

УДК 621.315.592

История и будущее полупроводниковых гетероструктур

© Ж.И. Алфёров

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

(Получена 22 июля 1997 г. Принята к печати 27 июля 1997 г.)

Описана история создания полупроводниковых гетероструктур и их применений в различных электронных приборах. Также приведен краткий исторический обзор развития физики, технологии изготовления и применений квантовых ям и сверхрешеток. Обсуждаются успехи последних лет в области создания структур с квантовыми проволоками и, особенно, с квантовыми точками, а также тенденции и перспективы развития и применения этих новых типов гетероструктур.

1. Введение

Сейчас очень трудно представить современную физику твердого тела без полупроводниковых гетероструктур. Полупроводниковые гетероструктуры и, особенно, двойные гетероструктуры, включая квантовые ямы, нити и точки, являются сегодня предметом исследований 2/3 исследовательских групп в области физики полупроводников.

Если возможность управления типом проводимости полупроводника с помощью легирования различными примесями и идея инъекции неравновесных носителей заряда были теми семенами, из которых выросла полупроводниковая электроника, то гетероструктуры дают возможность решить значительно более общую проблему управления фундаментальными параметрами в полупроводниковых кристаллах и приборах: шириной запрещенной зоны, эффективными массами носителей и их подвижностями, показателем преломления, электронным энергетическим спектром и т. д.

Развитие физики и технологии полупроводниковых гетероструктур привело к значительным переменам в нашей повседневной жизни. Электронные устройства на основе гетероструктур широко используются во многих областях человеческой деятельности. Едва ли можно вообразить нашу жизнь без телекоммуникационных систем, основанных на лазерах с двойной гетероструктурой (ДГС), без гетероструктурных светодиодов и биполярных транзисторов, без малощумящих транзисторов с высокой подвижностью электронов (ВПЭТ), применяющихся в высокочастотных устройствах, с том числе в системах спутникового телевидения. Лазер с ДГС присутствует теперь фактически в каждом доме в проигрывателе компакт-дисков. Солнечные элементы с гетероструктурами широко используются как для космических, так и для земных программ — космическая станция "Мир" уже почти 10 лет использует солнечные элементы на основе AlGaAs-гетероструктур.

Наш интерес к полупроводниковым гетероструктурам не был случаен. Систематическое изучение полупроводников было начато в начале 30-х годов в Физико-техническом институте под прямым руководством его

основателя — Абрама Федоровича Иоффе. В 1932 г. В.П. Жузе и Б.В. Курчатова исследуют собственную и примесную проводимость полупроводников [1]. В том же году А.Ф. Иоффе и Я.И. Френкель создают теорию выпрямления тока на контакте металл–полупроводник, основанную на явлении туннелирования [2]. В 1931 и 1936 гг. Я.И. Френкель публикует свои знаменитые статьи [3], где он предсказал экситонные эффекты, дал имя и разработал теорию экситонов в полупроводниках. Впоследствии экситоны были экспериментально обнаружены Е.Ф. Гроссом в 1951 г. [4]. Первая диффузионная теория выпрямляющего $p-n$ -гетероперехода, которая легла в основу теории $p-n$ -перехода В. Шокли, была опубликована Б.И. Давыдовым в 1939 г. [5]. По инициативе А.Ф. Иоффе с конца 40-х годов в Физико-техническом институте были начаты исследования в области интерметаллических соединений. Теоретическое предсказание и экспериментальное открытие свойств полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$ были сделаны независимо Г. Велькером [6] и Н.А. Горюновой и А.Р. Регелем в Физико-техническом институте [7]. Мы почерпнули очень много из того высокого теоретического, технологического и экспериментального уровня исследований, который существовал в ФТИ в то время.

2. Классические гетероструктуры

Идея использования гетероструктур в полупроводниковой электронике была выдвинута уже на заре развития электроники. Уже в первом патенте, связанном с транзисторами на $p-n$ -переходах, В. Шокли [8] предложил использовать широкозонный эмиттер, чтобы получить одностороннюю инжекцию. В нашем институте А.И. Губанов впервые теоретически проанализировал вольт-амперные характеристики изотипных и анизотипных гетеропереходов [9], однако одни из самых важных теоретических изысканий на этой ранней стадии исследования гетероструктур были выполнены Г. Кремером, который ввел понятие квазиэлектрических и квазимагнитных полей в плавном гетеропереходе и предположил, что гетеропереходы могли бы иметь чрезвычайно высокую эффективность инжекции по сравнению с гомоперехода-

ми [10]. В то же самое время развивались различные идеи относительно использования полупроводниковых гетероструктур в солнечных элементах.

