*;

Странского–Крастанова (Stranski–Krastanow) — первоначально реализуется послойный рост *B* и *A* с последующим образованием трехмерных островков *B* на покрытой подложке.

В гетероэпитаксиальных системах, согласованных по постоянной решетке, режим роста определяется только соотношением энергий двух поверхностей и энергии границы раздела. Если сумма поверхностной энер-

гии эпитаксиального слоя  $\gamma_2$  и энергии границы раздела  $\gamma_{12}$  меньше, чем энергия поверхности подложки  $\gamma_1$ , т.е. если  $\gamma_2 + \gamma_{12} < \gamma_1$ , т.е. если осаждаемый материал смачивает подложку, то возникает режим роста Франка-ван дер Мерве.

Изменение величины  $\gamma_2 + \gamma_{12}$  может приводить к переходу от режима Франка-ван дер Мерве к режиму Фолмера–Вебера.

В гетероэпитаксиальной системе при наличии рассогласования по постоянной решетки между осаждаемым материалом и подложкой первоначальный рост может происходить послойно. Однако более толстый слой имеет большую упругую энергию, и возникает тенденция уменьшить упругую энергию путем образования изолированных островков. В этих островках происходит релаксация упругих напряжений и соответственное уменьшение упругой энергии. Так возникает режим роста Странского–Крастанова.

Эксперименты на InAs/GaAs(001) [44] и на Ge/Si(001) [45,46] действительно продемонстрировали возможность образования трехмерных когерентно напряженных, т.е. бездислокационных островков. В теоретических работах [47,48] было показано, что формирование трехмерных когерентно напряженных островков приводит к уменьшению упругой энергии и при не очень большом объеме островка (до  $\approx 10^6$  атомов) более выгодно, чем возникновение островка с дислокациями. Однако традиционно считалось, что в системе трехмерных островков неизбежно должна происходить коалесценция, когда большие островки растут за счет диффузионного перераспределения материала, приводящего к уменьшению и исчезновению маленьких островков [49], и в конечном итоге образуются островки такого объема, в которых энергетически выгодно формирование дислокаций несоответствия. Такое сосуществование когерентных островков и островков с дислокациями наблюдалось в работе [50].

Однако последующие экспериментальные исследования массивов когерентно напряженных островков в системах InGaAs/GaAs(001) и InAs/GaAs(001) неожиданно показали, что возможно узкое распределение островков по размерам [51,52]. В работах [53–59], помимо узкого распределения островков по размерам, была обнаружена корреляция в расположении островков, характерная для квадратной решетки. Было показано, что при прерывании роста размеры островков и их взаимное расположение достигают предельного значения и далее не изменяются со временем. Экспериментальные результаты [53–59] свидетельствуют о существовании нового класса спонтанно упорядоченных наноструктур — упорядоченных массивов трехмерных когерентно напряженных островков на поверхности.

**2.5.2. Равновесное состояние в системе когерентно напряженных трехмерных островков.** В связи с экспериментальными данными [53–59] было проведено теоретическое исследование равновесия в



системе трехмерных когерентно напряженных островков [60–65]. Рассматривалась гетерофазная система, состоящая из  $Q$  монослоев материала 2, осажденного на подложку материала 1, в условиях прерывания роста, когда общее количество материала 2 фиксировано. Если толщина  $Q$  превышает критическую толщину смачивающего слоя  $Q_c$ , то избыточное количество материала  $(Q - Q_c)$  монослоев формирует островки. Для исследования принципиальной возможности образования упорядоченного массива островков можно считать, что все островки имеют одинаковую форму и размеры и образуют периодическую сверхрешетку на плоскости. Тогда изменение полной энергии системы при переходе части материала из плоского напряженного слоя в островки в расчете на единицу площади поверхности запишется в виде

$$\Delta E = \frac{\tilde{E}_{\text{island}}}{A_0} + \frac{\tilde{E}_{\text{interaction}}}{2A_0}. \quad (6)$$

Здесь  $\tilde{E}_{\text{island}}$  — изменение энергии системы, связанное с образованием одного островка,  $\tilde{E}_{\text{interaction}}$  — энергия взаимодействия одного островка с остальными,  $A_0$  — площадь поверхности, приходящаяся на один островок.  $(Q - Q_c)$  монослоев с площади  $A_0$  формируют один островок объемом  $\tilde{V}_{\text{island}}$ , и условие сохранения количества материала имеет вид

$$(Q - Q_c)aA_0 = \tilde{V}_{\text{island}}, \quad (7)$$

где  $a$  — постоянная решетки.

Изменение энергии системы за счет образования одного островка можно представить как сумму трех вкладов,

$$\tilde{E}_{\text{island}} = \Delta\tilde{E}_{\text{elastic}} + \Delta\tilde{E}_{\text{surface}} + \tilde{E}_{\text{edges}}. \quad (8)$$

Для системы напряженных островков имеются две особенности, отличающие ее от остальных классов наноструктур. Во-первых, в системе островков имеются два источника полей упругих напряжений: с одной стороны, рассогласование по постоянной решетки между осаждаемым материалом и подложкой, и, с другой стороны, скачок тензора поверхностных натяжений на ребрах островков. Соответственно, упругая энергия равна сумме энергии объемной упругой релаксации, энергии упругой релаксации на ребрах и энергии взаимодействия двух упругих полей. Во-вторых, существенной является зависимость поверхностной энергии от деформации, обусловленная капиллярными эффектами. Соответственно, изменение энергии системы при возникновении одного островка равно [60]

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\text{island}}(L) = & -f_1\lambda\varepsilon_0^2L^3 + (\Delta\Gamma)L^2 \\ & - \frac{f_2\tau^2}{\lambda}L\ln\left(\frac{L}{a}\right) + f_3\eta L. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь первое слагаемое — это энергия объемной упругой релаксации,  $\Delta E_{\text{elastic}}^V$ , которая всегда отрицательна. Второе слагаемое — это изменение поверхностной энергии

системы, учитывающее перенормировку поверхностной энергии в поле деформаций. Изменение поверхностной энергии содержит вклады, обусловленные появлением наклонных граней островков, появлением границы раздела между островком и подложкой, исчезновением плоского участка смачивающего слоя, а также линейные и квадратичные по деформации вклады, обусловленные перенормировкой поверхностной энергии в поле деформаций. Ключевой момент для дальнейшего анализа заключается в том, что величина  $(\Delta\Gamma)$  может быть как положительной, так и отрицательной. Третье слагаемое в (9) — это вклад ребер островка в энергию упругой релаксации  $\sim -L\ln L$ , этот вклад всегда отрицателен. И, наконец, четвертое слагаемое в (9) — это короткодействующий вклад в энергию ребер, где  $\eta$  — характерная энергия на единицу длины ребра. Коэффициенты  $f_1, f_2, f_3$  определяются только формой островка и не зависят от его размера.

Для разреженного массива островков, когда среднее расстояние между островками велико по сравнению с размером островка  $L$ , время миграции атомов по поверхности одного островка значительно меньше, чем время миграции между островками. Поэтому равновесная форма одного островка устанавливается быстрее, чем равновесная структура всего массива островков, и для любого объема островка существует равновесная форма. Эта форма определяется минимумом энергии (9) при условии фиксированного объема островка. При температурах, далеких от температур плавления, равновесная форма содержит только грани с малой поверхностной энергией, как правило, это грани с низкими индексами Миллера. Для анализа возможности образования равновесного массива трехмерных напряженных островков достаточно считать, что равновесная форма островка не зависит от его объема и совпадает с экспериментально наблюдаемой формой островка — пирамидой с квадратным основанием. Тогда величина  $(\Delta\Gamma)$ , входящая в (9), выражается через поверхностные энергии различных поверхностей следующим образом:

$$(\Delta\Gamma) = \frac{\gamma_2}{\cos\vartheta} + \gamma_{12} - W - g_1\tau\varepsilon_0 - g_2S\varepsilon_0^2. \quad (10)$$

Здесь  $\gamma_2$  — удельная поверхностная энергия боковых граней пирамиды,  $\vartheta$  — угол наклона боковых граней пирамиды,  $\gamma_{12}$  — удельная поверхностная энергия границы раздела,  $W$  — удельная поверхностная энергия смачивающего слоя,  $(-g_1\tau\varepsilon_0)$  — энергия взаимодействия двух упругих полей, определяющая линейную по величине рассогласования  $\varepsilon_0$  перенормировку поверхностной энергии,  $(-g_2S\varepsilon_0^2)$  — квадратичная по величине рассогласования перенормировка поверхностной энергии.

Равновесное состояние в системе островков достигается за счет обмена веществом между островками путем миграции по поверхности смачивающего слоя. Для разреженной системы островков упругим взаимодействием

между островками можно пренебречь. Тогда подстановка (9) в (6) дает

$$\Delta E = 6(Q - Q_c)a \operatorname{ctg} \vartheta \left[ -f_1 \lambda \varepsilon_0^2 + \frac{\Delta \Gamma}{L} - \frac{f_2 \tau^2}{\lambda L^2} \ln \left( \frac{L}{2\pi a} \right) + \frac{f_3 \eta}{L^2} \right]. \quad (11)$$

Следует заметить, что энергия объемной упругой релаксации  $\Delta E_{\text{elastic}}^V$  (первое слагаемое в (11)) не зависит от размера островка  $L$ . Чтобы найти минимум  $\Delta E$  из (11), удобно ввести характерную длину

$$L_0 = 2\pi a \exp \left[ \frac{f_3 \eta \lambda}{f_2 \tau^2} + \frac{1}{2} \right] \quad (12)$$

и характерную энергию на единицу площади

$$E_0 = \frac{3 \operatorname{ctg} \vartheta (Q - Q') a f_2 \tau^2}{\lambda L_0^2}. \quad (13)$$

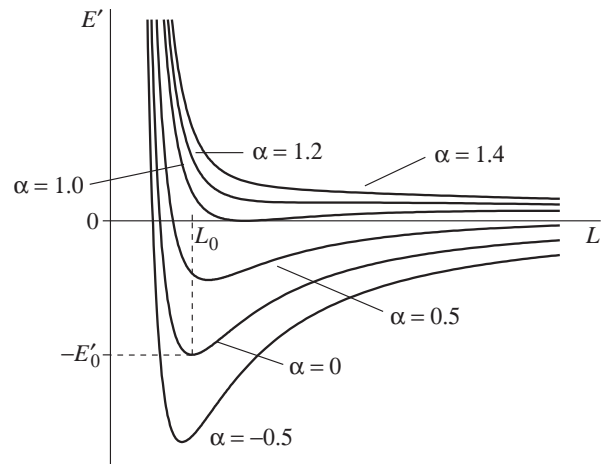
Тогда энергия суммы зависящих от  $L$  слагаемых  $E'(L)$  принимает вид

$$E'(L) = E_0 \left[ -2 \left( \frac{L_0}{L} \right)^2 \ln \left( \frac{e^{1/2} L}{L_0} \right) + \frac{2\alpha}{e^{1/2}} \left( \frac{L_0}{L} \right) \right]. \quad (14)$$

Поведение энергии на единичную площадь в зависимости от размера одного островка  $E'(L)$  определяется управляющим параметром

$$\alpha = \frac{e^{1/2} \lambda L_0}{f_2 \tau^2} (\Delta \Gamma). \quad (15)$$

Физический смысл параметра  $\alpha$  — это отношение изменения поверхностной энергии системы при образовании одного островка,  $(\Delta \Gamma)L^2$  и вклада ребер в энергию упругой релаксации,  $|\Delta \tilde{E}_{\text{elastic}}^{\text{edges}}|$ . Зависимость энергии разреженного массива островков на единицу площади поверхности от размера островка приведена на рис. 3 для различных значений  $\alpha$ . Анализ этой зависимости позволяет установить, имеется ли в системе островков термодинамическая тенденция к коалесценции. Если  $\alpha > 1$ , то минимум энергии  $E'(L)$  соответствует островкам, размер которых стремится к бесконечности. Физически это означает, что при образовании одного островка изменение поверхностной энергии системы положительное и большое. Поэтому энергетически выгодным оказывается объединить все островки в один, т.е. в системе имеется тенденция к коалесценции. Если  $\alpha \leq 1$ , то минимум энергии  $E'(L)$  достигается при некотором оптимальном размере островков. В этом случае при образовании одного островка изменение поверхностной энергии системы либо положительное и малое, либо вообще отрицательное. Тогда объединение всех островков в один не является энергетически выгодным, и в системе отсутствует тенденция к коалесценции.

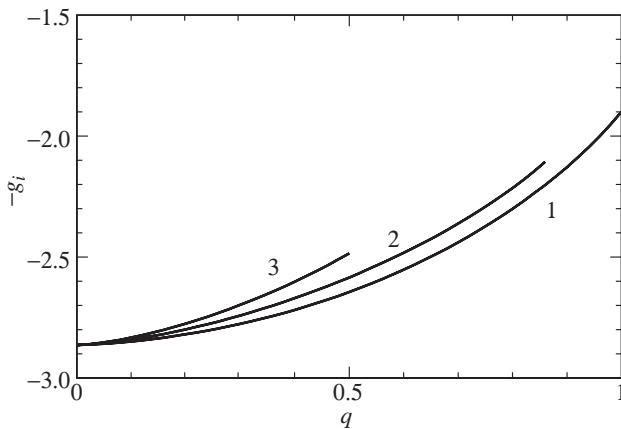


**Рис. 3.** Энергия разреженного массива трехмерных когерентно напряженных островков на единицу площади поверхности в зависимости от размера островка. Параметр  $\alpha$  — отношение изменения поверхностной энергии при образовании островка и вклада ребер островка в энергию упругой релаксации. Если  $\alpha > 1$ , в системе имеется термодинамическая тенденция к коалесценции островков. Если  $\alpha \leq 1$ , существует оптимальный размер островков, и система островков устойчива по отношению к коалесценции.

Следует отметить, что изменение поверхностной энергии при образовании островка ( $\Delta \Gamma$ ) может быть отрицательным даже в том случае, когда плоская поверхность осаждаемого материала сама по себе устойчива относительно спонтанного фасетирования, как, например, (001) поверхность InAs. При возникновении островка появление наклонных граней с площадью, большей, чем площадь основания островка, сопровождается исчезновением не участков плоской поверхности осаждаемого материала, а участков смачивающего слоя, поверхностная энергия которого может быть сильно перенормирована, во-первых, за счет химических связей с подложкой, и, во-вторых, за счет деформационной зависимости поверхностной энергии.

