

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики
и астрономии Российской академии наук

(29 ноября 1995 г.)

29 ноября 1995 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Иванов С.В., Мельцер Б.Я., Максимов М.В., Копьев П.С., Алферов Ж.И.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург), **Бимберг Д.** (Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, Berlin, Germany). *Упорядоченные массивы квантовых точек в полупроводниковых матрицах.*

2. **Долгополов В.Т.** (Институт физики твердого тела РАН, Черногоровка). *Перколяционные переходы металл-диэлектрик в двумерных электронных системах.*

3. **Днепроvский В.С.** (Физический факультет МГУ, Москва). *Нелинейные оптические свойства полупроводниковых квантовых проводов и точек.*

4. **Артеменко С.Н., Волков А.Ф., Зайцев-Зотов С.В.** (Институт радиотехники и электроники РАН, Москва). *Квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности.*

5. **Добровицкий В.В.** (Физический факультет МГУ), **Звездин А.К.** (Институт общей физики РАН), **Попков А.Ф.** (Государственный научно-исследовательский институт физических проблем, Зеленоград). *Гигантское магнетосопротивление, спин-переориентационные переходы и макроскопические квантовые явления в магнитных наноструктурах.*

6. **Белявский В.И., Копаев Ю.В., Корняков Н.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Управляемая модуляция энергии связи примесных состояний в системе квантовых ям.*

кристалле позволяет реализовать высокие концентрации электронов и дырок за счет легирования полупроводника и обуславливает возможность получения интенсивных электрических потоков при незначительной диссипации энергии. С большой плотностью атомов в кристалле связаны и высокие значения коэффициентов фундаментального поглощения и соответственно высокие коэффициенты усиления при создании инверсии заселенностей. Указанные свойства важны, например, для использования полупроводников в качестве фотоприемников и инжекционных лазеров. При этом изобретение [1–3] и реализация "идеальных" бездефектных гетероструктур [4–6] качественно расширили возможности управления электронными и световыми потоками в кристалле.

Вместе с тем высокая плотность атомов имеет и очевидные последствия, зачастую отрицательно сказывающиеся на работе приборов. Дискретные атомные уровни, характерные для газа атомов, в кристалле расщепляются в широкие зоны разрешенных состояний, что обусловлено в конечном итоге большой плотностью атомов, приводящей к эффективному взаимодействию их электронных оболочек. Данный эффект делает возможным энергетическое "расплывание" носителей заряда с ростом температуры и соответствующую деградацию характеристик большинства микро- и оптоэлектронных приборов. Например, в гетеролазере такое расплывание носителей по энергии приводит к уменьшению усиления при той же концентрации инжектированных носителей и соответственно к необходимости увеличения плотности тока инжекции для поддержания режима генерации.

Некоторого улучшения характеристик полупроводниковых приборов удалось достичь при использовании в активной области приборов сверхтонких слоев, в которых появляются квантово-размерные эффекты. Изначально непрерывный энергетический спектр носителей заряда в кристалле расщепляется по направлению оси размерного квантования на ряд дискретных энергетических подзон. В случае одиночной квантовой ямы с бесконечными стенками энергетический спектр записывается в виде

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi n}{L_z} \right)^2 + \frac{(\hbar k_{x,y})^2}{2m^*}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса носителя, L_z — толщина квантово-размерного слоя, $k_{x,y}$ — волновой вектор

PACS numbers: 73.20.Dx, 73.90.+f

Упорядоченные массивы квантовых
точек в полупроводниковых матрицах

Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, С.В. Иванов,
Б.Я. Мельцер, М.В. Максимов, П.С. Копьев,
Д. Бимберг, Ж.И. Алферов

1. Введение

Использование полупроводниковых материалов произвело революционизирующее воздействие на микро- и оптоэлектронику. Так, высокая плотность атомов в

носителя заряда вдоль направления, параллельного плоскости слоя. Первый член характеризует дискретный спектр электронных состояний в направлении оси квантования, второй — непрерывный энергетический спектр инфинитного движения носителя в плоскости слоя.