Следующий важный шаг был сделан несколькими годами позже, когда независимо нами и Г. Кремером [11] была сформулирована концепция лазеров на основе ДГС. В нашем патенте мы отметили возможность достигнуть высокой плотности инжектированных носителей и инверсной заселенности с помощью "двойной" инжекции. Мы особо указали на то, что лазеры на гомопереходах "не обеспечивают непрерывного режима генерации при повышенных температурах", и, как дополнительное преимущество ДГС лазеров, мы рассмотрели возможности "увеличения излучающей поверхности и использования новых материалов для получения излучения в различных областях спектра".

В своей статье Г. Кремер предложил использовать ДГС для ограничения носителей в активной области. Он предположил, что "с помощью пары гетеропереходных инжекторов лазерная генерация может быть осуществлена во многих непрямозонных полупроводниках и улучшена в прямозонных".

Первоначально теоретические изыскания продвигались существенно быстрее, чем их экспериментальная реализация. В 1966 г. [12] мы предсказали, что плотность инжектированных носителей могла бы на несколько порядков превосходить плотность носителей в широкозонном эмиттере (эффект "суперинжекции"). В том же самом году в статье [13], посланной в новый советский журнал "Физика и техника полупроводников", я обобщил наше понимание основных преимуществ ДГС для различных устройств, особенно для лазеров и высокоомощных выпрямителей: "Области рекомбинации, светового излучения и инверсии населенности совпадают и полностью сосредоточены в среднем слое. Благодаря потенциальным барьерам на границе полупроводников с различной шириной запрещенной зоны, даже при больших смещениях в пропускном направлении, целиком отсутствует сквозное токопрохождение электронов и дырок, и рекомбинация в эмиттерах равна нулю (в отличие от гомоструктур $p-i-n$, $p-n-n^+$, $n-p-p^+$, где она играет определяющую роль).

Инверсия населенности для получения стимулированного излучения может быть достигнута чисто инжекционным способом (двойная инжекция), и для ее достижения не требуется высокого уровня легирования средней области и, тем более, вырождения. Вследствие заметной разницы в диэлектрических постоянных, свет полностью сосредоточен в среднем слое, играющем роль высококачественного волновода, и таким образом, световые потери в пассивных областях (эмиттерах) отсутствуют".

Вот наиболее важные преимущества полупроводниковых гетероструктур, которые мы выделили в то время:

- суперинжекция носителей,
- оптическое ограничение,
- электронное ограничение.

Теперь осталось только найти гетероструктуру, где эти явления могли бы быть реализованы.

В то время имел место общий скептицизм относительно возможности создания "идеального" гетероперехода с бездефектной границей и, тем более, с теоретически предсказываемыми свойствами инжекции. Даже пионерские работы Р.Л. Андерсона [14] по исследованию первого эпитаксиального монокристаллического гетероперехода с совпадающими постоянными кристаллической решетки Ge-GaAs не давали доказательств инжекции неравновесных носителей в гетероструктурах. Фактическая реализация эффективных широкозонных эмиттеров рассматривалась попросту как невозможная, и патент лазера на ДГС многими рассматривался как "бумажный патент".

Главным образом из-за этого общего скептицизма существовало только несколько групп, пытавшихся найти "идеальную" пару, что являлось, конечно, трудной задачей. Должно было быть выполнено много условий совместимости тепловых, электрических, кристаллохимических свойств контактирующих материалов, а также их кристаллической и зонной структур.

Удачная комбинация ряда свойств, т.е. малые эффективные массы и большая ширина запрещенной зоны, эффективная излучательная рекомбинация и резкий край оптического поглощения вследствие "прямой" зонной структуры, высокая подвижность электронов в абсолютном минимуме зоны проводимости и ее сильное уменьшение в ближайшем минимуме в точке (100), уже в то время обеспечивала для GaAs достойное место в физике полупроводников и электронике. Так как максимальный эффект может быть получен при использовании гетероперехода между полупроводником, выступающим в качестве активной области приборов, и более широкозонным материалом, наиболее перспективными системами, рассматривавшимися в то время, были GaP-GaAs и AlAs-GaAs. Для "совместимости" материалы "пары" должны удовлетворять первому и самому важному условию: наиболее близкие значения постоянных решеток. Поэтому гетеропереходы в системе AlAs-GaAs были предпочтительней. Однако, для того чтобы начать работы по получению и исследованию свойств этих гетеропереходов, требовалось преодолеть некоторый психологический барьер. К тому времени AlAs был уже давно получен [15], но многие свойства этого соединения оставались неисследованными, так как было известно, что AlAs является химически нестабильным и разлагается во влажной атмосфере. Возможность получения устойчивого и приспособленного для практических приложений гетероперехода в этой системе казалась малоперспективной.

Первоначально наши попытки создать ДГС были связаны с решеточно-несогласованной системой GaAsP. Мы успешно изготовили первые лазеры на основе ДГС в этой системе методом газофазной эпитаксии (ГФЭ). Однако, из-за несоответствия параметров решетки, лазерная генерация, как и в лазерах на гомопереходах, могла осу-

шествяться только при температуре жидкого азота [16]. Любопытно отметить, однако, что это был первый практический результат для решеточно-несогласованной и даже частично релаксировавшей структуры.