Для плотного массива островков, когда расстояние между островками оказывается сравнимо с размером одного островка, существенным становится их упругое взаимодействие, обусловленное проникновением в подложку неоднородного поля напряжений, создаваемого островками. Главным взаимодействием на больших расстояниях является диполь-дипольное взаимодействие,  $U \approx F(\varphi)/r^3$ , где  $F(\varphi)$  — зависящий от азимутального угла в плоскости множитель, определяемый упругой анизотропией подложки. В отличие от объемного кристалла, в котором взаимодействие упругих включений является знакопеременным в зависимости от направления между включениями [66], взаимодействие между островками на поверхности является отталкиванием при любом направлении между островками, что обеспечивает устойчивость массива островков.





**Рис. 4.** Энергия на единицу площади  $\Delta E_{\text{elastic}}^V + E_{\text{interaction}}$   $= (Q - Q')a\lambda\varepsilon_0^2\vartheta_0(-g_i(q))$  для различных массивов взаимодействующих когерентно напряженных островков в зависимости от доли поверхности  $q$ , покрытой островками. 1 — двумерная квадратная решетка пирамид с векторами примитивных трансляций  $(1,0,0)$  и  $(0,1,0)$ ; 2 — двумерная гексагональная решетка пирамид с векторами примитивных трансляций  $(-\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2}, 0)$  и  $(1,0,0)$  и 3 — двумерная квадратная решетка пирамид в форме "шахматной доски" с векторами примитивных трансляций  $(1, -1, 0)$  и  $(1,1,0)$ . 2 и 3 оканчиваются при максимально возможном покрытии для массива островков заданной симметрии.

Для нахождения взаимного расположения островков на плоскости, обладающего наименьшей энергией, была рассчитана упругая энергия для нескольких различных сверхрешеток островков. На рис. 4 приведены результаты расчета для островков, имеющих форму пирамид с квадратным основанием и малым углом наклона  $\vartheta_0$  граней островков к поверхности (001). На графике отложена зависимость суммы энергии объемной упругой релаксации и энергии взаимодействия островков от доли поверхности  $q$ , покрытой островками,  $\Delta E_{\text{elastic}}^V + E_{\text{interaction}} = (Q - Q')a\lambda\varepsilon_0^2\vartheta_0(-g(q))$ . Здесь  $\lambda = (c_{11} + 2c_{12})^2(c_{11} - c_{12})^3c_{11}^{-3}(c_{11} + c_{12})^{-1}$ , а функции  $(-g(q))$  для различных массивов островков приведены на рис. 4.

Приведенные результаты соответствуют энергии взаимодействующих островков на (001) поверхности упругоанизотропного кубического кристалла. Среди различных массивов островков минимум соответствует двумерной квадратной решетке островков, векторы примитивных трансляций которой направлены по осям наилегчайшего сжатия  $[100]$  и  $[010]$ . Сравнительный расчет, выполненный для островков той же формы, но расположенных на поверхности упругоизотропной среды, показывает, что в этом случае гексагональная сверхрешетка имеет наименьшую энергию. Таким образом, энергетическая выгода квадратной решетки по сравнению с гексагональной объясняется именно упругой анизотропией подложки, а не формой отдельного островка. В работе [60] показывается, что результаты, полученные в приближении малого угла наклона граней островков,

сохраняются и для большого угла наклона, в частности для  $\vartheta_0 = 45^\circ$ , т.е. для экспериментально наблюдаемой формы островков InAs/GaAs(001).

В работе [60] было исследовано влияние взаимодействия между островками на возможность существования оптимального размера островка. Было показано, что при  $\alpha < 0$  минимум энергии, соответствующий конечному размеру островка для разреженного массива, сохраняется и для плотного массива взаимодействующих островков, и тенденция к коалесценции не возникает. Таким образом, теоретическое рассмотрение показало возможность существования равновесного массива островков, имеющих оптимальный размер и упорядоченных в квадратную решетку.

## 2.6. Технология получения и структурные исследования трехмерных островков InAs/GaAs(001).

В работах [53–59] массивы когерентно напряженных островков InAs/GaAs(001) были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Морфология поверхности контролировалась *in situ* дифракцией быстрых электронов. После осаждения фиксированной номинальной толщины InAs структура зарастивалась GaAs, давая систему точек InAs в матрице GaAs, и затем исследовалась методами просвечивающей электронной микроскопии и спектроскопии фотолюминесценции.

Исследование морфологии гетерофазной системы InAs/GaAs(001) дало следующие результаты. После осаждения критической средней толщины InAs(001) (1.6–1.7 монослоев) происходит образование трехмерных островков InAs. Осаждение 2 монослоев InAs приводит к образованию островков малого размера, в основном не проявляющих четкой кристаллографической огранки и обладающих широким распределением по размерам. Увеличение толщины осаждаемого InAs до 4 монослоев приводит к образованию плотного массива островков, имеющих квадратное основание со сторонами, ориентированными по осям  $[100]$  и  $[010]$ , и имеющих длину  $140 \text{ \AA}$ . Исследования методами просвечивающей электронной спектроскопии высокого разрешения при наблюдении в плоскости поверхности и в поперечном сечении показало, что островки InAs имеют форму пирамиды с наклонными гранями (101) и острыми ребрами между гранями. Статистическое исследование взаимного расположения островков показало преимущественное направление между ближайшими соседями вдоль осей  $[100]$  и  $[010]$ .

### 2.6.1. Влияние прерывания роста на образование островков.

Применение прерывания роста после осаждения InAs перед зарастиванием системы островков слоем GaAs приводит к драматическим изменениям морфологии гетерофазной системы по сравнению с немедленно зарастиваемыми образцами [6]. Прерывание роста 40 с (10 с) достаточно, чтобы позволить островкам

достичь размера  $\approx 140 \text{ \AA}$  для 2.5 монослоев (3 монослоев) InAs. При очень долгом прерывании роста (100 с) островки достигают того же размера даже после осаждения 2 монослоев InAs. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что размер островков InAs  $\approx 140 \text{ \AA}$  — это равновесный размер, который может быть достигнут в результате прерывания роста.

**2.6.2. Влияние давления мышьяка на морфологию гетерофазной системы.** Для исследования устойчивости получающегося массива островков по отношению к изменению условий роста была изучена зависимость морфологии гетерофазной системы от давления мышьяка [6]. Осаждение 4 монослоев при температуре  $T = 480^\circ\text{C}$  и стандартном для молекулярно-пучковой эпитаксии давлении мышьяка ( $P_{\text{As}}^0 \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ Тор}$ ) приводит к равновесным точкам с высокой концентрацией ( $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ). Параметры получаемого массива точек не изменяются, когда давление мышьяка меняется на  $\approx 50\%$  вблизи этого значения. Увеличение давления As в 3 раза ( $3 \cdot P_{\text{As}}^0$ ) приводит к драматическим изменениям морфологии системы. Концентрация точек уменьшается, и появляется высокая концентрация больших ( $\approx 500\text{--}1000 \text{ \AA}$ ) кластеров InAs, содержащих дислокации.

Уменьшение давления мышьяка приводит к другому изменению морфологии гетерофазной системы. При давлении мышьяка  $(1/6)P_{\text{As}}^0$  трехмерные островки полностью исчезают, и в системе образуются плоские островки InAs с размерами ( $\approx 1000 \text{ \AA}$ ).

Для исследования характера фазового перехода от трехмерных островков к плоским островкам было осаждено 4 монослоя InAs, затем подача индия была прекращена. Методом *in situ* дифракции быстрых электронов исследовалась морфология поверхности. Было установлено, что данный фазовый переход при малых давлениях мышьяка является обратимым, в то время как переход от когерентных трехмерных островков к крупным кластерам, содержащим дислокации, при повышении давления мышьяка является необратимым.

Все изменения морфологии гетерофазной системы в зависимости от давления мышьяка можно объяснить на основе поверхностных энергий. Известно, что стехиометрия (001) поверхностей полупроводников  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ , находящихся в равновесии с газовой фазой, зависит от давления паров элементов V группы в газовой фазе. Так, изменение давления  $\text{As}_2$  приводит к изменению поверхностной энергии GaAs(001) и даже к изменению поверхностной реконструкции [67]. Естественно ожидать, что поверхностная энергия смачивающего слоя InAs/GaAs(001) также зависит от давления мышьяка. Уменьшение поверхностной энергии смачивающего слоя приводит к увеличению параметра  $\alpha$ , управляющего зависимостью энергии гетерофазной системы от размера островка, и может вызывать переход от режима, в котором имеется оптимальный размер островка, к режиму, в котором имеется тенденция к коалесценции. Экспе-

риментальные данные свидетельствуют, что тенденция к коалесценции возникает при увеличении давления мышьяка от  $P_{\text{As}}^0$  до  $3 \cdot P_{\text{As}}^0$ .

Известно, что при низких давлениях мышьяка In образует сегрегационные слои на поверхности GaAs. Такой слой может рассматриваться как квазижидкая фаза [11–14], поверхностная энергия которой может сильно отличаться от поверхностной энергии кристаллического InAs. Такое изменение поверхностной энергии меняет критическую толщину напряженного слоя, при которой происходит образование трехмерных островков. В работе [68] было экспериментально установлено, что рост InAs на GaAs(001) в условиях избытка In происходит псевдоморфно до толщины 7 монослоев.

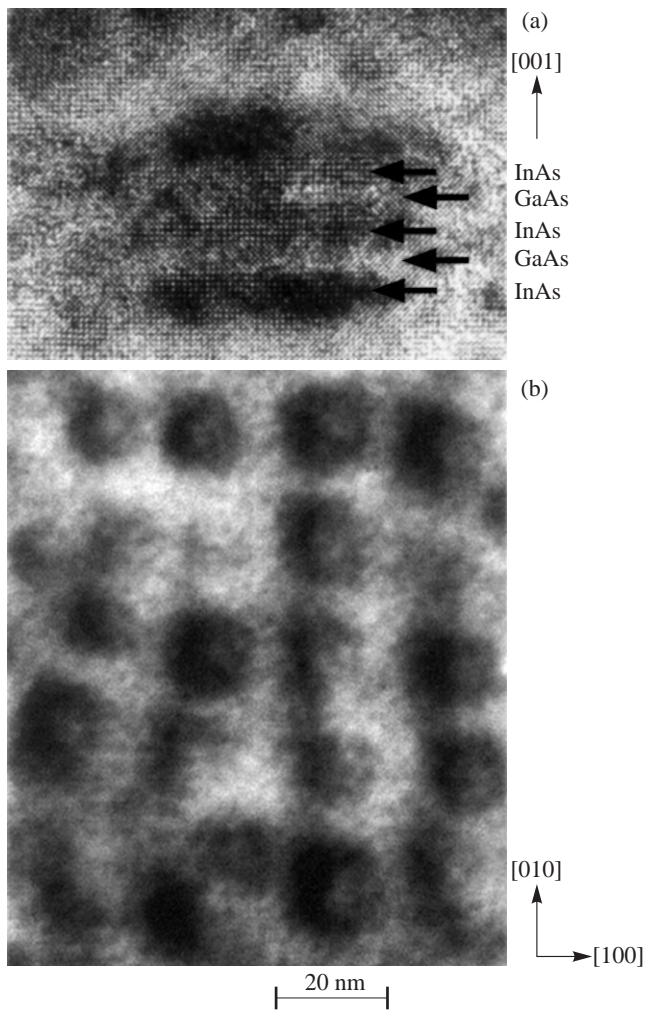
## 2.7. Массивы вертикально связанных квантовых точек

Зарощенные островки (квантовые точки) материала 2 в матрице материала 1 представляют собой когерентные упругие включения, создающие дальнедействующие поля упругих напряжений во всей зарощенной гетерофазной системе. При повторном осаждении материала 2 на зарощенную гетероструктуру возникает принципиально новый режим роста: рост в поле упругих напряжений, созданных зарощенными точками первого слоя. Поскольку в полупроводниках  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  при характерных температурах для МПЭ коэффициенты объемной диффузии атомов основных компонентов на несколько порядков меньше коэффициентов поверхностной диффузии, диффузией в объеме можно пренебречь. Поэтому распределение компонентов гетерофазной системы в объеме зарощенной гетероструктуры ”заморожено”. Это распределение создает статическое поле упругих напряжений, определяющее кинетику поверхностной миграции. Поверхностная миграция состоит из диффузии и дрейфа в поле упругих напряжений.

Подобная кинетика роста в открытой системе исследовалась теоретически в работах [69,70] для эпитаксиального роста твердого раствора. Были установлены критерии усиления флуктуаций состава твердого раствора с толщиной эпитаксиальной пленки, что является начальной стадией процесса самоорганизации структур с периодической модуляцией состава твердого раствора. Было показано, что усиление флуктуаций состава в процессе роста в открытой системе возникает в более широком интервале температур, чем спинодальный распад в условиях равновесия в замкнутой системе.

Если в процессе осаждения материала 2 на структуру с зарощенными точками ввести прерывание роста, то осажденный материал будет стремиться прийти к частичному равновесию, т. е. к равновесной поверхностной морфологии при ”замороженном” распределении материала в объеме гетерофазной структуры.

Ранее было известно [44], что в многослойной системе точек InAs в матрице GaAs точки располагаются коррелированно друг над другом. Однако в этих работах рас-



**Рис. 5.** Электронно-микроскопические изображения вертикально связанных квантовых точек InAs в матрице GaAs.

стояние между слоями точек заметно превышало размер самих точек. В таком случае корреляция в расположении точек не изменяет их электронной структуры.

Чтобы получить возможность управления и оптимизации электронной структуры квантовых точек с целью их применения в оптоэлектронике, была разработана технология получения массивов электронно-связанных квантовых точек [6,71–74]. С этой целью применялось поочередное осаждение InAs и GaAs, причем количество осаждаемого GaAs выбиралось таким образом, чтобы InAs-пирамида была зарослена только частично. Тогда в следующем цикле осаждения точки InAs, вырастающие над точками первого слоя, должны быть электронно связаны с точками первого слоя.

На рис. 5 приведены изображения вертикально связанных квантовых точек InAs в матрице GaAs [6]. Изображения получены методом просвечивающей электронной микроскопии в плоскости поверхности и в поперечном сечении. Рост осуществлялся методом МПЭ при поочередном осаждении  $5.5 \text{ \AA}$  InAs и  $15 \text{ \AA}$  GaAs. Поперечное

сечение структуры показывает, что вертикально связанная квантовая точка состоит из трех областей InAs, разделенных тонкими (3–4 монослоя) областями GaAs.