Размерное квантование приводит к заметной модификации электронного спектра кристаллов. Так, плотность состояний вблизи дна подзон размерного квантования не возрастает параболически с энергией, а имеет ступенчатый характер. Если разность энергий между различными подзонами размерного квантования превышает тепловую энергию (kT), ухудшение рабочих характеристик приборов с температурой несколько менее выражено, чем в объемном материале. Так, например, в лучших квантово-размерных лазерах характеристическая температура T_0 , описывающая экспоненциальный рост порогового тока с температурой, приблизительно в два-три раза превосходит аналогичную величину для лазера с толстыми слоями и достигает 240 К. Использование квантовых ям позволило также улучшить модовую стабильность, динамические характеристики и снизить пороговую плотность тока до величин $\sim 50 \text{ А см}^{-2}$ при 300 К [7]. При этом, однако, проблема разбегания носителей в широком энергетическом окне не была решена до конца.

2. Общие требования к структурам с квантовыми точками

Будущее полупроводниковых приборов связано с использованием структур с размерностью ниже, чем два: квантовых проволок и, особенно, квантовых точек. Квантовая точка представляет собой кристаллит, который можно рассматривать так же, как большой "полупроводниковый атом", состоящий из тысяч-сотен тысяч обычных атомов.

Энергетический спектр носителя заряда для такой системы должен описываться набором полностью дискретных энергетических уровней:

$$E = \delta(n), \quad \text{где } n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

Соответственно спектр поглощения и излучения квантовой точки должен представлять собой набор узких линий с шириной, определяемой временем жизни носителя в точке, например временем излучательной аннигиляции экситона. Тепловое уширение полностью отсутствует.

Возможность как наблюдения эффектов, непосредственно следующих из квантовой механики, так и реализации соответствующих приборных структур определяется возможностью получения "идеальных" квантовых точек. Для большинства применений необходимо иметь квантовые точки в полупроводниковой матрице, позволяющей реализовать токовую инжекцию носителей в точки (полупроводниковые квантовые точки в стеклянных матрицах [8], на которых были проведены пионерские исследования в данной области, представляют интерес для ограниченного круга применений, а граница раздела стекло-полупроводник принципиально не может рассматриваться как бездефектная). Кроме того, желательно разнести уровни размерного квантования для носителей на энергию, превышающую $2-3 kT$ при комнатной температуре, чтобы не допустить температурного заселения более высоко лежащих уровней. Для большинства полупроводниковых соединений это

означает, что эффективный "радиус" точки не должен превосходить 50 Å. С другой стороны, нижний энергетический уровень носителя в точке должен обладать возможно большей энергией локализации по отношению к энергии континуума (энергии края соответствующей зоны материала матрицы). В противном случае увеличение температуры приведет к термическому выбросу носителей из точек. Кроме того, точки должны обладать бездефектными гетерограницами и не должны содержать центров безызлучательной рекомбинации, чего, как правило, можно достичь, лишь используя прямые методы получения. Для реализации высоких значений максимального усиления необходимо получать *плотные массивы однородных квантовых точек* (в плоскости подложки для инжекционных гетеролазеров и (или) перпендикулярно плоскости подложки, что особенно важно для поверхностно-излучающих лазеров, каскадных лазеров и фотоприемников различных типов).

3. Получение структур с квантовыми точками

3.1. Способы получения структур с квантовыми точками

Для получения квантовых точек использовались различные способы, например селективное травление структур с квантовыми ямами или рост на профилированных поверхностях. Наиболее же перспективными оказались методы прямого получения с использованием эффектов спонтанного образования наноструктур, например рост на микроскопически упорядоченных фасетированных поверхностях [9], формирование упорядоченных монослойных доменных структур при субмонослойных осаждениях [10] и, особенно, формирование упорядоченных массивов квантовых проволок и точек за счет эффекта спонтанной морфологической трансформации упругонапряженного слоя [11]. В последнем случае образуются трехмерные островки, когерентные с подложкой (рис. 1). Удивительным оказалось то, что островки, образующиеся на поверхности подложки (в случае роста по механизму Странски-Крастанова покрытой тонким "смачивающим" слоем упругонапряженного материала) обладают высокой однородностью по форме, размерам и упорядочены по своему относительному расположению [11, 12], что, безусловно, открывает принципиально новые возможности как в области фундаментальных исследований нуль-мерных структур, так и их приборных приложений.