Наш опыт, который мы получили при изучении системы GaAsP, был очень важен для понимания многих специфических физических свойств гетеропереходов и основ гетерозпитаксии. Разработка метода многокамерной ГФЭ для системы GaAsP позволила нам в 1970 г. создать структуры со сверхрешетками с периодом 200 Å и продемонстрировать расщепление зоны проводимости на минизоны [17].

Однако к концу 1966 г. мы пришли к выводу, что даже небольшое несоответствие параметров решеток в гетероструктурах GaP_{0.15}As_{0.85}-GaAs не позволяет реализовать потенциальные преимущества ДГС. В то время сотрудник моей группы Д.Н. Третьяков сообщил мне, что с мелкими кристаллами твердых растворов Al_xGa_{1-x}As различных составов, полученными два года назад путем охлаждения из расплава и положенными А.С. Борщевским в ящик стола, ничего за это время не случилось. Тотчас же стало ясно, что твердые растворы Al_xGa_{1-x}As являются химически устойчивыми и подходящими для изготовления долгоживущих гетероструктур и приборов. Изучение фазовых диаграмм и кинетики роста в этой системе, а также разработка модификации метода жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), пригодной для роста гетероструктур, вскоре привели к созданию первой решеточно-согласованной AlGaAs-гетероструктуры. Когда мы опубликовали первую работу на эту тему, мы были счастливы считать себя первыми, кто обнаружил уникальную, фактически идеальную гетероструктуру — решеточно-согласованную систему для GaAs, но как часто случается, одновременно и независимо те же самые результаты были достигнуты Х. Рупрехтом и Дж. Вудолом в исследовательском центре им. Т.Уотсона корпорации IBM [18].

Дальнейший прогресс в области полупроводниковых гетероструктур был стремительным. Прежде всего мы экспериментально подтвердили уникальные инжекционные свойства широкозонных эмиттеров и эффект суперинжекции [19], продемонстрировали стимулированное излучение в AlGaAs-ДГС [20], установили зонную диаграмму Al_xGa_{1-x}As-GaAs-гетероперехода, тщательно изучили люминесцентные свойства и диффузию носителей в плавном гетеропереходе, а также чрезвычайно интересные особенности тока через гетеропереход, например, диагональные туннельно-рекомбинационные переходы непосредственно между дырками из узкозонной и электронами из широкозонной составляющих гетероперехода [21].

В это же самое время мы создали большинство наиболее важных приборов, в которых были реализованы основные преимущества гетероструктур:

– низкопороговые ДГС лазеры при комнатной температуре [22] (рис. 1),

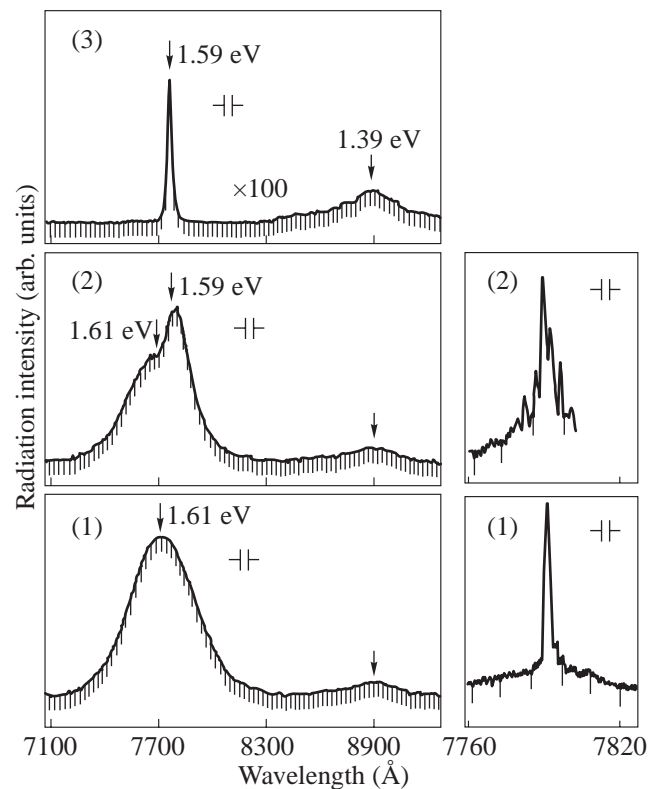


Рис. 1. Спектр генерации первого низкопорогового Al_xGa_{1-x}As-ДГС лазера, работающего при комнатной температуре (300 К). $J_{th} = 4300 \text{ A/cm}^2$. Ток возрастает от 0.7 А (1) до 8.3 А (2) и 13.6 А (3) [22].