Размеры верхней части вертикально связанной точки больше, чем размеры нижней части и составляют  $170 \text{ \AA}$ . Изображение в плоскости поверхности показывает, что точки имеют квадратное основание, ориентированное по направлениям [100] и [010]. Гистограмма направлений между данной точкой и ближайшей соседней точкой, построенная в работе [73], демонстрирует преимущественную ориентацию пар ближайших соседей по осям [100] и [010].

Аналогичные результаты при росте вертикально связанных точек методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений были получены в работе [75].

### 3. Электронная структура и оптические свойства

#### 3.1. Общие сведения

Если размер полупроводникового кристалла уменьшен до нескольких десятков или сотен межатомных расстояний в кристалле, то все основные характеристики материала кардинально изменяются вследствие эффектов размерного квантования [76]. Предельный случай размерного квантования реализуется в структурах с пространственным ограничением носителей заряда во всех трех измерениях. Эти так называемые "сверхатомы" или "квантовые точки" дают возможность наиболее кардинальной модификации электронного спектра по сравнению со случаем объемного полупроводника. Согласно теоретическим оценкам, приборы, такие как, например, диодные лазеры, использующие квантовые точки в качестве активной среды, должны обладать существенно лучшими свойствами по сравнению с широко используемыми в настоящее время лазерами на квантовых ямах [77], как то: существенно большим коэффициентом усиления (material gain), уменьшенной пороговой плотностью тока, его полной невосприимчивостью к температуре решетки, лучшими динамическими характеристиками и большими возможностями для контроля за энергией кванта излучательной рекомбинации ("цветом"). Экспериментальное подтверждение указанных преимуществ стало возможным благодаря появлению квантовых точек, удовлетворяющих весьма жестким требованиям к их размеру, форме, однородности и плотности.

#### 3.2. Требования, предъявляемые к квантовым точкам

**3.2.1. Минимальный размер.** Нижний предел для размера КТ определяется размером, при котором хотя бы один электронный уровень существует в КТ. Этот критический размер ( $D_{\min}$ ) существенно зависит от величины разрыва зоны проводимости ( $\Delta E_c$ ) в соответствующем гетеропереходе, используемом для получения КТ. В

сферической квантовой точке хотя бы один электронный уровень существует в том случае, если  $\Delta E_c$  превышает величину [78,74]

$$\Delta E_c^* = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left( \frac{\pi}{D_{\min}} \right)^2 \equiv \Delta E_1^{QW}, \quad (16)$$

где  $m_e^*$  — эффективная масса электрона и  $\Delta E_1^{QW}$  — первый уровень в прямоугольной квантовой яме (КЯ) с бесконечными стенками и шириной  $D_{\min}$ . Предполагая величину разрыва в зоне проводимости порядка 0.3 эВ, типичную для прямозонных КЯ в системе GaAs–Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As, получаем, что диаметр КТ не должен быть меньше 40 Å. Это, вообще говоря, абсолютный нижний предел для размера КТ, так как для КТ даже несколько большего размера энергетическое расстояние между электронным уровнем в КТ и электронным уровнем в материале матрицы будет весьма мало, и при конечных температурах тепловой выброс носителей из КТ может привести к их опустошению. Для системы InAs–AlGaAs величина разрыва зоны проводимости существенно больше, однако электронная масса меньше, и, таким образом, величины  $\Delta E_c m_e^*$  сопоставимы, и критические размеры КТ близки.

**3.2.2. Максимальный размер.** Если расстояние между энергетическими уровнями становится сопоставимым с тепловой ( $kT$ ) энергией, то возрастает заселенность высоких уровней. Для квантовых точек условие, при котором заселением более высоко лежащих уровней можно пренебречь, записывается как [78,74]

$$kT \leq \frac{1}{3} (E_2^{QD} - E_1^{QD}), \quad (17)$$

где  $E_1^{QD}, E_2^{QD}$  — энергии первого и второго уровней размерного квантования соответственно. Это означает, что в случае сферической (или кубической) КТ, преимущества размерного квантования могут быть полностью реализованы если [74]

$$kT \leq E_1^{QW}. \quad (18)$$

Это условие устанавливает верхний предел для размера КТ порядка 120 Å в системе GaAs–AlGaAs и порядка 200 Å для системы InAs–GaAs в связи с существенно меньшей эффективной массой электрона в последнем случае. Эффективное квантование дырки требует еще меньших размеров.

**3.2.3. Структурное совершенство, плотность и однородность.** Для применений в оптоэлектронных приборах КТ не должны содержать дислокаций и точечных дефектов, и все гетерограницы, формирующие КТ, должны обладать низкой скоростью поверхностной рекомбинации. Эти условия делают предпочтительными методы прямого получения КТ. Плотные массивы КТ ( $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) требуются для реализации высокого модального усиления (modal gain) в лазерах. Исключительные преимущества структур с КТ могут быть

реализованы лишь в том случае, если КТ как можно более однородны по форме и размеру. Упорядочение КТ в плоскости подложки и возможность создания периодических решеток из КТ во всех трех измерениях также желательно в ряде случаев.

### 3.3. Формирование упорядоченных массивов квантовых точек и демонстрация электронного спектра КТ, подобного атомному

Попытки изготовления КТ предпринимались посредством локального травления или перемешивания КЯ, роста на профилированных подложках, конденсации в стеклянных матрицах и др. Вместе с тем эти методы не позволили одновременно удовлетворять требованиям пп. 3.2.1–3.2.3 и основным условиям современной полупроводниковой технологии (планарная поверхность, возможность токовой инжекции и т.д.). Напротив, использование эффекта перехода к трехмерному росту, который традиционно рассматривался технологами как крайне нежелательный, привело к прорыву в области прямого получения КТ. Возможность формирования трехмерных островков в широкозонной матрице была продемонстрирована уже в 1985 г. [44], что не привлекло к себе тогда большого внимания, так как перспектива получения однородных по размеру квантовых точек таким методом вызывала большие сомнения, а возникновение макроскопических сильно дефектных кластеров считалось неизбежным [50].

Потребовались значительные экспериментальные и теоретические исследования, уже описанные во второй главе, прежде чем плотные массивы КТ, совершенных в структурном отношении и однородных по размеру и форме, были реализованы практически [53]. На рис. 6 представлен вид с поверхности структуры с InAs квантовыми точками в матрице GaAs. В данной работе было впервые продемонстрировано формирование плотных ( $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) массивов КТ и исследовалось

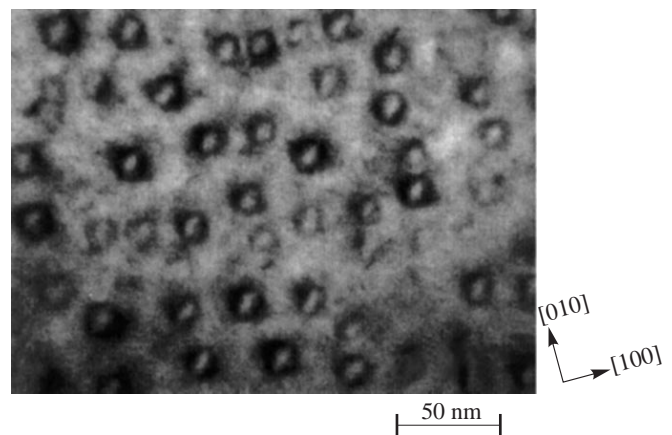
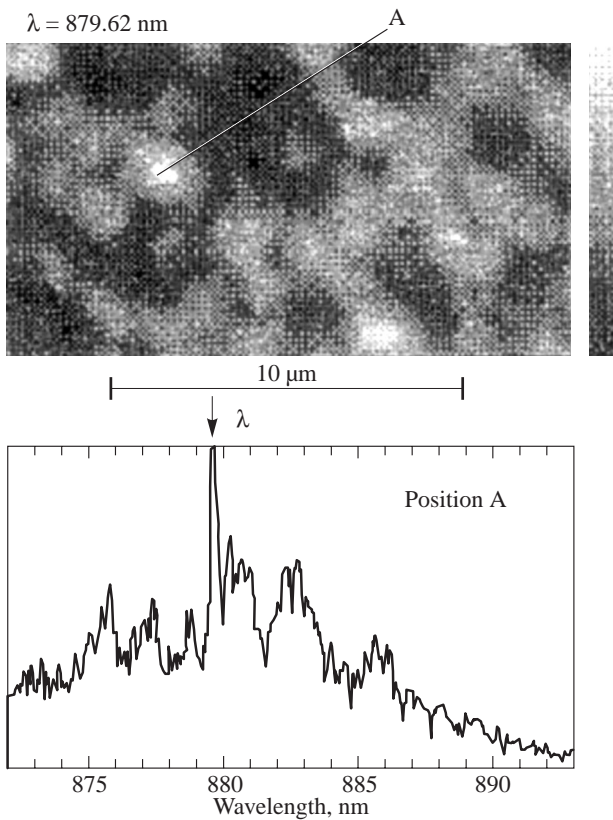


Рис. 6. Изображение КТ InAs в матрице GaAs, полученное просвечивающей электронной микроскопией с поверхности.





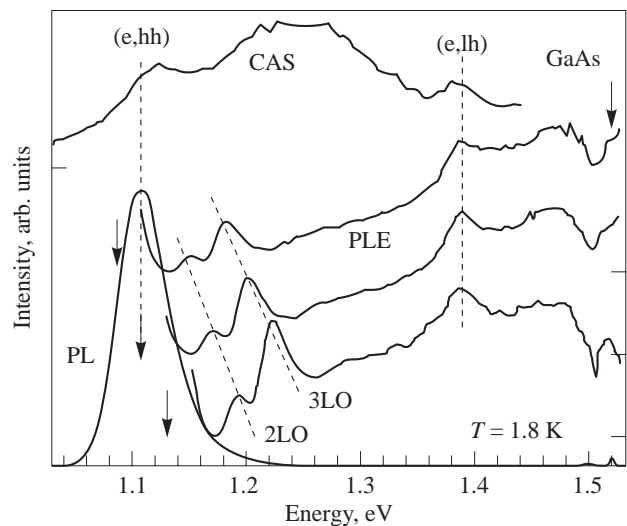
**Рис. 7.** Низкотемпературные (5 К) спектры катодолуминесценции (КЛ) с высоким пространственным разрешением от структуры с КТ InAs в матрице GaAs. Вверху — монохроматическое распределение интенсивности КЛ, внизу — спектр КЛ при возбуждении, сфокусированном в точке А.

влияние параметров роста и состава КТ на их оптические свойства, определены форма и размер КТ. В работах [56,58] построена гистограмма направлений между данной точкой и ближайшей к ней соседней точкой и установлена корреляция в расположении точек, характерная для латерального упорядочения КТ в квадратную решетку с основными осями вдоль направлений [100] и [010].

В работе [53] также исследовались спектры катодолуминесценции КТ с высоким спектральным и латеральным разрешением (см. рис. 7). Было показано, что пик люминесценции от КТ, уширенный за счет флуктуаций формы и размера островков, при возбуждении сфокусированным электронным пучком распадается на набор сверхузких линий от одиночных квантовых точек.

В это же время была опубликована работа французской группы о наблюдении сверхузких линий в наноразмерных мезах, приготовленных из структур с КТ [79]. Следует отметить, что однозначным доказательством подобия электронного спектра квантовой точки электронному спектру атома является независимость ширины линии люминесценции КТ от температуры наблюдения, впервые продемонстрированная в работе [55].

В работе [53] были также впервые сопоставлены спектры поглощения, фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения люминесценции (СВЛ) от образцов с массивами КТ (рис. 8). В данной работе были впервые определены уникальные особенности оптических свойств структур с КТ. Так, было впервые продемонстрировано, что пик поглощения основного состояния КТ совпадает с пиком люминесценции основного состояния КТ. При этом пик основного состояния отсутствует в спектрах возбуждения ФЛ (СВЛ) ансамблей КТ. Этот факт связан с тем, что спектр плотности состояний в КТ подобен атомному и с отсутствием транспорта между соседними КТ. Нами было отмечено, что резонансное возбуждение основного состояния КТ возможно только в том случае, если энергия фотона точно соответствует спектру поглощения КТ. При излучательной рекомбинации КТ испустит фотон с точно такой же энергией, и, таким образом, кванты возбуждения и люминесценции КТ могут быть разделены лишь в экспериментах с временным разрешением. Точки, имеющие одну и ту же энергию основного состояния, могут иметь различные энергии возбужденных состояний из-за флуктуаций формы КТ и неоднородности полей напряжений. Таким образом, в СВЛ ближайшей по энергии к энергии регистрации является особенность, связанная с первым возбужденным состоянием экситона КТ. Данная, уникальная по сравнению со СВЛ структур с КЯ, особенность СВЛ КТ позволяет легко определить наличие в образце КТ чисто оптическими методами, путем сопоставления СВЛ и поглощения (или оптического отражения). В данной работе было также впервые показано, что спектр возбуждения КТ промодулирован с энергией, соответствующей энергии LO-фонона в InAs, что связано с тем, что релаксация в основное состояние КТ осуществляется быстрее, если энергетическое расстояние между основным и возбужденным состоянием



**Рис. 8.** Спектры калориметрического поглощения (CAS), фотолюминесценции (PL) и возбуждения фотолюминесценции (PLE) структур с квантовыми точками InAs в матрице GaAs.

равно кратному числу  $LO$ -фононов, и вероятность безызлучательной рекомбинации в возбужденном состоянии меньше. Вместе с тем большая спектральная ширина модуляции и наличие эффективной релаксации также и для не резонансных экситонов позволили впервые сделать вывод о том, что релаксационные процессы осуществляются весьма быстро и так называемый эффект "бутылочного горла в КТ" [80] не играет значительной роли. Впоследствии нами было показано, что время релаксации в основное состояние не превышает 25–40 пс в зависимости от геометрии КТ и может быть существенно меньше, чем в структурах с квантовыми ямами [74]. Более того, время релаксации может быть уменьшено до 13 пс в структурах со связанными КТ. С другой стороны, следует отметить, что в отличие от структур с квантовыми ямами время заселения основного состояния в КТ соответствует времени опустошения возбужденного состояния КТ, и последнее может быть, таким образом, существенно длиннее времени опустошения верхней подзоны в структурах с КЯ (0.5–1 пс). Данный факт обуславливает большую перспективность использования структур с КТ в источниках излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазона на межуровневых переходах.