3.2. Природа образования упорядоченных массивов квантовых точек

Эффекты спонтанного образования наноструктур на поверхности давно привлекают к себе внимание физиков. Так, спонтанное образование упорядоченных массивов фасеток на поверхности кристаллов было впервые предсказано в работах Андреева и Марченко [13, 14], при этом было показано, что если фасетирование данной поверхности энергетически выгодно, то с учетом эффекта релаксации собственных напряжений поверхности на границах ребер всегда выгодно периодическое фасетирование. Марченко [15] также показал, что и в случае плоской поверхности, когда на ней сосуществуют две фазы с различающимися значениями тензора поверхностного трения, упругая релаксация поверхностных напряжений на границах доменов делает энергетически выгодным появление периодических поверхностных структур (так называемых "паркетных" структур). Как в

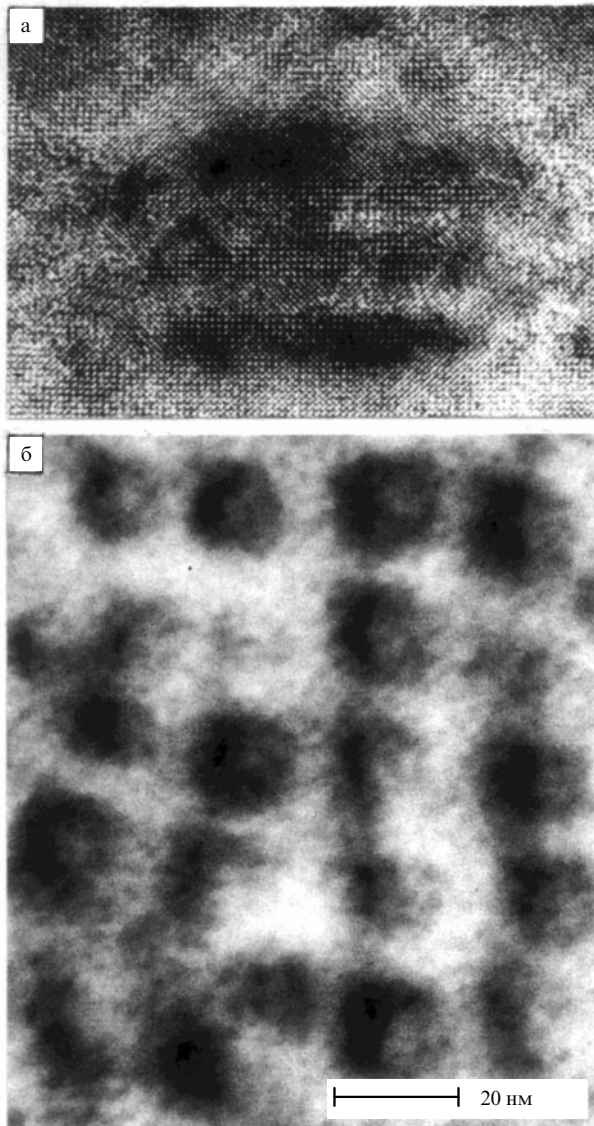


Рис. 1. (а) Изображение, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭС) высокого разрешения в поперечном сечении вдоль направления [010] массива туннельно-связанных в z -направлении ([100]) квантовых точек. Точки получены при трехкратном осаждении слоев InAs средней толщиной 5 Å, разделенных циклами осаждения GaAs слоями средней толщиной 15 Å (б) ПЭС-микрoграфия (вид сверху) этой же структуры. Точки InAs организованы в плотности подложки в примитивную решетку с основными осями вдоль направлений [010] и [100].

случае фасетирования, так и в случае образования пакетных структур полная площадь поверхности системы островков или системы фасеток не изменяется при изменении характерного периода. В этом смысле образование *трехмерных островков* качественно отличается от первых двух случаев. Движущей силой для такого образования является упругая релаксация объема напряженного островка, возможная в случае образования *трехмерного* островка. При фиксированном количестве осажденного материала упругая релаксация напряжений, связанных с рассогласованием параметров решетки островка и подложки, есть функция *формы*, а не размера островка. В то же время полная площадь поверхности *системы островков* *возрастает с*

уменьшением характерного размера островка. Энергетически выгодным в данном случае представляется непрерывный рост характерного размера островка во времени за счет испарения более маленьких островков. До недавнего времени такой подход представлялся вполне оправданным, а экспериментально обнаруженную малую дисперсию островков по размерам связывали с кинетическими ограничениями.