- высокоэффективные светодиоды на одиночной гетероструктуре (ОГС) и на ДГС [23],
- солнечные элементы на гетероструктурах [24],
- биполярные транзисторы на гетероструктурах [25],
- тиристорные $p-n-p-n$ -переключатели на гетероструктурах [26].

Большинство этих результатов было воспроизведено в других лабораториях в течение 1–2 лет, а в некоторых случаях даже позже. Но в 1970 г. международная конкуренция стала очень сильной. Позже один из наших основных конкурентов И.Хаяши, который работал вместе с М. Панишем в лаборатории корпорации Bell Telephone в Мюррэй Хилл, писал [27]: ”В сентябре 1969 г. Жорес Алфёров из Института Иоффе в Ленинграде посетил нашу лабораторию. Мы узнали, что он уже получил $J_{th}^{(300)} = 4.3 \text{ kA/cm}^2$ на ДГС. До этого мы не осознавали, что конкуренция настолько плотная, и удвоили наши усилия... О непрерывном режиме лазерной генерации при комнатной температуре было сообщено в мае 1970...”. В нашей статье, посланной в печать в мае 1970 г. [28], непрерывный режим лазерной генерации был реализован в лазерах с полосковой геометрией, для формирования которых была использована фотолитография, и установленных на медных теплоотводах, покрытых серебром

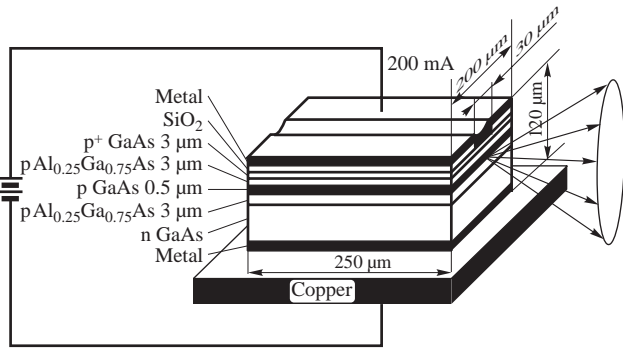


Рис. 2. Схематическое изображение структуры первого инжекционного ДГС лазера, работающего в непрерывном режиме при комнатной температуре.

(рис. 2). Самая низкая плотность порогового тока J_{th} при 300 К была 940 A/cm^2 для широких лазеров и 2.7 kA/cm^2 для полосковых лазеров. Независимо о непрерывном режиме лазерной генерации в ДГС лазерах было сообщено Ицуо Хаяши и Мортонем Панишем [29] (для широких лазеров с алмазным теплопроводом) в статье, посланной только на один месяц позже, чем наша. Достижение режима непрерывной лазерной генерации при комнатной температуре вызвало взрыв интереса к физике и технологии полупроводниковых гетероструктур. Если в 1969 г. AlGaAs-гетероструктуры изучались только в нескольких лабораториях, в основном в СССР (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, "Полюс" и "Квант" — промышленные лаборатории, где мы внедряли наши технологии для прикладных программ) и в США (Bell Telephone, D.Sarnoff RCA Reseach Center, T.Watson IBM Res. Center), то в начале 1971 г. многие университеты, промышленные лаборатории в США, СССР, Великобритании, Японии а также в Бразилии и Польше начали исследования гетероструктур и приборов с ними на основе соединений $A^{III}B^V$.

На этой ранней стадии развития физики и технологии гетероструктур стало ясно, что для расширения спектральной области нам необходимо искать новые решеточно-согласованные гетероструктуры. Первый важный шаг был осуществлен в нашей лаборатории в 1970 г.: в работе [30] мы сообщили, что возможно получение различных решеточно-согласованных гетеропереходов с использованием четверных твердых растворов $A^{III}B^V$, позволяющих независимо менять постоянную решетки и ширину запрещенной зоны. Позже к тем же самым выводам пришел Г. Антипас с сотр.[31]. Как практический пример, использующий эту идею, мы рассмотрели различные составы InGaAsP, и скоро этот материал стал одним из наиболее важных для множества прикладных задач: фотокатоды [32] и, особенно, лазеры в инфракрасной области для волоконно-оптической связи [33] и в видимом диапазоне [34].

Основные идеи относительно полупроводникового лазера с распределенной обратной связью (РОС) были сформулированы нами в авторском свидетельстве в

1971 г. [35]. В том же самом году Х. Когельник и К.В. Шэнк рассмотрели возможность замены резонатора Фабри–Перо или подобных ему в лазерах на красителях на периодические объемные неоднородности [36]. Необходимо отметить, что их подход не применим к полупроводниковым лазерам, и все исследователи полупроводниковых лазеров с РОС или с распределенными брегговскими зеркалами (РБЗ) используют идеи, сформулированные в [35]:

1. Дифракционная решетка создается не в объеме, а на поверхности волноводного слоя.