### 3.4. Взаимосвязь режимов роста и оптических свойств КТ

**3.4.1. Структуры, полученные при субмонослойном осаждении.** Изменение условий выращивания, состава и количества осажденного материала оказывает драматическое воздействие на оптические свойства КТ. Ширина спектра ФЛ от ансамбля КТ типично изменяется в пределах от 100 до 10 мэВ [6,53,56,58]. Влияние количества осажденного InAs и времени прерывания роста после осаждения на концентрацию и размер КТ и люминесцентные свойства структур было исследовано в работе [6]. Так, было показано, что субмонослойный (СМЛ) рост InAs на GaAs(100) приводит к образованию вытянутых двумерных островков высотой в один монослой, как это было впервые предположено в работе [38] и подтверждено впоследствии независимыми исследованиями при помощи сканирующей туннельной микроскопии [40]. Высокая однородность островков по размерам приводит к появлению в спектре ФЛ узкой линии, с длинноволновой стороны от линии экситонной люминесценции GaAs. Отличительной чертой люминесценции СМЛ внедрений от ФЛ структур со сверхтонкими КЯ является отсутствие уширения линии при увеличении плотности накачки, что является особенностью спектра плотности состояний островков [6].

Оптические свойства структур с СМЛ внедрениями, которые также могут быть интерпретированы как структуры с квантовыми точками, ввиду характерных размеров локализуемых экситон островков, были исследованы в работах [81,82]. Было показано, что одиночное СМЛ внедрение InAs в матрицу GaAs приводит к по-

явлению в спектре оптического отражения (ОО) ярко выраженной особенности, резонансной с линией ФЛ от СМЛ островков. Анализ спектров ОО показал, что сила осциллятора экситона СМЛ внедрения ( $\tau_{tr} \approx 80$  пс) слабо зависит от количества осажденного материала (0.08–0.3 монослоя) [81], что не может быть объяснено в рамках модели узкой квантовой ямы, но согласуется с концепцией массива КТ [83].

Магнитооптические исследования СМЛ структур были проведены в наших работах [82,84]. Было показано, что энергия связи экситона в СМЛ структуре существенно превышает энергию связи экситона в сверхузкой квантовой яме аналогичного среднего состава [82]. Эффективное рассеяние с переворотом спина в СМЛ структурах впервые наблюдалось в работе [84], и нарушение правил отбора по импульсу, необходимое для такого процесса, было интерпретировано как свидетельствующее об эффективной локализации экситона на островках. Были также определены  $g$ -факторы тяжелых и легких дырок и соответствующих экситонов.

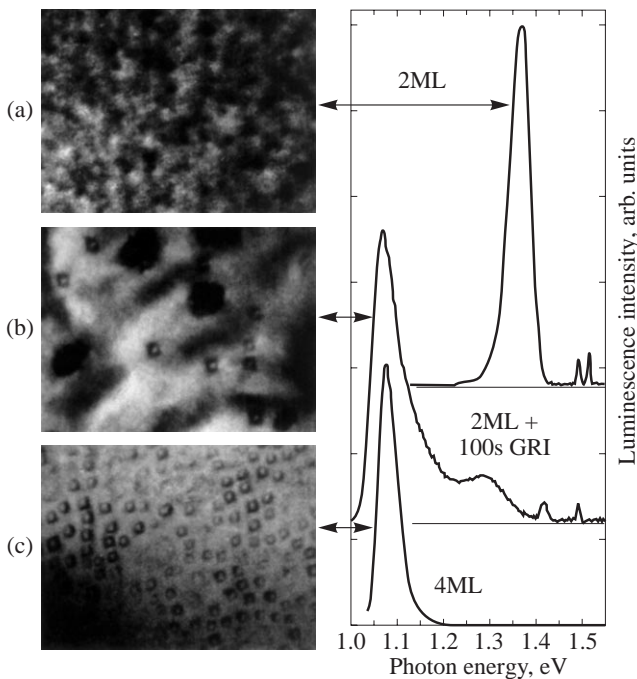
Малая энергия локализации экситона на СМЛ островках, связанная с их малой толщиной, приводит, однако, к эффективному опустошению локализованных состояний с ростом температуры. Для преодоления указанной проблемы концепция СМЛ внедрений была распространена на систему CdSe–ZnSe, где большие эффективные массы носителей заряда, большая энергия связи и малый борковский радиус экситона делают локализацию экситонов на СМЛ островках существенно более эффективной [85,86].

В этой системе была также впервые продемонстрирована большая сила осциллятора, связанная с СМЛ внедрениями в системе широкозонных соединений. Были также изготовлены структуры с набором плоскостей с СМЛ внедрениями и исследованы их свойства. Так, было показано, что в СМЛ сверхрешетках лазерная генерация осуществляется при энергиях, резонансных с основным состоянием экситона [85,86]. В отличие от этого в структурах с КЯ или в объемном материале энергия фотона генерации смещена от экситонного перехода на энергию одного или даже нескольких  $LO$ -фононов в длинноволновую сторону, что обусловлено необходимостью выполнения правила отбора по импульсу (экситоны с заметным импульсом в плоских КЯ, доминирующие при конечных температурах подложки и высоких плотностях возбуждения, не могут рекомбинировать излучательно, так как результирующий фотон должен обладать нулевым импульсом, и дополнительная частица, например фонон, требуется для передачи импульса [87]). Таким образом, локализация экситонов в СМЛ приводит к снятию правил отбора по импульсу и лазерная генерация носит резонансный характер. Комбинация данного факта с большой силой осциллятора экситонного перехода позволила нам выдвинуть концепцию "экситонного волноводного эффекта" и лазера с использованием такого эффекта, в котором отсутствует внешнее оптическое ограничение активной области слоями с меньшим коэффициентом отражения, а волноводный эффект достигается за счет резо-

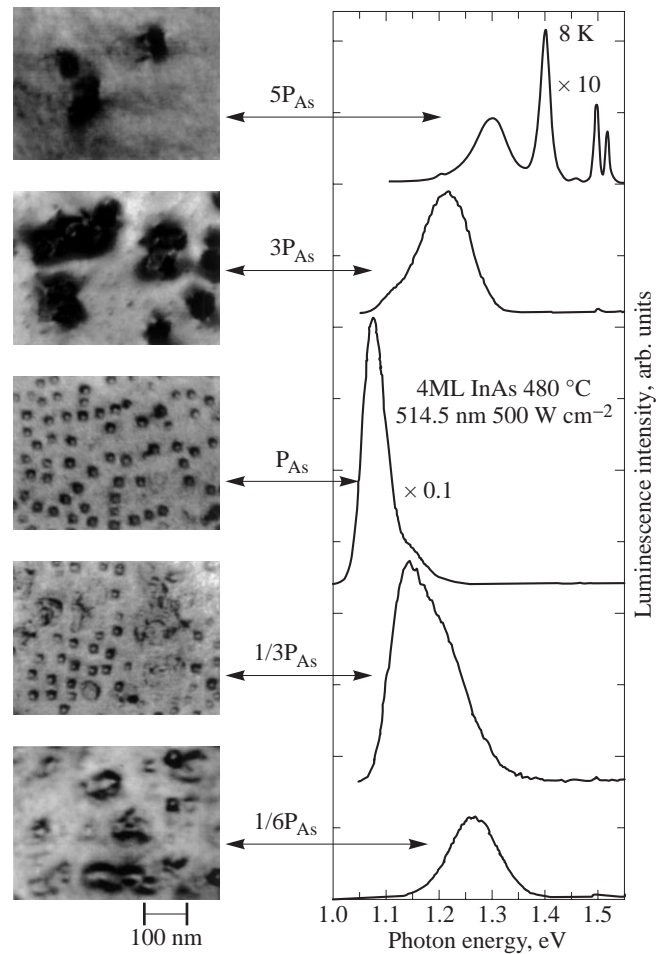


нансной модуляции коэффициента преломления, связанной с экситонным поглощением в СМЛ сверхрешетке и описываемой соотношениями Крамерса–Кронига [88]. В настоящее время с использованием указанной концепции реализованы лазеры со сверхузким буферным слоем, сверхмалой концентрацией CdSe в активной области, работающие без внешнего оптического ограничения материалом с меньшим показателем преломления, в том числе, и при комнатной температуре [89].

**3.4.2. Трехмерные островки: Влияние количества осажденного материала, давления мышьяка и прерываний роста на люминесценцию КТ.** Влияние прерываний роста на ФЛ структур с трехмерными квантовыми точками InAs–GaAs исследовалось в работе [6]. Было показано, что увеличение количества осажденного InAs вплоть до 4 монослоев приводит к смещению линии ФЛ КТ в длинноволновую сторону, что согласуется с увеличением характерного размера КТ, обнаруженного при исследованиях методом электронной микроскопии на просвет. Увеличение средней толщины InAs до величин более 4 монослоев не приводило к дальнейшему сдвигу линии или увеличению размера КТ,



**Рис. 9.** Влияние прерывания роста на структуру и оптические спектры квантовых точек. Электронно-микроскопические изображения с поверхности и спектры фотолюминесценции структур с квантовыми точками InAs в матрице GaAs. Все структуры получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии при температуре 480°C и давлении паров мышьяка  $2 \cdot 10^{-6}$  Тор. *a* — осаждение 2 монослоев InAs, прерывания роста нет; *b* — осаждение 2 монослоев InAs, прерывания роста нет; *c* — осаждение 2 монослоев InAs в режиме субмонослойной эпитаксии (циклы по 0.3 монослоя InAs, разделенные интервалами 100 с.)



**Рис. 10.** Влияние давления мышьяка на структуру и оптические спектры квантовых точек. Электронно-микроскопические изображения с поверхности и спектры фотолюминесценции структур с квантовыми точками InAs в матрице GaAs. Все структуры получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии, количество осажденного InAs — 4 монослоя;  $P_{As}$  — стандартное давление мышьяка  $2 \cdot 10^{-6}$  Тор, при котором формируются когерентно напряженные трехмерные островки (квантовые точки) InAs. Понижение давления мышьяка подавляет формирование КТ и приводит к двумерной структуре с рифленой поверхностью. Повышение давления мышьяка приводит к коалесценции трехмерных островков и образованию больших кластеров InAs, содержащих дислокации.

однако, в структуре появлялись мезоскопические кластеры, содержащие дислокации, и интенсивность ФЛ таких структур была меньше. Данные результаты подтвердили факт наличия "предельного" или "равновесного" размера КТ, следующий из данных электронной микроскопии на просвет [6]. Увеличение времени прерывания роста после осаждения КТ приводит к тому, что при той же средней толщине InAs (2 монослоя) пик ФЛ смещается в длинноволновую сторону, а размер КТ достигает указанного "равновесного" значения (см. рис. 9).

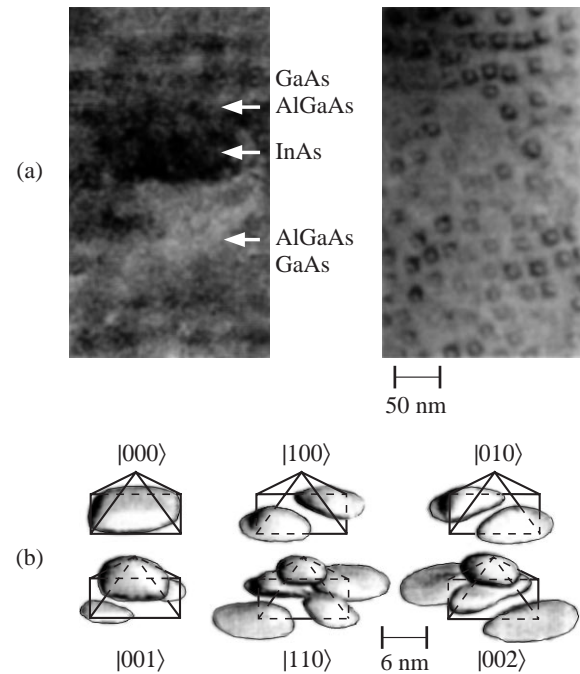
В этой же работе было исследовано влияние давления мышьяка на оптические свойства и размер КТ. Было

показано, что существенное увеличение потока мышьяка при осаждении приводит к деградации люминесцентных свойств и уменьшению характерного размера КТ. При этом электронная микроскопия на просвет свидетельствует о появлении в структуре мезоскопических кластеров InAs, содержащих дислокации. При больших давлениях мышьяка в спектрах ФЛ присутствует лишь линия от смачивающего слоя InAs ( $\sim 1.4$  эВ, 4 К). Напротив, существенное уменьшение потока мышьяка приводит к подавлению образования трехмерных островков и распределение InAs носит квазидвумерный характер с локально образующимися мезоскопическими утолщениями (рис. 10). Образование дислокаций в этом случае не происходит, однако интенсивность ФЛ в этом случае также существенно меньше, а ширина линии ФЛ существенно больше, чем в случае КТ, сформированных при оптимальном давлении мышьяка. Таким образом, режимы роста, приводящие к формированию упорядоченных массивов КТ, являются также и оптимальными для получения наилучших люминесцентных свойств структуры.

### 3.5. Геометрия и спектр электронных состояний КТ

При оптимальных условиях осаждения при  $460^\circ\text{C}$  на поверхности формируются пирамидальные квантовые точки InAs с квадратным основанием ( $\sim 120 \text{ \AA}$ ), с основными осями, ориентированными по направлениям  $\{001\}$ , и высотой  $\sim 60 \text{ \AA}$  [90]. Увеличение температуры подложки до  $480$  и  $520^\circ\text{C}$  приводит к увеличению латерального размера островка до  $140$  и  $180 \text{ \AA}$  соответственно [6]. При этом высота КТ уменьшается. Детальный анализ структурных свойств КТ был выполнен в оригинальных работах [57,91,92]. Так, на основе модельных расчетов методами молекулярной динамики было показано, что адекватное изображение КТ в просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения в поперечном сечении может быть получено только при условии оптимальной дефокусировки, при толщине пленки не более двух латеральных размеров КТ и при условии, что КТ целиком захвачена пленкой [91,92]. В противном случае пирамидальная квантовая точка выглядит усеченной и ее реальный размер может быть как занижен, так и завышен полями напряжений в матрице, обусловленными КТ. В электронно-микроскопических изображениях на просвет (не высокого разрешения) изображения пирамидальных КТ всегда имеют форму "линз" или "усеченных пирамид" вне зависимости от условий визуализации [92].