Вместе с тем поверхностная энергия упругонапряженного слоя может существенно отличаться от поверхностной энергии релаксированного материала на величину, упрощенно записываемую в виде

$$E = -\tau\varepsilon + S\varepsilon^2, \quad (3)$$

где ε — деформация, τ — коэффициент поверхностного трения, который может быть как положительным (поверхность изначально при $\varepsilon = 0$ "растянута"), так и отрицательным (поверхность "сжата"), S — численный коэффициент. Оценки показывают, что при типичных значениях τ и S в кристаллах и при деформациях порядка и более 10 % второй член, который, как правило, положителен, начинает играть доминирующую роль [16]. Как было впервые показано Шукиным и др. [12], резкое возрастание поверхностной энергии в упругонапряженном слое играет определяющую роль в возможности образования массивов островков, *упорядоченных* по форме и размеру. *Увеличение* полной площади поверхности системы в этом случае сопровождается упругой *релаксацией* деформации материала островка ε и, как следствие, *уменьшением* поверхностной энергии на единицу площади боковых поверхностей островков по сравнению с поверхностью упругонапряженного смачивающего слоя. Таким образом, полная энергия системы островков может при вполне реалистичных параметрах *уменьшаться* при *увеличении* полной площади поверхности системы островков, обусловленным уменьшением характерного размера отдельного островка (до тех пор, пока не начнут играть роль короткодействующие потенциалы, связанные с границами ребер островков-кристаллитов). При небольших размерах островков вклад в упорядочение по размерам может вносить и релаксация поверхностных напряжений на границах ребер [12, 13]. С учетом *расталкивающих взаимодействий* между островками *через упругоанизотропную подложку* минимуму энергии в указанных случаях соответствует латерально упорядоченный массив трехмерных островков одинакового размера и формы [12]. На поверхности (001) кубического кристалла энергетически выгодным является упорядочение островков в примитивную двумерную решетку с основными осями вдоль направлений *наименьшей жесткости* [100] и [010]. Упругая анизотропия подложки ответственна и за форму отдельного островка, имеющего квадратное основание со сторонами вдоль [100] и [010]. Боковые стороны определяются фасетками типа {011} или {023}. Сохранение компактной формы энергетически выгодно, так как позволяет получить большой энергетический выигрыш за счет упругой релаксации напряжений (в случае фасеток типа {011} релаксация составляет 60 % полной упругой энергии напряженного слоя [12]), но с небольшим увеличением площади поверхности.

На рис. 1а представлено изображение, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭС) высокого разрешения, поперечного сечения

(вдоль направления [010]) массива туннельно-связанных в z -направлении ([100]) квантовых точек [13], организованных в плотности подложки в примитивную двумерную решетку (рис. 1б, ПЭС-микрография, вид сверху) с основными осями вдоль направлений [010] и [100]. Формирование туннельно-связанных островков (например, InAs в матрице GaAs) оказывается возможным благодаря следующему эффекту: частичное заращивание островка (примерно на 1/4–1/2 его полной высоты) приводит к возрастанию упругих напряжений в объеме островка. Появляется термодинамическая тенденция к "всплыванию" напряженного материала из заращенной части в незаращенную и к соответствующему замещению этой части атомами промежуточного слоя GaAs. Многократные осаждения InAs и GaAs приводят к многократному расщеплению напряженного островка, и в результате формируется структура, состоящая из нескольких туннельно-связанных частей, как это показано на рис. 1а [17]. При том же количестве InAs на один цикл осаждения верхние островки имеют несколько больший размер за счет частичного массопереноса InAs из нижних частей.

4. Оптические свойства структур с упорядоченными трехмерными массивами квантовых точек

4.1. Люминесценция трехмерных массивов квантовых точек

На рис. 2а приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) структур, выращенных с одним, двумя, тремя и четырьмя циклами осаждения InAs слоями средней толщиной 1,7 монослоя, разделенных прослойками GaAs средней толщиной 25 Å. При такой толщине промежуточного слоя GaAs расщепление пирамидального островка приводит к образованию близко расположенных в вертикальном направлении островков. Электронные и дырочные состояния в соседних островках являются связанными, что и вызывает длинноволновый сдвиг линии ФЛ квантовых точек при осаждении нескольких слоев InAs за счет уменьшения энергии размерного квантования для основного уровня электрона и дырки. Подобный же эффект наблюдается и для соответствующего пика в спектре калориметрического поглощения [17]. Одновременно резко уменьшается время излучательной рекомбинации экситона в квантовой точке [17].

Увеличение ширины слоя GaAs приводит к смещению линии ФЛ в коротковолновую область (рис. 2б). Это связано с уменьшением взаимодействия между носителями, локализованными в соседних точках. При изменении ширины слоя GaAs от ~ 10 до ~ 25 Å смещение линии ФЛ не слишком существенно, однако увеличение ширины слоя GaAs до ~ 45 Å вызывает значительный сдвиг (~ 40 мэВ) в область больших энергий. При этом максимум линии не достигает положения, характерного для одиночного цикла осаждения InAs, что указывает на важность эффектов туннелирования и в этом случае.