2. Взаимодействие волноводных мод с поверхностной дифракционной решеткой приводит не только к распределенной обратной связи, но и дает на выходе хорошо сколламированное излучение.

Подробный теоретический анализ работы полупроводникового лазера с поверхностной дифракционной решеткой был выполнен в 1972 г. [37], где авторами была установлена возможность одномодовой генерации. Первые полупроводниковые лазеры с поверхностной дифракционной решеткой и распределенной обратной связью были получены практически одновременно в Физико-техническом институте [38], Калтехе [39] и Лаборатории корпорации Хегох в Пало Альто [40].

В начале 80-х годов Г. Кремер и Г. Гриффитс опубликовали работу [41], стимулировавшую повышенный интерес к гетероструктурам со ступенчатой структурой зон (гетеропереходы II-го рода). Пространственное разделение электронов и дырок на таких гетерограницах позволяет в широких пределах управлять их оптическими свойствами [21^c, 42]. Ступенчатая структура зон дает возможность получить оптическое излучение с энергией фотона, много меньшей ширины запрещенной зоны каждого из полупроводников, формирующих гетеропереход. Реализация инжекционного лазера на основе гетеропереходов II-го рода в системе GaInAsSb-GaSb [42] открыла хорошие перспективы для создания эффективных когерентных источников света в инфракрасном оптическом диапазоне. Излучение в структурах такого типа возникает за счет рекомбинации электронов и дырок, локализованных в самосогласованных потенциальных ямах, расположенных по разные стороны от гетерограницы. Таким образом гетероструктуры II-го рода открывают новые возможности как в фундаментальных исследованиях, так и для приборных применений, реализация которых на гетероструктурах I-го рода в системе соединений $A^{III}B^V$ невозможна. Однако практическое использование гетероструктур II-го рода до сих пор лимитируется недостаточным пониманием их фундаментальных свойств и ограниченным числом экспериментально исследованных систем.

Кратко сформулируем и классифицируем наиболее важные результаты развития классических гетероструктур следующим, удобным, на наш взгляд, способом.

Классические гетероструктуры

I. Фундаментальные физические явления (рис. 3)

- Односторонняя инжекция.
- Сверхинжекция.
- Диффузия во встроенном квазиэлектрическом поле.
- Электронное ограничение.
- Оптическое ограничение.
- Эффект широкозонного окна.
- Диагональное туннелирование через гетерограницу.

II. Важные следствия для применений в полупроводниковых приборах

- Низкопороговые полупроводниковые лазеры, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре, лазеры с распределенной обратной связью и с распределенными брэгговскими зеркалами, поверхностно-излучающие лазеры, инфракрасные лазеры на гетероструктурах II-го рода.
- Высокоэффективные светоизлучающие диоды.
- Солнечные элементы и фотодетекторы, основанные на эффекте широкозонного окна.
- Полупроводниковая интегральная оптика, основанная на полупроводниковых РОС и РБЗ лазерах.
- Гетеробиполярные транзисторы с широкозонным эмиттером.
- Транзисторы, тиристоры, динисторы с передачей светового сигнала.
- Мощные диоды и тиристоры.
- Преобразователи света из инфракрасного в видимый диапазон.
- Эффективные холодные катоды.

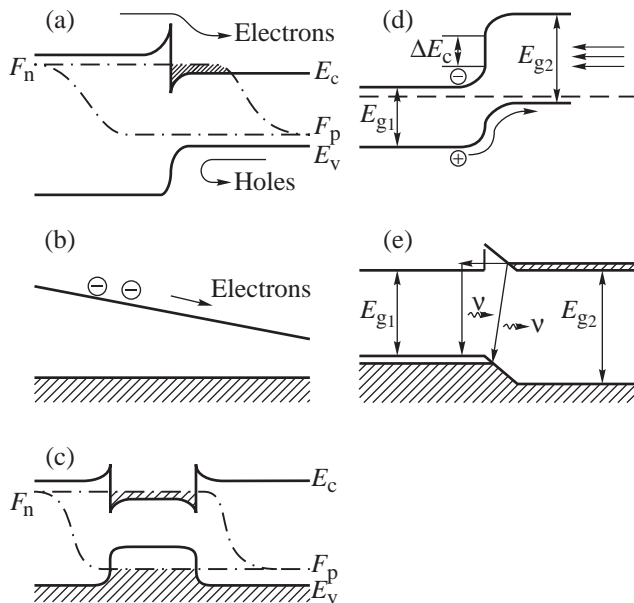


Рис. 3. Основные физические явления в классических гетероструктурах. *a* — односторонняя инжекция и сверхинжекция; *b* — диффузия во встроенном квазиэлектрическом поле; *c* — электронное и оптическое ограничение; *d* — эффект широкозонного окна; *e* — диагональное туннелирование через гетерограницу.