Детальные теоретические расчеты полей напряжений и электронной структуры пирамидальной КТ с учетом пьезоэлектрических и экситонных эффектов, выполненные в наших работах [93–95], и сопоставление этих расчетов с экспериментальными данными показали, что один электронный, но несколько дырочных уровней существует в пирамидальной КТ с латеральным размером



**Рис. 11.** Электронно-микроскопические изображения квантовых точек InAs в матрице GaAs: изображение в поперечном сечении (вверху слева), изображение с поверхности (вверху справа). Волновые функции дырок в этих квантовых точках (внизу).

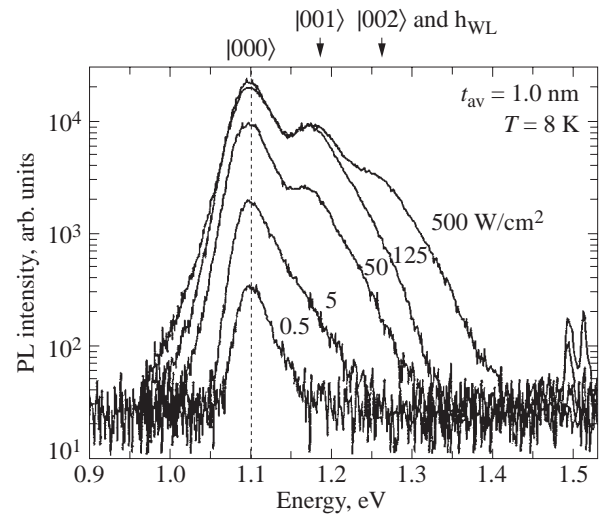
12 нм. Только  $|3/2, 3/2\rangle$  дырочные состояния вносят вклад в спектр локализованных состояний дырки.

На рис. 11 (верхняя часть) из работы [90] представлено изображение InAs–GaAs КТ, полученное методом электронной микроскопии на просвет в поперечном сечении (слева) и с поверхности образца (справа). На рис. 11 (нижняя часть) представлены изображения волновой функции основного и возбужденных дырочных состояний в пирамидальной КТ с латеральным размером 12 нм рассчитанные в [93–95].

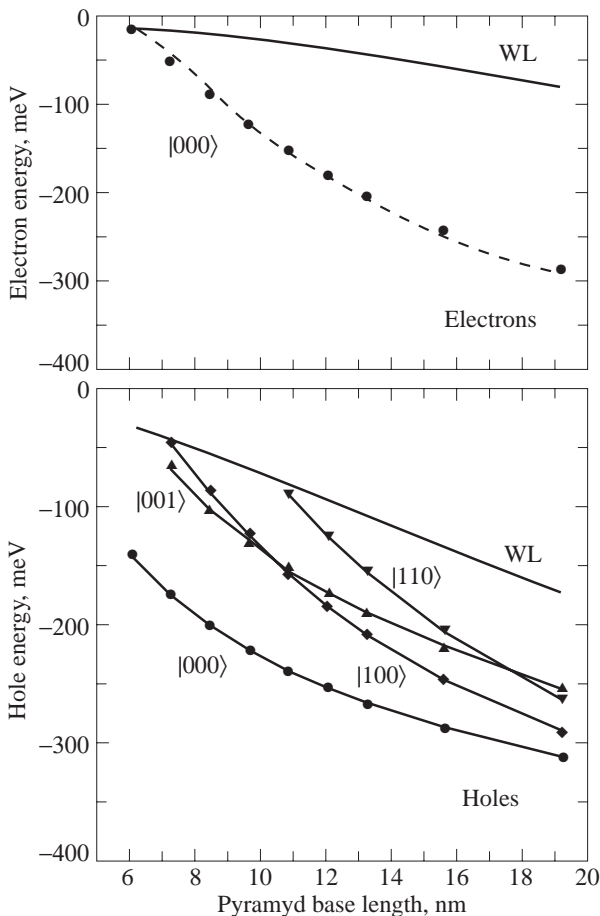
На рис. 12 [6] представлена зависимость энергии основного состояния электрона и основного и возбужденных состояний дырки, как функция размера основания пирамиды. Основное состояние дырки имеет перекрытие волновых функций с основным состоянием электрона  $\sim 88\%$ . В отличие от кубической или сферической квантовой точки значительное перекрытие волновых функций с основным электронным состоянием порядка 34% ( $11\%$ ) имеют также возбужденные дырочные состояния  $|001\rangle$  ( $|002\rangle$ ), образуя таким образом разрешенный переход. Небольшое конечное перекрытие волновых функций основного состояния электрона  $|001\rangle$  с дырочными состояниями  $|010\rangle$  ( $0.5\%$ ) и  $|110\rangle$  ( $2.5\%$ ) связано с пьезоэлектрическими эффектами у боковых ребер пирамид типа  $\{112\}$ . Энергия связи экситона в КТ близка к  $20$  мэВ, т.е. более чем на порядок величины превышает энергию связи экситона в объемном InAs.

Спектры фотолюминесценции КТ InAs с основанием  $120 \text{ \AA}$  в матрице GaAs представлены на рис. 13. В спектрах доминирует полоса основного состояния экситона КТ, имеющая полную ширину на половине высоты  $\sim 40\text{--}50 \text{ мЭВ}$ . Интенсивность ФЛ этой полосы насыщается при больших плотностях возбуждения, и в спектре появляются линии, связанные с возбужденными дырочными состояниями  $|001\rangle$  и  $|002\rangle$ . Все три пика, а также особенность, связанная с переходом, обусловленным смачивающим слоем InAs, наблюдаются также в спектре калориметрического поглощения. Рассчитанные положения соответствующих переходов показаны стрелками. Ширина пика основного состояния ( $40 \text{ мЭВ}$ ) примерно соответствует изменению латерального размера КТ на  $1 \text{ нм}$ , как это следует из рис. 12. Последний факт свидетельствует о том, что средняя флуктуация характерного латерального размера КТ не превышает 2 монослоев.

Возбужденные состояния к КТ появляются только при больших плотностях возбуждения, когда основное



**Рис. 13.** Зависимости спектров фотолюминесценции квантовых точек InAs в матрице GaAs от мощности возбуждения. При малых мощностях доминирует полоса основного состояния экситона. При больших мощностях интенсивность этой полосы насыщается и в спектре появляются линии, связанные с возбужденными состояниями экситона с участием тяжелой дырки.

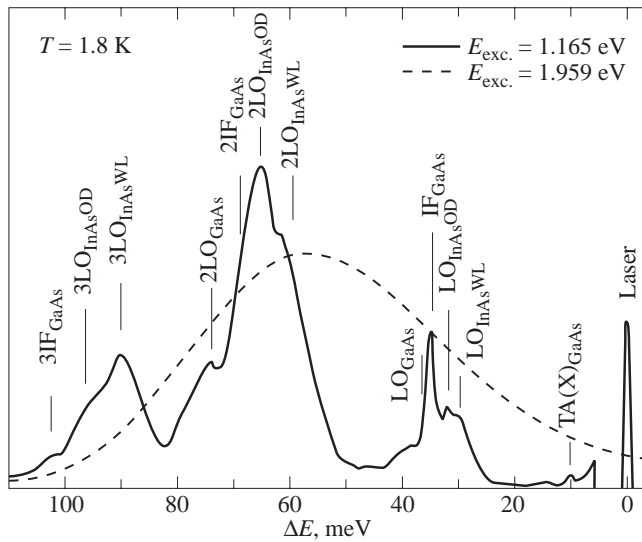


**Рис. 12.** Энергии основного состояния электрона, основного и возбужденных состояний дырки в квантовой точке InAs, имеющей форму пирамиды с квадратным основанием в плоскости  $(001)$  и боковыми гранями  $\langle 101 \rangle$  и находящейся в матрице GaAs. Энергии приведены в зависимости от длины основания пирамиды.

состояние КТ насыщено. Этот факт свидетельствует о том, что релаксация экситона в основное состояние осуществляется очень быстро. При этом время захвата в КТ было оценено в работе [90] как меньшее или близкое к  $1 \text{ пс}$ , а время межуровневой релаксации было оценено как  $25\text{--}40 \text{ пс}$  [74] (в зависимости от наличия или отсутствия резонанса с кратным числом  $LO$ -фононов соответственно). Время излучательной рекомбинации экситона в основном состоянии соответствует примерно  $1.5 \text{ нс}$  и слабо зависит от размера КТ [6,74].

### 3.6. Фононный спектр и резонансная люминесценция КТ

На рис. 14 приведены спектры ФЛ структуры с квантовыми точками при резонансном возбуждении, с энергией кванта  $1.165 \text{ эВ}$ , в возбужденное состояние экситона в КТ [6,96]. Для сравнения приведен также спектр ФЛ при нерезонансном возбуждении с энергией кванта, большей ширины запрещенной зоны матрицы (GaAs). Из рисунка видно, что при резонансном возбуждении спектр ФЛ разбивается на серию относительно узких линий, где спектральное распределение интенсивности линий примерно соответствует спектру ФЛ при нерезонансном возбуждении. Энергии наблюдаемых пиков согласуются с кратным числом GaAs- и InAs-обусловленных  $LO$ -фононов и их комбинациями, включая  $LO$ -фононы объема GaAs ( $36.6 \text{ мЭВ}$ ), интерфейсные моды ( $34 \text{ мЭВ}$ ), фононы смачивающего слоя InAs ( $29.5 \text{ мЭВ}$ ) и фононы КТ InAs ( $31.9 \text{ мЭВ}$ ). Если энергия возбуждающего кванта возрастает, линии резонансной ФЛ следуют за энергией



**Рис. 14.** Спектры фотолюминесценции квантовых точек InAs в матрице GaAs при резонансном (сплошная линия) и нерезонансном (пунктирная линия) возбуждении. Обозначение  $\Delta E$  введено для величины  $(1165 \text{ мэВ} - E)$ , где  $E$  — энергия излучения в (мэВ).

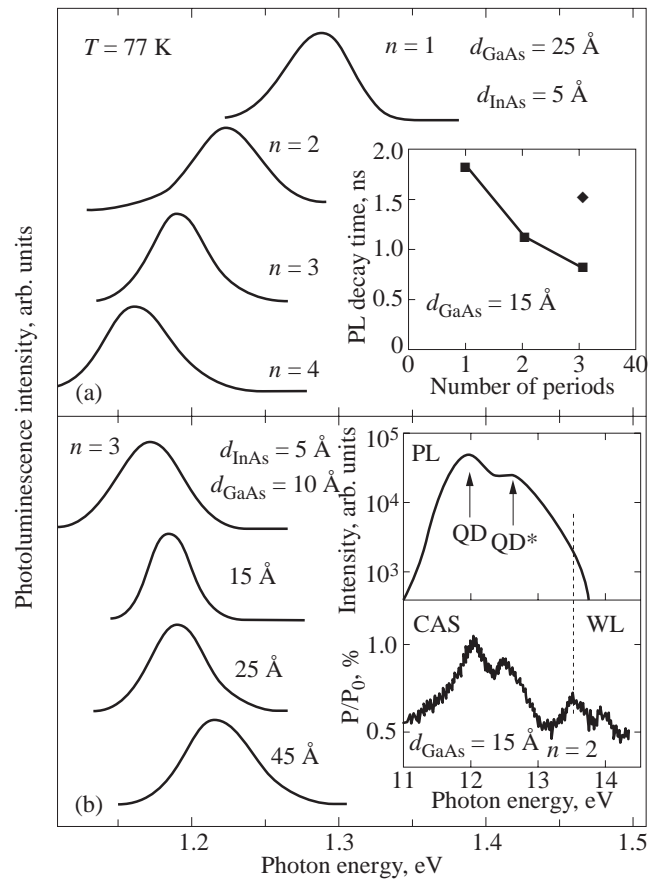
возбуждающего кванта, уширяются и в конечном итоге спектр становится близким к спектру ФЛ при нерезонансном возбуждении.

Аналогичная структура выявляется в спектре возбуждения ФЛ КТ, причем фононы КТ InAs играют доминирующую роль, что согласуется с тем фактором, что как основное, так и возбужденное состояние КТ в основном локализованы внутри КТ, и только относительно небольшие хвосты волновой функции проникают в матрицу GaAs. Следует также отметить, что энергия InAs LO-фонона в КТ (31.9 мэВ) превышает энергию LO-фонона в объемном InAs (29.9 мэВ). Этот факт согласуется с теоретическими расчетами распределения напряжений в когерентной InAs КТ и вычисленной на основе учета этих напряжений энергии фонона КТ (32.1 мэВ). Как уже отмечалось, модуляция спектров ФЛ и возбуждения ФЛ с частотой, соответствующей целому числу LO-фононов, отражает более эффективную релаксацию носителей в основное состояние КТ в случае соответствующего резонанса [53] и, следовательно, меньшую роль безызлучательной рекомбинации в возбужденном состоянии. Большая ширина фоновых линий свидетельствует о заметной роли многофононных механизмов релаксации с участием акустических фононов [6,53,96].

### 3.7. Люминесценция вертикально связанных КТ

Люминесцентные свойства вертикально связанных КТ исследовались в работах [71–75]. Увеличение числа циклов осаждения КТ ( $n$ ) приводило к длинноволновому сдвигу как линии ФЛ, так и резонансного с нею пика в

спектре калориметрического поглощения. Эффект был наиболее выражен при малых номинальных толщинах разделяющей прослойки GaAs (рис. 15). Увеличение толщины  $d_{\text{GaAs}}$  при том же числе циклов приводило к коротковолновому сдвигу линии КТ. Было также показано, что увеличение числа циклов осаждения уменьшает время жизни излучательной рекомбинации в КТ. Таким образом, было впервые продемонстрировано формирование нового квантово-механического объекта, а именно, туннельно-связанных квантовых точек, обладающих свойствами, существенно отличающимися от свойств изолированных КТ. Методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) вертикально связанные квантовые точки были впервые получены в работе [75].