4.2. Инжекционные гетеролазеры на основе трехмерных массивов туннельно-связанных точек

В качестве иллюстрации к возможному использованию трехмерных массивов туннельно-связанных квантовых точек рассмотрим рабочие характеристики инжекционных гетеролазеров. Лазеры с активной областью на основе одиночной плоскости с квантовыми точками в системе (In, Ga) As/GaAs продемонстрировали предсказанное ранее теоретически [18] высокое значение характе-

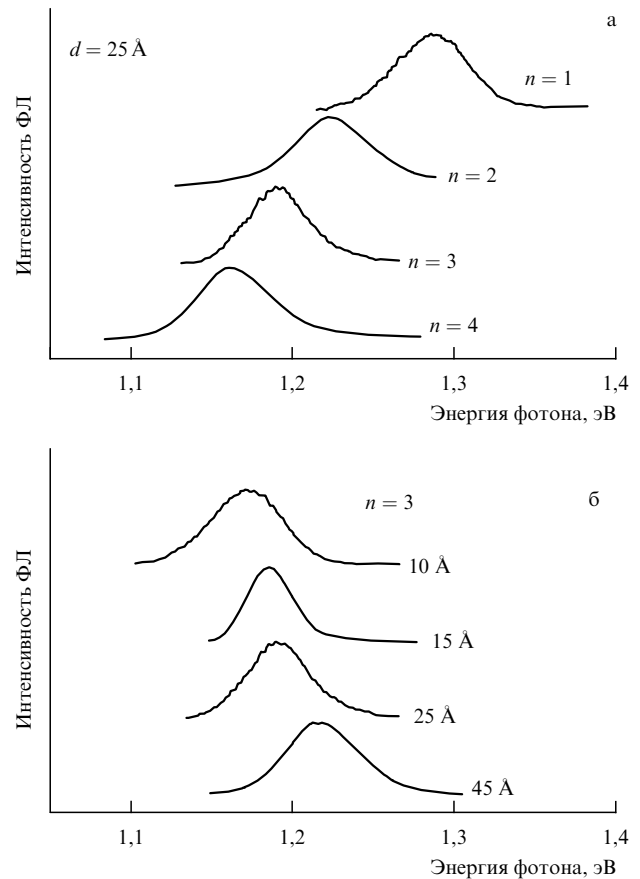


Рис. 2. Фотолюминесценция исследованных структур с туннельно-связанными квантовыми точками при $T = 77$ К: (а) спектры ФЛ структур с одним ($n = 1$), двумя, тремя и четырьмя циклами осаждения InAs средней толщиной 5 Å, разделенных циклами осаждения GaAs средней толщиной 25 Å; (б) зависимость положения линии ФЛ от ширины слоя GaAs для структуры с $n = 3$. Средняя толщина InAs — 5 Å.

ристической температуры T_0 и низкую пороговую плотность тока J_{th} ($T_0 = 425$ К, $J_{th} \approx 80$ А см $^{-2}$ в диапазоне температур 50–120 К) [17, 19]. Такое поведение согласуется с данными катодоллюминесценции высокого спектрального и пространственного разрешения, из которых следует, что люминесценция одиночной квантовой точки представляет собой сверхузкую линию шириной менее 0,15 мэВ, которая не изменяется при изменении температуры в широких пределах, что является доказательством формирования *электронной* квантовой точки [20]. При комнатной температуре, однако, тепловой выброс носителей из точек приводил к ухудшению рабочих характеристик лазера и сдвигу энергии генерации в коротковолновую сторону (т.е. в область энергий, близких к энергии оптического перехода, соответствующего двумерному смачивающему слою). Для увеличения максимального коэффициента усиления и соответственно улучшения рабочих характеристик лазеров на квантовых точках мы использовали массивы вертикально-связанных квантовых точек (ВСКТ) InAs в матрице GaAs. Такие массивы в данном случае позволяют повысить коэффициент оптического ограничения лазера, уменьшить время захвата и релаксации носителей, время излучательной рекомбинации, увеличить коэффициент усиления и снизить плотность порогового тока.