III. Важные технологические особенности

- Принципиальная необходимость структур с хорошим согласованием параметров решетки.
- Многокомпонентные твердые растворы используются для согласования параметра решетки.
- Принципиальная необходимость эпитаксиальных технологий выращивания.

В заключение этого краткого обзора раннего развития "объемных" гетероструктур можно сказать, что создание "идеального" гетероперехода и введение концепции гетероструктуры в физику и технологию полупроводников привело к открытию новых физических эффектов, кардинальному улучшению характеристик фактически всех известных и созданию новых типов полупроводниковых приборов.

3. Гетероструктуры с квантовыми ямами и сверхрешетками

Благодаря наличию электронного ограничения в ДГС, лазеры на основе двойных гетероструктур, по-существу, стали прямыми предшественниками структур с квантовыми ямами, в которых средний узкозонный слой имеет толщину порядка нескольких сотен ангстрем, что приводит к расщеплению электронных уровней вследствие эффектов размерного квантования. Однако лишь с развитием новых методов выращивания гетероструктур стала возможной реализация высококачественных двойных гетероструктур со сверхтонкими слоями. В 70-е годы были разработаны два основных современных метода эпитаксиального роста с прецизионным контролем толщины, планарности, состава и т.д. Метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) превратился сегодня в одну из важнейших технологий для выращивания гетероструктур на основе соединений $A^{III}B^V$ прежде всего благодаря пионерской работе А. Чо [43]. Основные идеи метода газофазной эпитаксии из паров металлоорганических соединений (МОС ГФЭ) были изложены в ранней работе Г. Манасевита [44]. Нашел широкое применение для выращивания гетероструктур соединений $A^{III}B^V$, в особенности после сообщения Р. Дюкюи и П. Дапкуса о получении с его помощью инжекционного ДГС лазера в системе AlGaAs, работающего при комнатной температуре [45].

Четкое проявление эффектов размерного квантования в оптических спектрах полупроводниковой гетероструктуры GaAs–AlGaAs со сверхтонким слоем GaAs (квантовой ямой), было продемонстрировано Р. Динглом и др. в 1974 г. [46]. Авторы наблюдали характерную ступенчатую структуру в спектрах поглощения и систематический сдвиг характеристических энергий при уменьшении толщины квантовой ямы (КЯ).

Экспериментальное изучение сверхрешеток началось в 1970 г. с работы Л. Есаки и Р. Тсу [47], где авторы рассмотрели электронный транспорт в сверхрешетке, т.е. в

структуре с дополнительным периодическим потенциалом, создаваемым легированием или изменением состава полупроводниковых материалов с периодом, большим, но сравнимым с постоянной кристаллической решетки. В этом, как его назвал Лео Есаки, "Man-made crystal" происходит расщепление параболических зон в мини-зоны, разделенные малыми запрещенными энергетическими зонами и имеющие зону Бриллюэна, определяемую периодом сверхрешетки. Аналогичные идеи были сформулированы Л.В. Келдышем еще в 1962 г. [48] при рассмотрении периодического потенциала, создаваемого на поверхности полупроводника интенсивной ультразвуковой волной. В начале 70-х годов в Физико-техническом институте Р. Казаринов и Р. Сурис теоретически рассмотрели прохождение тока в структурах со сверхрешетками [49]. Было показано, что протекание тока определяется туннелированием через разделяющие ямы потенциальные барьеры. Авторами также были предсказаны очень важные физические явления: туннелирование носителей под действием электрического поля, когда основное состояние одной ямы совпадает с возбужденным состоянием следующей ямы, и стимулированное излучение, возникающее при туннелировании оптически возбужденных носителей из основного состояния одной ямы в возбужденное состояние соседней, расположенное ниже по энергии за счет действия приложенного электрического поля. Практически в то же время Л. Есаки и Р. Тсу независимо рассмотрели эффекты резонансного туннелирования в структурах со сверхрешетками [50].

Впервые экспериментальные исследования структур со сверхрешетками были выполнены Л. Есаки и Р. Тсу на сверхрешетках в системе $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}\text{-GaAs}$, полученных методом ГФЭ. В нашей лаборатории к тому времени мы разработали первую многокамерную установку и, как было упомянуто ранее, изготовили структуры со сверхрешетками $\text{GaP}_{0.3}\text{As}_{0.7}\text{-GaAs}$ с толщиной каждого из слоев 100 \AA и общим количеством слоев, равным 200 [17]. Наблюдаемые особенности вольт-амперных характеристик, их температурные зависимости и эффект фотопроводимости были объяснены расщеплением зоны проводимости за счет действия одномерного периодического потенциала сверхрешетки. Эти первые сверхрешетки являлись в то же время и первыми сверхрешетками с напряженными слоями. Е. Блэкли и Дж. Мэттьюз, работавшие с Л. Есаки и Р. Тсу в ИВМ, в середине 70-х годов достигли заметных успехов в выращивании напряженных сверхрешеток с очень низкой концентрацией дефектов. Но только намного позднее, после теоретической работы Г. Осборна [51] из Sandia lab и выращивания первой высококачественной напряженной сверхрешетки $\text{GaAs-In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ М. Людовицем в Varian, Н. Голоньяку из Иллинойского Университета удалось создать на основе этих структур лазер, работающий в непрерывном режиме при комнатной температуре [52]. Стало понятно, что в сверхрешетках с напряженными слоями напряжение решетки является дополнительной степенью свободы и, варьируя толщины и составы слоев,