**Рис. 15.** Спектры фотолюминесценции вертикально связанных квантовых точек (ВСКТ) InAs с различным числом циклов осаждения ( $n$ ) и различной толщиной разделяющего слоя GaAs. *a* — спектры при одинаковых для каждого цикла толщинах осажденных InAs и GaAs и при различном числе циклов осаждения ( $n$ ). Время спада ФЛ как функция  $n$  показано на вставке справа сверху. Ромб показывает время для  $d_{\text{GaAs}} = 45 \text{ \AA}$ . *b* — спектры ФЛ при одинаковом числе циклов осаждения ( $n = 3$ ), одинаковой толщине осаждения InAs и различных толщинах разделяющего слоя GaAs. Спектр ФЛ структуры с  $d_{\text{GaAs}} = 15 \text{ \AA}$  и числом циклов осаждения  $n = 2$  при мощности возбуждения  $500 \text{ Вт/см}^2$  и спектр калориметрического поглощения структуры показаны на вставке справа внизу.



### 3.8. Люминесценция КТ второго рода

Квантовые точки второго рода были впервые получены в работе [97] в системе GaSb–GaAs. Ранее было показано [98,99], что в квантовых ямах, полученных в данной системе, дырки локализируются в областях GaSb, в то время как для электронов области GaSb представляют собой потенциальный барьер. КТ GaSb–GaAs были нами получены при осаждении слоя GaSb со средней толщиной порядка 3.5 монослоев. Образование КТ приводило к появлению, в дополнение к линии люминесценции смачивающего слоя, линии, сдвинутой в длинноволновую область спектра. Исследование образцов методом электронной микроскопии на просвет позволило определить характерный размер квантовых точек GaSb, который составил  $\sim 20\text{--}30$  нм. В отличие от квантовых точек InAs на подложках GaAs точки GaSb имели прямоугольное, а не квадратное основание [97]. В системе квантовых точек второго рода только дырка квантована в слое GaSb, в то время как электрон пространственно отделен от дырки потенциальным барьером в зоне проводимости и удерживается вблизи дырки лишь кулоновским взаимодействием. Увеличение плотности возбуждения увеличивает положительный заряд КТ и обуславливает возрастание дипольного момента между локализованными дырками и электронным облаком вокруг КТ, а также приводит к коротковолновому сдвигу линии ФЛ КТ [97].

## 4. Инжекционные лазеры на квантовых точках

### 4.1. Основные преимущества лазера на квантовых точках

Преимущества лазера на квантовых точках по сравнению с лазером на квантовых ямах можно условно разделить на физические и технологические. Физические преимущества обусловлены в основном  $\delta$ -образным спектром плотности состояний и гигантской силой осциллятора оптических переходов на единицу объема КТ, обусловленную эффективным перекрытием волновых функций электрона и дырки из-за их пространственной локализации. К таким преимуществам относятся сверхвысокую температурную стабильность пороговой плотности тока [77,100], гигантские коэффициенты максимального удельного усиления материала (material gain) и максимального дифференциального усиления материала (differential gain), на два-три порядка превышающие аналогичные значения для лазера на квантовых ямах [101–104]. К преимуществам лазеров на КТ можно также отнести малое время заселения основного состояния и, соответственно, высокие рабочие частоты. К технологическим преимуществам можно отнести отсутствие или подавление диффузии неравновесных носителей, что приводит к уменьшенному растеканию

неравновесных носителей из области полоска, подавлению безызлучательной рекомбинации на точечных и протяженных дефектах и, соответственно, подавлению эффекта роста дислокаций, а также подавлению эффекта перегрева зеркал за счет поверхностной рекомбинации. Кроме того, упорядоченный массив квантовых точек, расположенный в оптическом волноводе, может приводить к распределенной обратной связи и одномодовой генерации. В случае вертикально излучающих лазеров имеется принципиальная возможность создания лазера на одной квантовой точке, что позволяет избежать неоднородного уширения, характерного для ансамбля квантовых точек, и полностью реализовать преимущества трехмерного квантования. Рабочие характеристики лазеров на КТ, полученных различными методами, исследовались в работах [100–113].

### 4.2. Характеристики лазеров на квантовых точках

В работе [100] исследовались характеристики лазера, содержащего одиночную плоскость с квантовыми точками InGaAs в активной области. При низких температурах лазерная генерация начинается при энергиях, близких к максимуму пика фотолюминесценции, указывая на то, что за лазерную генерацию ответственны переходы через основное состояние квантовых точек. С повышением температуры пороговая плотность тока практически не изменялась, сохраняя свое значение  $80 \text{ А/см}^2$  до температур порядка 180 К. Если аппроксимировать температурную зависимость пороговой плотности тока выражением вида  $J = J_0 \exp(-T/T_0)$ , то в этом температурном диапазоне  $T_0 = 380 \text{ К}$ , что выше теоретического предела для лазеров на квантовых ямах. При этом длина волны генерации находится вблизи максимума пика ФЛ и ЭЛ при слабом уровне возбуждения. При повышении температуры свыше 180 К пороговая плотность тока начинала расти, что совпадает с уменьшением интегральной интенсивности фотолюминесценции с энергией активации  $\sim 80\text{--}90$  мэВ. Данная величина хорошо согласуется с энергией локализации дырок в квантовых точках и указывает на то, что причиной роста пороговой плотности тока является недостаток усиления, связанный с термическим выбросом носителей из квантовых точек. Эффект насыщения усиления сопровождается сдвигом длины волны генерации в коротковолновую сторону, соответствующую области излучения возбужденных состояний квантовых точек и смачивающего слоя InGaAs.

Таким образом, инжекционные лазеры на квантовых точках демонстрируют низкие значения пороговой плотности тока и рекордную температурную стабильность при низких температурах в соответствии с теоретическими предсказаниями. Однако недостаточная энергия локализации носителей приводит к сильной температурной зависимости пороговой плотности тока при температурах вблизи комнатной.

### 4.3. Усиление в лазерах на квантовых точках

Возможность реализации инжекционного лазера на квантовых точках в существенной степени зависит от соотношения между усилением излучения из квантовых точек и оптическими потерями в структуре. В случае инжекционного лазера на квантовой яме, типичная ширина которой составляет  $\sim 100 \text{ \AA}$ , фактор оптического ограничения (пропорциональный интегралу перекрытия между волновой функцией электрона и световой волной) составляет порядка 0.03. В случае уменьшения толщины ямы до  $10\text{--}30 \text{ \AA}$  данный коэффициент существенно не уменьшается из-за проникновения волновой функции в барьеры. Следует отметить, что усиление в лазерах на квантовых ямах мало, и низкие пороговые плотности тока могут быть реализованы только для больших длин резонатора, когда удается в существенной степени уменьшить влияние потерь на вывод излучения, или в четырехсклоотых образцах [114–116]. В случае массива квантовых точек волновая функция основного состояния полностью локализована внутри квантовой точки. Даже в случае плотного массива островков только примерно 2 монослоя InAs преобразуются в квантовые точки, что соответствует  $\sim 6 \text{ \AA}$  усредненному по площади поверхности экситонному объему, вследствие чего фактор оптического ограничения очень мал [6,101]. Тем не менее реализация инжекционного лазера на квантовых точках оказалась возможной вследствие гигантского возрастания "удельного усиления" в соответствии с теоретическими оценками.

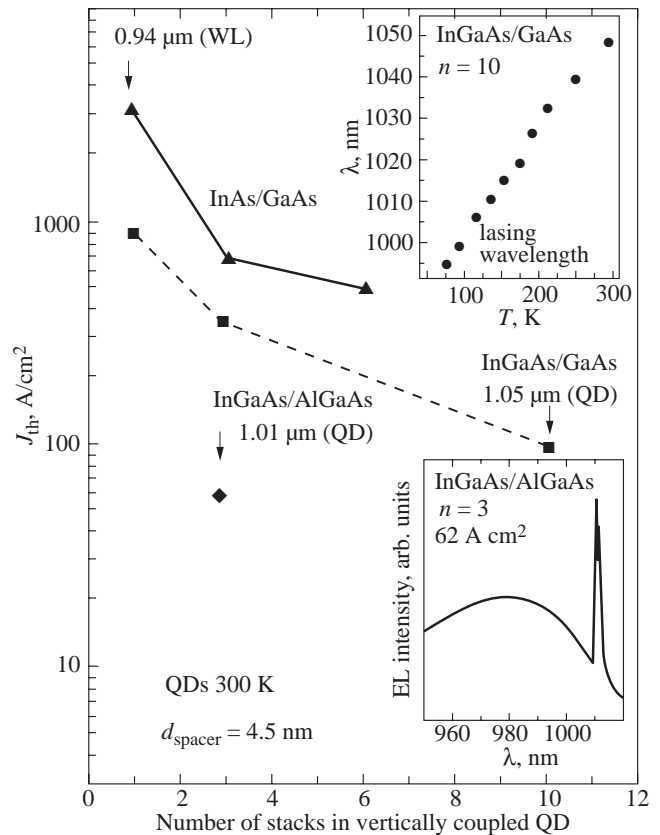
Удельное усиление было непосредственно определено из условия равенства усиления и потерь на пороге генерации [72,101]. Внутренние потери измерялись из зависимостей пороговой плотности тока от длины резонатора и дифференциальной эффективности от потерь на выход. Фактор оптического ограничения оценивался исходя из известных данных электронной микроскопии геометрических размеров точек. Полученное значение максимального "удельного усиления" составляет  $1.5 \times 10^{-5} \text{ см}^{-1}$  [101], что более чем на порядок превосходит значение для лазеров на квантовых ямах. Вследствие линейной зависимости между усилением и током, дифференциальное усиление в лазерах на квантовых точках возрастает также более чем на 3 порядка [101] по отношению к лазерам на квантовых ямах и достигает величин порядка  $10^{-12} \text{ см}^2$ .

Возрастание усиления является прямым следствием размерного квантования в квантовых точках. Последнее уменьшает число состояний, которое необходимо заполнить для достижения определенного усиления. Основными факторами, снижающими усиление при определенной плотности тока, являются тепловой выброс носителей из квантовых точек и утечки через безызлучательную рекомбинацию в материале барьера.

### 4.4. Лазеры на вертикально связанных квантовых точках

Ухудшение характеристик лазера на квантовых точках при температурах выше  $150\text{--}180 \text{ K}$  обусловлено недостаточным усилением. Для увеличения усиления необходимо либо повысить однородность массива квантовых точек, что в принципе может быть достигнуто путем оптимизации режимов выращивания, либо путем увеличения концентрации точек, что достигается путем использования вертикально связанных квантовых точек (ВСКТ) [71–74]. Преимущество вертикально связанных КТ это — наряду с большим коэффициентом оптического ограничения, возможность более быстрой релаксации носителей в основное состояние [102], меньшее время излучательной рекомбинации [73] и возможность эффективного туннелирования электронов и дырок между точками в соседних рядах, которая отсутствует в случае рядов изолированных КТ.

Экспериментально было показано, что лазеры на вертикально связанных квантовых точках демонстрируют гораздо большее оптическое усиление, а насыщение усиления в них отсутствует вплоть до коротких длин резонатора [71–74]. Они демонстрируют генерацию



**Рис. 16.** Зависимость плотности порогового тока от циклов осаждения InAs или InGaAs для инжекционного лазера на вертикально связанных квантовых точках. Длина волны лазерного излучения в зависимости от температуры приведена на вставке справа вверху. Спектр излучения представлен на вставке справа внизу.



через основное состояние квантовых точек до комнатной температуры, и длина волны генерации следует за температурной зависимостью ширины запрещенной зоны GaAs. Было также показано, что пороговая плотность тока резко уменьшается до величин порядка  $90 \text{ А/см}^2$  (300 К) при увеличении числа циклов складирования до 10 [72–74] (рис. 16). Данный эффект обусловлен увеличением усиления вследствие роста фактора оптического ограничения. Дифференциальная эффективность также возрастает с увеличением  $N$ , достигая 50% при  $N = 10$ . Невысокие значения дифференциальной эффективности обусловлены низкой величиной внутренней квантовой эффективности (0.5), что означает, что существенная часть носителей рекомбинирует безызлучательно, наиболее вероятно в GaAs, покрывающем квантовые точки, который осаждается при низкой температуре  $480^\circ\text{С}$ .

#### 4.5. Влияние материала матрицы на характеристики инжекционных лазеров на КТ

Как уже отмечалось, одним из основных механизмов, приводящих к увеличению пороговой плотности тока при повышенных температурах в лазерах на основе КТ, является термический выброс носителей из состояний КТ в состояния смачивающего слоя и матрицы. Дальнейшее снижение пороговой плотности тока в лазерах было достигнуто путем использования AlGaAs вместо GaAs в качестве материала матрицы для вертикально связанных квантовых точек [73,74]. В этом случае увеличивается высота барьера, в то время как волновая функция носителей в КТ претерпевает несущественные изменения, что приводит к увеличению энергетического зазора между уровнями квантовых точек и уровнями смачивающего слоя и барьера. Вследствие этого происходит дальнейшее увеличение усиления за счет подавления температурного выброса носителей из квантовых точек благодаря увеличению энергии локализации. Проблема качества слоев AlGaAs, осаждаемых при низкой температуре, во время формирования вертикально связанных квантовых точек решается путем эффективного отжига точечных дефектов во время выращивания верхнего эмиттера лазерной структуры при  $700^\circ\text{С}$ . Таким образом, применение AlGaAs спейсеров в сочетании с выращиванием эмиттеров лазерной структуры при  $700^\circ\text{С}$  позволило получить пороговую плотность тока при комнатной температуре  $60 \text{ А/см}^2$  [73] (рис. 16) и дифференциальную эффективность более 70%. Указанное улучшение характеристик дало возможность реализовать непрерывный режим работы лазера на квантовых точках при комнатной температуре с выходной мощностью 1 Вт [117] и более. Было показано, что режим генерации через состояния квантовых точек сохраняется до величин тока накачки в 7–8 раз превышающих пороговые. Полученный результат показывает, что на основе квантовых точек могут быть созданы мощные полупроводниковые лазеры, по своим характеристикам не уступающие лазерам на квантовых ямах.

Было обнаружено, что в области низких температур (77–150 К) в низкопороговых лазерах на основе ВСКТ наблюдается уменьшение пороговой плотности тока с увеличением температуры наблюдения, т.е. лазер имеет отрицательную характеристическую температуру  $T_0$ . Подобное поведение не может быть объяснено в рамках квазиравновесного распределения носителей, описываемого функцией Ферми. Была предложена модель [118], в которой в качестве причины появления участка отрицательной  $T_0$  рассматривается отсутствие квазиравновесного заселения состояний КТ при низких температурах.