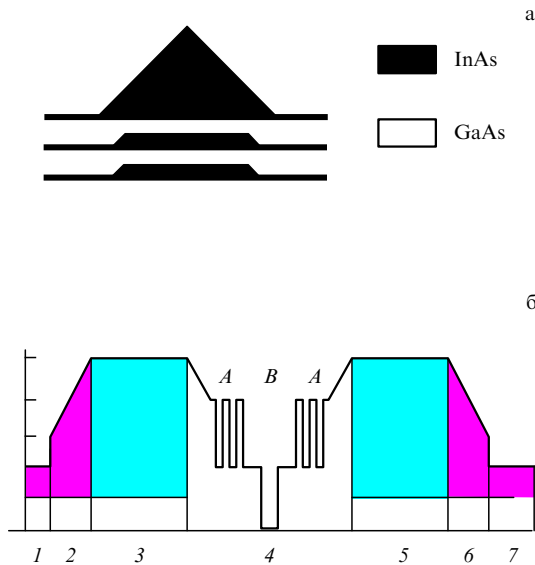


Рис. 3. Схематическое изображение вертикально-связанных квантовых точек (ВСКТ) (а) и лазерной структуры с ВСКТ (б). Размеры областей, мкм: 1, 2, 6 — 0,2; 3, 5 — 1,5; 4 — 0,4; 7 — 0,6. Тип и концентрация примеси, 10^{18} см^{-3} : 1, 2 — 4 (Si); 3 — 2 (Si); 5 — 0,7 (Be); 6, 7 — 20 (Be). В области 4: A — 20 периодов сверхрешетки AlGaAs (20 Å)/GaAs (10 Å), B — ВСКТ, вставленные в слой GaAs толщиной 800 Å.

Массивы ВСКТ формировались путем последовательного осаждения нескольких циклов, каждый из которых состоял из слоя InAs толщиной 1,7 монослоя и слоя GaAs толщиной 40 Å. Схематическое изображение ВСКТ представлено на рис. 3а. Каждая точка состоит из трех вертикально-связанных частей InAs, разделенных прослойками GaAs с толщинами 2–4 монослоя. Верхняя часть имеет латеральные размеры порядка 170 Å, а нижняя часть — порядка 110 Å. Электронные и дырочные состояния в соседних островках являются туннельно-связанными. Точки имеют квадратные основания со сторонами, расположенными вдоль направлений [001] и [010], и образуют примитивную квадратную решетку в плоскости подложки. При комнатной температуре в спектре ФЛ такой структуры наблюдается интенсивная линия, обусловленная переходами между основным состоянием электронов и дырок в туннельно-связанных точках [17].

Схематическое изображение структуры для лазерных исследований представлено на рис. 3б. Для исследования ФЛ верхний контактный слой удалялся с помощью химического травления. На рис. 4 представлен спектр электролюминесценции лазерной структуры на основе ВСКТ. Вплоть до комнатной температуры при малых и умеренных плотностях возбуждения энергия лазерной генерации соответствует максимуму спектра ФЛ. Таким образом, генерация осуществляется через основное состояние ВСКТ. Зависимость пороговой плотности тока и длины волны генерации от температуры представлена на рис. 5а. В диапазоне температур 80–150 К пороговая плотность тока практически не изменяется и составляет 40 А/см². Зависимость длины волны генерации от температуры следует за температурной зависимостью ширины запрещенной зоны GaAs. При температурах наблюдения выше 180 К