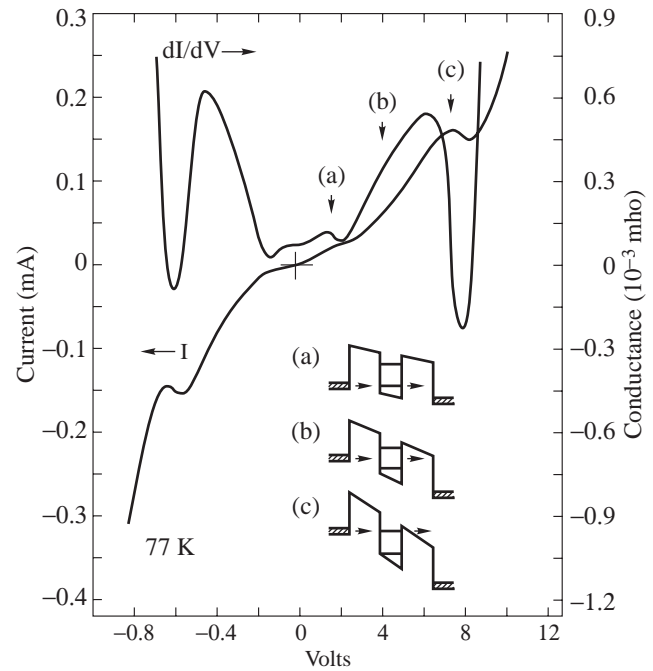


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика и характеристика проводимости–напряжение двухбарьерной GaAs–GaAlAs-структуры. Резонансные (a), (c) и нерезонансные (b) условия показаны стрелками на вставке (согласно Л.Л. Ченгу, Л. Есаки, Р. Тсу [54]).

можно изменять непрерывно и независимо друг от друга такие фундаментальные параметры, как ширина запрещенной зоны, постоянная решетки и т.д.

В начале 70-х годов Л. Есаки с сотр. применили технологию МПЭ к системе AlGaAs [53] и в марте 1974 г. они представили работу по резонансному туннелированию [54]. Это была первая экспериментальная демонстрация новых физических свойств гетероструктур с квантовыми ямами. Были измерены зависимости туннельного тока и проводимости от приложенного напряжения в гетероструктуре GaAs–GaAlAs с двойным барьером (рис. 4) и обнаружены максимумы тока, связанные с резонансным туннелированием. Позже в том же году Л. Есаки и Л.Л. Ченг наблюдали эффект резонансного туннелирования в сверхрешетке [55]. Усиленное внимание к резонансному туннелированию, очевидно, было также связано с потенциальными возможностями применения этого эффекта в быстродействующей электронике. В конце 80-х годов для двойного резонансного туннельного диода удалось достигнуть пикосекундного диапазона времени переключения; в резонансно-туннельных диодах на GaAs были получены осцилляции на частоте 420 ГГц при комнатной температуре.

Утверждение о переходе к двумерному движению электронов в полевых транзисторах было высказано уже достаточно давно [56], и для электронов, захваченных в инверсном слое, впервые проверено А.Б. Фаулером и др. в 1966 г. [57] в экспериментах по магнитопроводимости.

Спектральные эффекты, обусловленные пространственным квантованием, наблюдались в тонких пленках висмута В.Н. Луцким и Л.А. Куликом также в 1968 г. [58].

Первая работа по модулированно-легированным сверхрешеткам [59], где было продемонстрировано увеличение подвижности по сравнению с объемными кристаллами, стимулировала развитие исследований по использованию двумерного электронного газа с высокой подвижностью для микроволнового усиления. Во Франции и Японии практически одновременно на основе одиночной модулированно-легированной гетероструктуры $n\text{-AlGaAs-n-GaAs}$ были созданы новые типы транзисторов, получившие название TEGFET (полевые транзисторы с двумерным электронным газом) во Франции [60] и НЕМТ (транзисторы с высокой подвижностью электронов — ВПЭТ) в Японии [61].