В самом деле, условием достижения квазиравновесного распределения является малое время термического выброса носителей из КТ по сравнению со временем излучательной рекомбинации в КТ. Выброс носителей сильно подавлен при низких температурах. Таким образом, существует некоторая граничная температура ( $T_b$ ), разделяющая области равновесного ( $T > T_b$ ) и неравновесного ( $T < T_b$ ) заселения состояний КТ. В последнем случае заселение состояний КТ определяется вероятностью захвата электрона (дырки), которая приблизительно одинакова для точек разного размера. Следовательно, неравновесное распределение характеризуется более широким спектром заселенных состояний и меньшим максимальным коэффициентом усиления при одинаковом уровне инжекции по сравнению с распределением Ферми. Таким образом, когда температура наблюдения проходит через граничную температуру  $T_b$ , пороговая плотность тока и полуширина линии люминесценции должны уменьшаться. Это является причиной наблюдаемой отрицательной характеристической температуры в лазерах на основе КТ в области низких температур.

Величина граничной температуры  $T_b$  увеличивается при увеличении энергии локализации носителей в КТ в случае использования в качестве матрицы более широкозонного материала. Это объясняет тот факт, что область отрицательной  $T_0$  более явно выражена при использовании ВСКТ в матрице AlGaAs по сравнению со случаем GaAs.

#### 4.6. Динамика лазеров на КТ

Хорошие динамические характеристики лазера на КТ следуют из малых времен релаксации носителей в основном состоянии и больших коэффициентов дифференциального усиления [101,119]. Прямые измерения частоты отсечки лазера на КТ дают величину порядка 10 ГГц [102].

Другой важный аспект, характеризующий работу лазера при высоких частотах, — это фактор спектрального уширения линии генерации. Всякий пик поглощения или усиления обуславливает модуляцию коэффициента преломления вблизи энергии соответствующего резонанса согласно соотношениям Крамерса–Кронига. Таким образом, длина волны фотона в кристалле может изменяться за время импульса тока накачки. Этот эффект описывается фактором спектрального уширения линии ( $\alpha$ ). В

случае структур с квантовыми ямами форма спектра поглощения или усиления является сильно асимметричной, что обуславливает большую величину  $\alpha$  (от единицы до двух). Напротив, в случае структур с квантовыми точками спектр поглощения и усиления более симметричен и имеет гауссову форму. Таким образом, производная по энергии и, соответственно, изменение коэффициента преломления в области максимума поглощения или усиления равны нулю. Экспериментально измеренные величины  $\alpha$  составляют  $\sim 0.5$ , что связано с конечным вкладом возбужденных состояний КТ в спектр усиления вблизи порога генерации, обуславливающим некоторую асимметричность профиля коэффициента усиления [102].

#### 4.7. Механизмы усиления

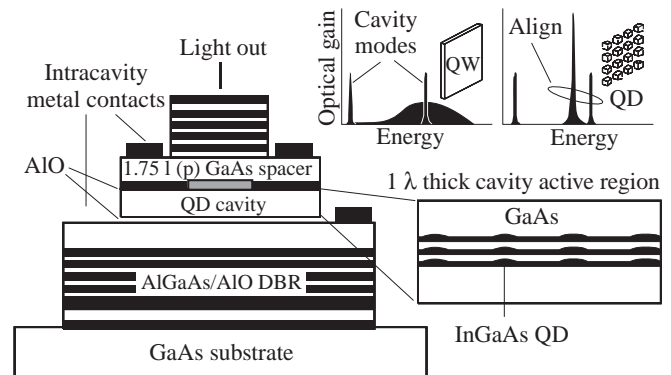
Условие прозрачности в КТ реализуется тогда, когда КТ захватывает один экситон. В этом случае вероятности излучить или поглотить квант света с образованием биэкситона равны [20]. Следует, однако, отметить, что, в общем случае, энергии экситонного и биэкситонного состояния в КТ различны, и заселение КТ одним экситоном может приводить одновременно к появлению линии экситонного усиления и линии биэкситонного поглощения. Если неоднородное уширение линий меньше, чем энергетическая разность между энергиями экситона и биэкситона в КТ, то возможен чисто экситонный механизм усиления. Следует также отметить важность вклада заряженных экситонов в спектр усиления [120].

Если возможность транспорта носителей между соседними КТ отсутствует (что типично при низких температурах), тогда вероятность захвата экситонов и носителей в КТ не зависит от температуры [121]. При высоких температурах термический выброс носителей из более мелких КТ может приводить к преимущественному заселению более глубоких КТ [118]. Поведение спектров усиления различно в этих двух случаях: в первом случае максимум усиления не изменяет своего положения при увеличении тока накачки, во втором случае он смещается в сторону больших энергий [120].

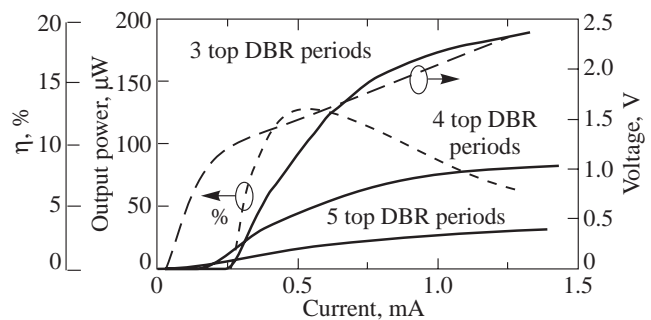
Теоретически эффекты в структурах с КТ и лазерах на их основе рассмотрены в работах [119–124].

#### 4.8. Вертикально излучающие лазеры на КТ

Поверхностно излучающие лазеры на КТ, работающие при оптическом возбуждении при низких температурах через основное состояние КТ, были получены в работе [125]. Инжекционные лазеры на вертикально складированных изолированных КТ были реализованы в работе [126]. Пороговая плотность тока при комнатной температуре составила  $\sim 500 \text{ А/см}^2$ , а генерация осуществлялась через возбужденные состояния КТ. При использовании структур с 7-микронной апертурой в окисле АЮ для уменьшения областей токовой инжекции в работе [127] был реализован режим генерации через основное состояние КТ при комнатной температуре



**Рис. 17.** Схема лазера, излучающего с поверхности, на вертикально связанных квантовых точках InGaAs в матрице GaAs. На вставке справа вверху приведены для сравнения спектры оптического усиления для структуры с квантовыми ямами и для структуры с квантовыми точками. На вставке справа внизу приведено поперечное сечение активной области лазера.



**Рис. 18.** Зависимости выходной мощности и КПД лазера на вертикально связанных квантовых точках InGaAs в матрице GaAs от тока инжекции. Сплошные линии — мощность лазера; короткий пунктир — КПД лазера, длинный пунктир — вольт-амперная характеристика.

(300 К), плотности тока  $\sim 1000 \text{ А/см}^2$  и пороговом токе 0.5 мА. В работах [128,129] для улучшения рабочих характеристик вертикальных лазеров на КТ была предложена концепция вертикально связанных КТ в качестве активной среды. Такой подход открывает путь к созданию лазера на одиночной КТ, позволяет одновременно увеличить коэффициент оптического ограничения и сохранить сверхмалую ширину линии усиления КТ. В структурах с 10-микронной мезой (рис. 17) был реализован режим непрерывной генерации при комнатной температуре с пороговым током 180 мкА ( $180 \text{ А/см}^2$ , 300 К) [129]. Характеристики прибора представлены на рис. 18. В случае оптимального количества слоев верхнего брэгговского рефлектора максимальная эффективность составила 16% и минимальный пороговый ток 68 мкА для мезы 1 мкм, что соответствует лучшим значениям для вертикальных лазеров на квантовых ямах аналогичной геометрии.

## Заключение

Лазерная генерация через состояния самоорганизованных КТ впервые наблюдалась в 1993 г. в работе [130]. За прошедшие годы достигнут впечатляющий прогресс как в области получения массивов квантовых точек высокой плотности, упорядоченных по форме, размеру и относительному расположению и пригодных для использования в качестве активной области инжекционных гетеролазеров, так и в области исследования свойств лазеров на КТ. Дальнейший прогресс в области гетероструктур с КТ связан с расширением их области применений в различных приборах микро- и оптоэлектроники и получением все более однородных КТ, что позволит качественно улучшить рабочие характеристики большинства современных приборов.

Оригинальные работы авторов, упомянутые в данном обзоре, были поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований, фондом Фольксвагена (Volkswagen Foundation), INTAS, фондом Сороса, Министерством науки России и Германии.

Авторы выражают глубокую признательность этим организациям. Один из авторов (Н.Н. Леденцов) дополнительно выражает благодарность Фонду Александра фон Гумбольдта (Alexander von Humboldt Stiftung).

## Список литературы

- [1] Исторический обзор и основные современные тенденции в области полупроводниковых гетероструктур представлены в работе: Zh.I. Alferov. *Proc. of Nobel Symposium 99*, Arild, Sweden, June 4–8, 1996 [*Physica Scripta* **68**, 32 (1996)]; Ж.И. Алферов. *ФТП*, **32**, 1 (1998).
- [2] C.M. Sotomayor Torres, F.D. Wang, N.N. Ledentsov, Y.-S. Tang. *Proc. SPIE — The International Society for Optical Engineering* (1994) v. 2141, p. 2 и ссылки в этой работе.
- [3] Обзоры работ в этой области представлены в: *Optical properties of Low Dimensional Semiconductors*, ed. by G. Abstreiter, A. Aydinli, J.-P. Leburton, NATO ASI Series. Series E: Applied Sciences (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1997) v. 344.
- [4] А.И. Екимов, А.А. Онущенко. *Письма ЖЭТФ*, **34**, 363 (1981).
- [5] H. Haken. *Synergetics* (Springer, Berlin–Heidelberg, 1997).
- [6] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O. Schmidt, R. Heitz, J. Böhrer, D. Bimberg, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich. *Proc. 7th Int Conf. Modulated Semicond. Struct.*, Madrid, July, 10–14, 1995 [*Sol. St. Electron.*, **40**, 785 (1996)].
- [7] V.A. Shchukin. *Proc. 23rd Int. Conf. Phys. Semicond.*, July 22–26, 1996, Berlin, Germany, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore) v. 2, p. 1261.
- [8] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg. In: *Optical properties of Low Dimensional Semiconductors*, ed. by G. Abstreiter, A. Aydinli, J.-P. Leburton. NATO ASI Series. Series E: Applied Sciences (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1997) v. 344, p. 257.
- [9] Д. Бимберг, И.П. Ипатова, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, В.Г. Малышкин, В.А. Шукин. *УФН*, **167**, 552 (1997).
- [10] П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов. *ФТП*, **22**, 1729 (1988).
- [11] S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov. *J. Cryst. Growth*, **104**, 345 (1990).
- [12] S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov. In: *Proc. 6th Int. Conf. on MBE*, San Diego, USA, 1990 [*J. Cryst. Growth*, **111**, 151 (1991)].
- [13] S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov. *J. Cryst. Growth*, **108**, 661 (1991).
- [14] S.V. Ivanov, P.D. Altukhov, T.S. Argunova, A.A. Bakun, V.V. Chaldyshev, Yu.A. Kovalenko, P.S. Kop'ev, R.N. Kyutt, B.Ya. Meltser, S.S. Ruvimov, S.V. Shaposhnikov, L.M. Sorokin, V.M. Ustinov. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 347 (1993).
- [15] J.W. Cahn. *Trans. Met. Soc.*, **242**, 166 (1968).
- [16] А.Г. Хачатурян. *Теория фазовых превращений и структура твердых растворов*, (М., Наука, 1974).
- [17] G.B. Stringfellow. *J. Cryst. Growth*, **65**, 454 (1983).
- [18] I.P. Ipatova, V.G. Malyshev, V.A. Shchukin. *J. Appl. Phys.*, **74**, 7198 (1993).
- [19] I.P. Ipatova, V.G. Malyshev, V.A. Shchukin. *Phil. Mag. B*, **70**, 557 (1994).
- [20] C. Herring. *Phys. Rev.*, **82**, 87 (1951).
- [21] В.И. Марченко, А.Я. Паршин. *ЖЭТФ*, **79**, 257 (1980).
- [22] А.Ф. Андреев, Ю.А. Косевич. *ЖЭТФ*, **81**, 1435 (1981).
- [23] А.Ф. Андреев. *ЖЭТФ*, **80**, 2042 (1981).
- [24] В.И. Марченко. *ЖЭТФ*, **81**, 1141 (1981).
- [25] V.A. Shchukin, A.I. Borovkov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev. *Phys. Rev. B*, **51**, 17767 (1995).
- [26] M. Kasu, N. Kobayashi. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1262 (1993).
- [27] Н.Н. Леденцов, Г.М. Гурьянов, Г.Е. Цирлин, В.Н. Петров, Ю.Б. Самсоненко, А.О. Голубок, С.Я. Типисев. *ФТП*, **28**, 903 (1994).
- [28] R. Nötzel, N.N. Ledentsov, L. Däweritz, M. Hohenstein, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3812 (1991).
- [29] M. Higashiwaki, M. Yamamoto, T. Higuchi, S. Shimomura, A. Adachi, Y. Okamoto, N. Sano, S. Hiyamizu. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, L606 (1996).
- [30] M. Kasu, N. Kobayashi. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1262 (1993).
- [31] R. Nötzel, N.N. Ledentsov, L. Däweritz, M. Hohenstein, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **45**, 3507 (1992).
- [32] Ж.И. Алферов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, Б.Я. Мельцер, В.М. Устинов. *ФТП*, **26**, 1715 (1992).
- [33] V.A. Shchukin, A.I. Borovkov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Phys. Rev. B*, **51**, 10104 (1995).
- [34] V.A. Shchukin, A.I. Borovkov. *Abstracts Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, St. Petersburg, Russia, June 20–24, 1994; p. 227.
- [35] А.Ф. Андреев. *Письма ЖЭТФ*, **32**, 2654 (1980).
- [36] В.И. Марченко. *Письма ЖЭТФ*, **33**, 397 (1981).
- [37] Ж.И. Алферов, Д. Бимберг, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, С.С. Рувимов, В.М. Устинов, И. Хейденрайх. *УФН*, **165**, 224 (1995).
- [38] P.D. Wang, N.N. Ledentsov, C.M. Sotomayor Torres, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1526 (1994).
- [39] P.D. Wang, N.N. Ledentsov, C.M. Sotomayor Torres, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 112 (1995).
- [40] V. Bressler-Hill, A. Lorke, S. Varma, P.M. Petroff, K. Pond, W.H. Weinberg. *Phys. Rev. B*, **50**, 8479 (1994).
- [41] N.N. Ledentsov, P.D. Wang, M. Sotomayor Torres, A.Yu. Egorov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev.