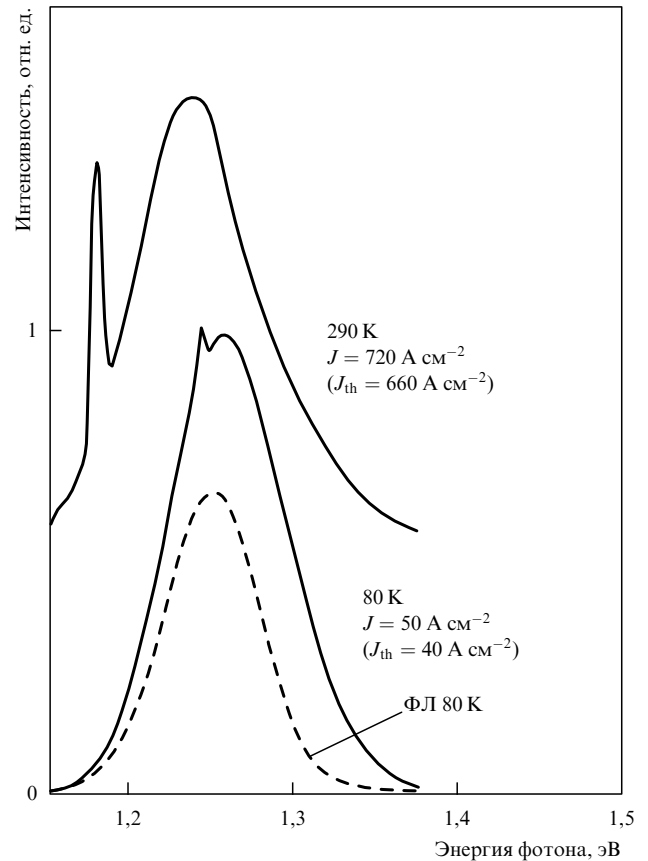


Рис. 4. Спектры электролюминесценции лазерной структуры с ВСКТ при 80 и 290 К, а также спектр фотолуминесценции при 80 К (штриховая линия) той же структуры, у которой с помощью химического травления были удалены верхний эмиттер и контактный слой.

начинается выраженный рост пороговой плотности тока. Данный факт наблюдался ранее в лазерах с одиночной плоскостью с квантовыми точками InAs [17] при температуре 80 К и обусловлен термическим выбросом носителей из квантовых точек. При этом, однако, коротковолнового сдвига энергии генерации не наблюдается, и вплоть до комнатной температуры генерация осуществляется через основное состояние экситона в квантовой точке. В случае лазера на основе ВСКТ пороговая плотность тока как при 80 К, так и при 300 К существенно ниже, чем в лазере с одним слоем квантовых точек из InAs. Кроме того, температура, при которой начинается термический выброс носителей в область смачивающего слоя и соответственно резкое увеличение T_0 , в случае ВСКТ возрастает до 180 К. Таким образом, использование ВСКТ позволяет существенно улучшить рабочие характеристики лазеров и продлить режим работы с малой пороговой плотностью и высокой температурной стабильностью порогового тока в область более высоких температур. Необходимо отметить, что пороговая плотность тока для лазерной структуры с одиночной квантовой ямой $\text{In}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}$, выращенной в субмонослойном режиме [10], имеет температурную зависимость, описываемую характеристической температурой $T_0 = 130 \text{ К}$ во всем диапазоне 80–300 К (рис. 5б). Таким образом, ход температурной зависимости пороговой плотности тока кардинально отличается для лазеров с квантовой ямой

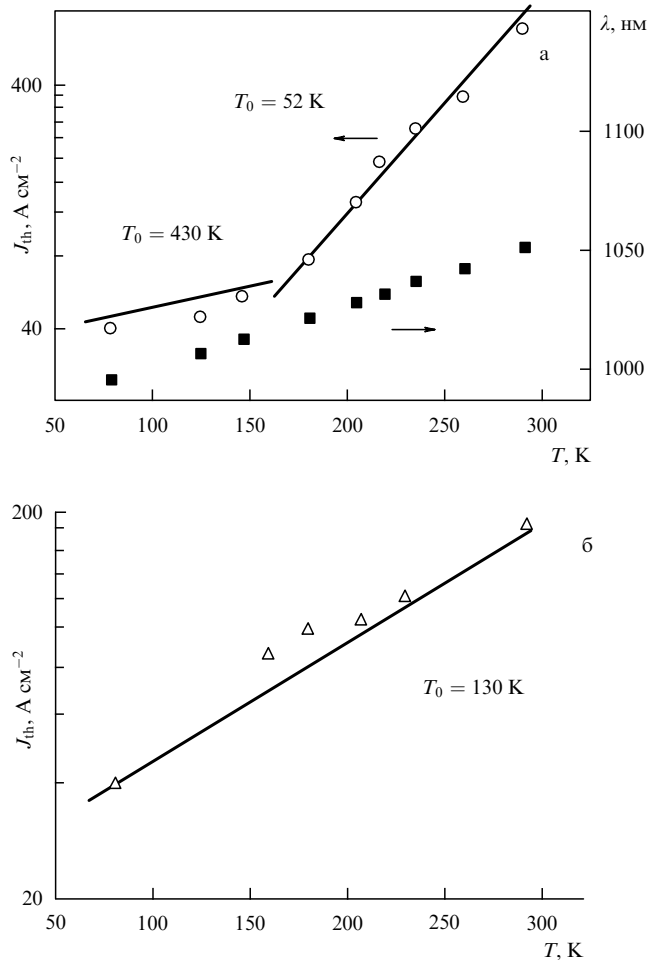


Рис. 5. Зависимость пороговой плотности тока J_{th} и длины волны генерации λ от температуры T для лазера с активной областью на основе ВСКТ (а) и одиночной квантовой ямы (б).

и квантовыми точками, что отражает различный вид плотности состояний для этих случаев.

Очевидно, что использование туннельно-связанных квантовых точек позволяет реализовать лазерную генерацию через основное состояние квантовых точек вплоть до комнатной температуры и существенно увеличить диапазон температурной стабильности порогового тока.

5. Заключение

Эффекты, обусловленные объемными и поверхностными напряжениями, могут приводить к образованию упорядоченных массивов упругонапряженных трехмерных островков в полупроводниковых матрицах. Островки обладают малой дисперсией по размерам и форме и упорядочены по всем трем координатам в искусственный трехмерный полупроводниковый кристалл. Уникальные оптические свойства таких образований позволяют качественно улучшить важнейшие параметры полупроводниковых приборов.

Авторы выражают глубокую признательность Российскому фонду фундаментальных исследований, фонду Volkswagen, Международному научному фонду и INTAS (грант 94-1028) за поддержку наших работ в данной области.

Список литературы

1. Kroemer H *Proc. IRE* **45** 1535 (1957)
2. Алферов Ж И, Казаринов Р Ф *Полупроводниковый лазер на основе гетероструктур* (Авт. свид. 27448 по заявке 950840 с приоритетом от 30 марта 1963)
3. Kroemer H *Proc. IEE* **51** 1782 (1963)
4. Алферов Ж И и др. *ФТП* **1** 1579 (1967)
5. Алферов Ж И и др. *ФТП* **3** (9) 1328 (1969)
6. Алферов Ж И и др. *ФТП* **4** (9) 1826 (1970); Hayashi I et al. *Appl. Phys. Lett.* **17** 109 (1970)
7. Алферов Ж И и др. *Письма в ЖТФ* **14** 1803 (1988)
8. Екимов А И, Онущенко А А *Письма в ЖЭТФ* **40** (8) 337 (1984)
9. Nötzel R et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3812 (1992)
10. Wang P D et al. *Appl. Phys. Lett.* **64** 1526 (1994); Bressler Hill V et al. *Phys. Rev. B* **50** 8479 (1994)
11. Ledentsov N N, in *Proc. of the 22nd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors Vancouver, Canada, 1994* Vol. 3 (Ed. D J Lockwood) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 1855
12. Shchukin V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2968 (1995); Ledentsov N N, Grundmann M *Solid State Electronics* 1996 (in print)
13. Andreev A F *Sov. Phys. JETP* **53** 1063 (1981)
14. Marchenko V I *Sov. Phys. JETP* **54** 605 (1981)
15. Marchenko V I *Sov. Phys. JETP Lett.* **33** 381 (1981)
16. Shchukin V A et al. *Surf. Sci.* (1996) (in print)
17. Ledentsov N N et al. *Phys. Rev. Lett.* (1996) (in print)
18. Arakawa Y, Sakaki H *Appl. Lett.* **40** 939 (1982)
19. Kirstaedter N et al. *Electronics Lett.* **30** 1416 (1994)
20. Grundman M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4043 (1995)

PACS numbers: 64.60.Ak, 71.30.+h, 73.30.+y

Перколяционные переходы металл–диэлектрик в двумерных электронных системах

В.Т. Долгополов

Идеальная двумерная электронная система, помещенная в постоянное магнитное поле, обладает энергетическим спектром в виде набора δ -образных пиков, расположенных на шкале энергий в соответствии с величинами циклотронного и спинового расщеплений. Набор одночастичных волновых функций при этом может быть выбран так, что каждая из них будет описывать делокализованное электронное состояние. В реальных системах хаотический потенциал приводит к размытию пиков плотности состояний и появлению на каждом квантовом уровне локализованных электронных состояний [1]. Пока уровень Ферми расположен в полосе локализованных состояний, диссипативная проводимость равна нулю, а холловская квантована: $\sigma_{xy} = n(e^2/h)$, где n — число полос делокализованных электронных состояний под уровнем Ферми. Квантование σ_{xy} следует из калибровочной инвариантности [2, 3] и должно быть точным при нулевой температуре в электронной системе бесконечных размеров.

Следует специально упомянуть два обстоятельства, на которые обращается недостаточное внимание. Во-первых, в неограниченной двумерной электронной системе перенос заряда, описываемый обычно компонентой σ_{xy} , происходит под уровнем Ферми. Во-вторых, в традиционной постановке эксперимента по исследованию целочисленного квантового эффекта Холла [4] в бездиссипативный перенос заряда вовлечены электроны на уровне Ферми в так называемых краевых каналах [5–7]. Последнее обстоятельство не позволяет получить