- Phys. Rev. B, **50**, 12 171 (1994).
- [42] C. Ratsch, A. Zangwill, P. Smilauer, D.D. Vvedensky. Phys. Rev. Lett., **72**, 3194 (1994).
- [43] G.M. Guryanov, G.E. Cirlin, A.O. Golubok, S.Ta. Tipishev, N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. Surf. Sci., **352–354**, 646 (1996).
- [44] L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G. Le Roux. Appl. Phys. Lett., **47**, 1099 (1985).
- [45] D.E. Eaglesham, M. Cerullo. Phys. Rev. Lett., **64**, 1943 (1990).
- [46] J.-W. Mo, D.E. Savage, B.S. Swartzentruber, M.G. Lagally. Phys. Rev. Lett., **65**, 1020 (1990).
- [47] D. Vanderbilt, L.K. Wickham. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **202**, 555 (1991).
- [48] C. Ratsch, A. Zangwill. Surf. Sci., **293**, 123 (1993).
- [49] И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. ЖЭТФ, **35**, 479 (1958).
- [50] F. Glas, C. Guille, P. Hénoch, F. Houzay. Inst. Phys. Conf. Ser., **87**, 71 (1987).
- [51] J.M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. Andre, O. Vatel. Appl. Phys. Lett., **64**, 196 (1994).
- [52] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C.M. Reaves, S.P. Denbaars, P.M. Petroff. Appl. Phys. Lett., **63**, 3203 (1993).
- [53] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirsraedter, J. Christen, R. Heitz, J. Böhrer, F. Heinrichsdorf, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Proc. 22nd Int. Conf. Phys. Semicond., Vancouver, Canada, August 1994, ed. by D.J. Lockwood (World Scientific, Singapore) v. 3, p. 1855.
- [54] G. Cirlin, G.M. Guryanov, A.O. Golubok, S.Ya. Tipishev, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, M. Grundmann, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett., **67**, 97 (1995).
- [55] M. Grundmann, J. Christen, N.N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. Lett., **74**, 4043 (1995).
- [56] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Thin Sol. Films, **267**, 32 (1995).
- [57] S.S. Ruvimov, P. Werner, K. Scheerschmidt, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. B, **51**, 14 766 (1995).
- [58] M. Grundmann, N.N. Ledentsov, R. Heitz, L. Eckey, J. Christen, J. Böhler, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. St. Sol. (b), **188**, 249 (1995).
- [59] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, С.В. Иванов, Б.Я. Мельцер, М.В. Максимов, П.С. Копьев, Д. Бимберг, Ж.И. Алфёров. УФН, **166**, 423 (1996).
- [60] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, D. Bimberg. Phys. Rev. Lett., **75**, 2968 (1995).
- [61] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, D. Bimberg. Abstracts Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, June 26–30, 1995; p. 392.
- [62] V.A. Shchukin, A.I. Borovkov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, M. Grundmann, D. Bimberg. Phys. Low-Dim. Structur., **12**, 43 (1995).
- [63] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, D. Bimberg. Proc. Int. Semicond. Dev. Res. Symp., December 1995, Charlottesville, Virginia, USA; v. 2, p. 581.
- [64] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, P.S. Kop'ev, D. Bimberg. Surf. Sci., **352–354**, 117 (1996).
- [65] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, V.G. Malyshkin, I.P. Ipatova, P.S. Kop'ev, D. Bimberg. Abstracts Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, June 24–28, 1996; p. 439.
- [66] J.D. Eshelby. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **241**, 376 (1957).
- [67] G.X. Qian, R.M. Martin, D.J. Chadi. Phys. Rev. B, **38**, 7649 (1988).
- [68] E. Tournié, A. Trampert, K. Ploog. Europhysics Lett., **25**, 663 (1994).
- [69] В.Г. Мальшикин, В.А. Щукин. ФТП, **27**, 1932 (1993).
- [70] V.A. Shchukin. Abstracts Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, June 24–28, 1996; p. 175.
- [71] Ж.И. Алфёров, Н.А. Берт, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, М.В. Максимов, А.В. Сахаров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг. ФТП, **30**, 351 (1996).
- [72] N.N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, S.V. Zaitsev, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, O.A. Kosogov, U. Gösele, S.S. Ruvimov. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **421**, 133 (1996).
- [73] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirsraedter, J. Böhrer, O. Schmidt, D. Bimberg, S.V. Zaitsev, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, O.A. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. Phys. Rev. B, **54**, 8743 (1996).
- [74] N.N. Ledentsov. Proc. 23rd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, Berlin, Germany, July 21–26, 1996, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore), v. 1, p. 19.
- [75] N.N. Ledentsov, D. Bimberg, I.V. Kochnev, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, O.A. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele. Appl. Phys. Lett., **69**, 1095 (1996).
- [76] V.V. Lutskii. Phys. St. Sol. (a), **1**, 199 (1970).
- [77] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40**, 939 (1982); M.Asada, M. Miyamoto, Y. Suematsu. IEEE J. Quant. Electron., **QE-22**, 1915 (1986).
- [78] K.J. Vahala. IEEE J. Quant. Electron., **QE-24**, 523 (1988).
- [79] J.-Y. Marzin, J.M. Gerard, A. Izraël, D. Barrier, G. Bastard. Phys. Rev. Lett., **73**, 716 (1994).
- [80] H. Benisty, C.M. Sotomayor Torres, C. Weisbuch. Phys. Rev. B, **44**, 10 945 (1991).
- [81] M.V. Belousov, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, P.D. Wang, I.N. Yassievich, N.N. Faleev, I.A. Kozin, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, C.M. Sotomayor Torres. Phys. Rev. B, **51**, 14 346 (1995).
- [82] P.D. Wang, N.N. Ledentsov, C.M. Sotomayor Torres, I.N. Yassievich, A. Pakhomov, A.Yu. Egorov, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. Phys. Rev. B, **50**, 1604 (1994).
- [83] E.L. Ivchenko, A.V. Kavokin, V.P. Kochereshko, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov. Superlat. Microstruct., **12**, 317 (1992).
- [84] A.A. Sirenko, T. Ruf, N.N. Ledentsov, A.Yu. Egorov, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov. Sol. St. Commun., **97**, 169 (1996).
- [85] N.N. Ledentsov, I.L. Krestnikov, M.V. Maximov, S.V. Ivanov, S.L. Sorokin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg, C.M. Sotomayor Torres. Appl. Phys. Lett., **69**, 1343 (1996).
- [86] I.L. Krestnikov, M.V. Maximov, S.V. Ivanov, S.L. Sorokin, S.A. Permogorov, A.N. Reznitsky, A.V. Kornievski, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, C.M. Sotomayor Torres. Proc. 23rd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors,

- Berlin, Germany, July 21–26, 1996, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996) v. 4. p. 3187.
- [87] E. Gross, S. Permogorov, A. Razbirin. *J. Phys. Chem. Sol.*, **27**, 1647 (1966).
- [88] И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.В. Сахаров, С.В. Иванов, С.В. Сорокин, Л.Н. Тенишев, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров. *Письма ЖТФ*, **23**, 33 (1997).
- [89] А.В. Сахаров, С.В. Иванов, С.В. Сорокин, Б.В. Воловик, И.Л. Крестников, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов. *Письма ЖТФ*, **23**, N 8. 28 (1997).
- [90] N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov, M.V. Belousov, B.Ya. Meltser, S.V. Ivanov, V.A. Shchukin, Zh.I. Alferov, M. Grundmann, D. Bemberg, S.S. Ruvimov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, U. Heidenreich, P.D. Wang, C.M. Sotomayor Torres. *Microelectron. J.*, **26**, 871 (1995).
- [91] S.S. Ruvimov, P. Werner, K. Scheerschmidt, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bemberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, No 146. 31 (1995).
- [92] S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bemberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, K. Scheerschmidt, U. Gösele. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **421**, 383 (1996).
- [93] M. Grundmann, N.N. Ledentsov, O. Stier, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 979 (1996).
- [94] M. Grundmann, R. Heitz, N.N. Ledentsov, O. Stier, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. *Superlat. Microstruct.*, **19**, 81 (1996).
- [95] M. Grundmann, N.N. Ledentsov, O. Stier, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Phys. Rev. B*, **53**, R10509 (1996).
- [96] R. Heitz, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, L. Eckey, M. Veit, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 361 (1996).
- [97] F. Hatami, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich, U. Richter, S.V. Ivanov, B.Ya. Meltser, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 656 (1995).
- [98] N.N. Ledentsov, J. Böhrer, M. Beer, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, S.V. Ivanov, B.Ya. Meltser, I.N. Yassievich, N.N. Faleev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Proc. 22nd Int. Conf. Physics of Semicond.*, Vancouver, Canada, 1994, ed. by D.J. Lockwood (World Scientific, Singapore, 1995), v. 2. p. 1617.
- [99] N.N. Ledentsov, J. Böhrer, M. Beer, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, S.V. Ivanov, B.Ya. Meltser, I.N. Yassievich, N.N. Faleev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Phys. Rev. B*, **52**, 14058 (1995).
- [100] N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, S.S. Ruvimov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. *Electron. Lett.*, **30**, 1416 (1994).
- [101] N. Kirstaedter, O.G. Schmidt, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1226 (1996).
- [102] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, **3**, 196 (1997).
- [103] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov, S.V. Zaitsev, M.V. Maximov. In: *Optical properties of Low Dimensional Semiconductors*, ed. by G. Abstreiter, A. Aydinli, J.-P. Leburton. NATO ASI Series. Series E: Applied Sciences (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands. 1997), v. 344. p. 315.
- [104] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Spectrum der Wissenschaft*, **63**, 64 (1996).
- [105] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. In: *Devices Based on Low-Dimensional Semiconductor Structures*, ed. by M. Balkanski. NATO ASI Series, High Technology (Kluwer Academic Publishers, 1996), v. 14. p. 91.
- [106] D. Bimberg, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O. Schmidt, M.H. Mao, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, U. Gösele, J. Heydenreich. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, pt 1. 1311 (1996).
- [107] O.G. Schmidt, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M.H. Mao, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **32**, 1302 (1996).
- [108] V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, N.A. Bert, A.O. Kosogov, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **417**, 141 (1996).
- [109] F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao, N. Kirstaedter, A. Krost, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 22 (1997).
- [110] Q. Xie, A. Kalburge, P. Chen, A. Madhukar. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **8**, 965 (1996).
- [111] K. Kamath, P. Bhattacharya, T. Sosnowski, J. Phillios. *Electron. Lett.*, **30**, 1364.
- [112] A. Monitz, R. Wirth, A. Hangleiter, A. Kurtenbach, K. Eberl. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 212 (1996).
- [113] H. Shoji, K. Mukai, N. Ohtsuka, M. Sugawara, T. Uchida, H. Ishikawa. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **7**, 1385 (1995).
- [114] Ж.И. Алфёров, А.М. Васильев, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.Э. Луценко, Б.Я. Мельцер, В.М. Устинов. *Письма в ЖТФ*, **14**, N 19, 1803 (1988).
- [115] S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov, B.Ya. Meltser, M.Yu. Nadtochi, V.M. Ustinov, A.M. Vasilev. *Phys. St. Sol. (a)*, **118**, 169 (1990).
- [116] Ж.И. Алфёров, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.Э. Луценко, Ю.Я. Мельцер, М.И. Неменов, В.М. Устинов, С.В. Шапошников. *ФТП*, **24**, 152 (1990).
- [117] Ю.М. Шерняков, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, С.В. Зайцев, А.Р. Ковш, И.Л. Крестников, А.В. Лунев, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.В. Сахаров, В.М. Устинов, Жао Жень, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *Письма ЖТФ*, **23**, N 1, 51 (1997).
- [118] A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.F. Tsatsul'nikov, N.N. Ledentsov, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Proc. Int. Symp. on Formation, Physics and Device Application of Quantum Dot Structures*, November 4–7, 1996, Hokkaido University Conference Hall, Sapporo, Japan [*Jap. J. Appl. Phys.*, **36**, pt. 1, 4216 (1997)].
- [119] Y. Arakawa, A. Yariv. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE22**, 1887 (1986).
- [120] M. Grundmann, D. Bimberg. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, pt. 1, 4181 (1997).
- [121] M. Grundmann, D. Bimberg. *Phys. Rev. B*, **55**, 9740 (1997).

- [122] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 554 (1996).
- [123] L.V. Asryan, R.A. Suris. *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, **3**, 148 (1997).
- [124] R.A. Suris. In: *Future Trends in Microelectronics*, ed. by S. Luryi, J. Xu, A. Zaslavsky (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996) p. 197.
- [125] R. Schur, F. Sogawa, M. Nishioka, S. Ishida, Y. Arakawa. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, L357 (1997).
- [126] H. Saito, K. Nishi, I. Ogura, S. Sugou, Y. Sugimoto. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 3140 (1996).
- [127] D.L. Huffaker, O. Baklenov, L.A. Graham, B.G. Streetman, D.G. Deppe. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2356 (1997).
- [128] N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, J.A. Lott, D. Bimberg. *Proc. Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"* St.Petersburg, 1997; p. 195.
- [129] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **33**, 1150 (1997).
- [130] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, И.Г. Татабадзе, П.С. Копьев. *ФТП*, **28**, 1281 (1994).

*Редактор В.В. Чалдышев*

## **Quantum dot heterostructures: fabrication, properties, lasers**

N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin.  
P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg\*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia  
\* Institut für Festkörperphysik,  
Technische Universität Berlin,  
10623 Berlin, Germany

**Abstract** In the present review we sum up original results where i) we have discovered experimentally a novel class of spontaneously ordered nanostructures, namely equilibrium arrays of three-dimensional coherently strained islands on crystal surfaces; ii) we have developed a theory of spontaneous formation of semiconductor nanostructures in heteroepitaxial systems; iii) we have proved experimentally the existence of a novel class of semiconductor heterostructures, namely perfect quantum dots having atom-like energy spectrum; we have performed a detailed investigation of optical properties of quantum dots; iv) we have fabricated quantum dot-based injection lasers demonstrating unique characteristics, namely high temperature stability of the threshold current and ultra-high material gain.