Впервые лазерная генерация на квантовых ямах была получена Дж.П. ван дер Зилом и др. [62], но параметры генерации значительно уступали средним ДГС лазерам. Лишь в 1978 г. Р. Дююи и П. Дапкус в сотрудничестве с Н. Голоньяком впервые сообщили о создании лазера на квантовой яме с параметрами, сравнимыми со стандартными ДГС лазерами [63]. В этой работе впервые прозвучало название "квантовая яма". Реальное преимущество лазеров на квантовых ямах было продемонстрировано намного позже В.Т. Цангом из Bell Telephone lab. За счет значительного улучшения технологии МПЭ роста и создания оптимизированной структуры (РО ДГС с плавным изменением показателя преломления волноводной области: РО ПИПП ДГС) удалось добиться снижения пороговой плотности тока до 160 А/см^2 [64].

В Физико-техническом институте развития методов МПЭ и МОС ГФЭ выращивания гетероструктур $A^{III}B^V$ было начато только в конце 70-х годов. Прежде всего мы стимулировали разработку и конструирование первой советской установки молекулярно-пучковой эпитаксии в нашей электронной промышленности. В течение нескольких лет были разработаны три поколения машин для МПЭ, и последние, имевшие название "Цна" (красивая река вблизи Рязани — города, где находился Научно-исследовательский технологический институт Электронной Промышленности — НИТИ; в НИТИ и была выполнена разработка установок МПЭ) оказались достаточно хороши для реализации научных программ. Параллельно, чуть позже, мы начали разрабатывать системы МПЭ в НТО АН — в Ленинграде. В середине 80-х годов несколько систем этой версии было получены ФТИ. Оба типа систем МПЭ все еще работают в ФТИ и других лабораториях страны.

Системы МОС ГФЭ мы разработали в нашем Институте, а позже, в 80-е годы, шведская компания "Ericup" специально сконструировала, при нашем активном участии, пару систем для нашего Института, которые до сих пор используются в научных исследованиях.

Большой интерес к изучению низкоразмерных структур и отсутствие оборудования для технологий роста МПЭ и МОС ГФЭ стимулировали наши исследования

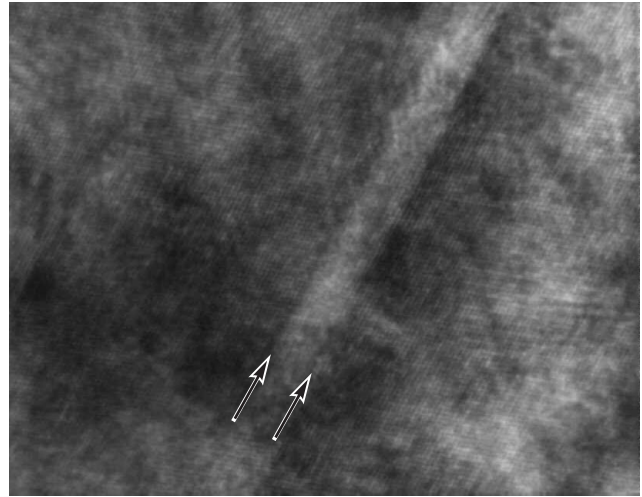


Рис. 5. Тонкий InGaAsP-слой в структуре InGaP/InGaAsP/InGaP/GaAs с квантовой ямой, выращенной методом ЖФЭ. Изображение получено методом ПЭМ с торца.

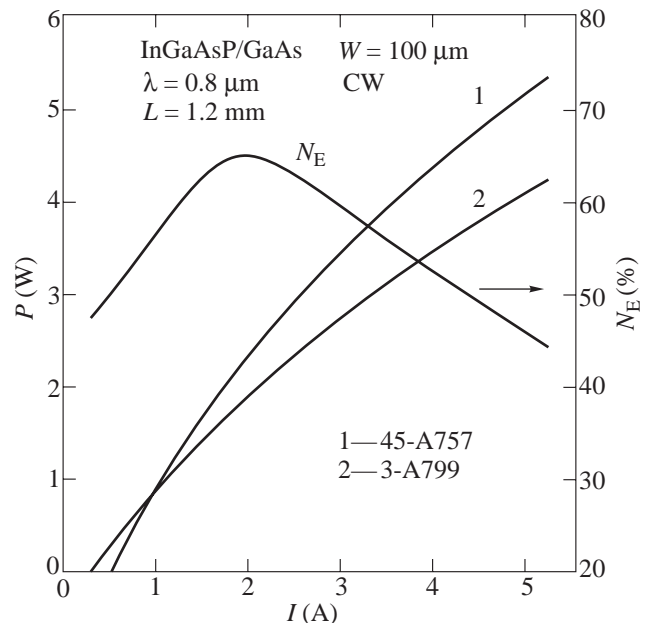


Рис. 6. Ватт-амперные характеристики РО ДГС лазерных диодов InGaAsP-GaAs с одиночной квантовой ямой в непрерывном режиме. 1 — диод с сильно и слабо отражающими покрытиями; 2 — диод только с сильно отражающими покрытиями. $N_E(I)$ — зависимость коэффициента преобразования энергии (кпд) от тока.

по развитию метода ЖФЭ, пригодного для выращивания гетероструктур с квантовыми ямами.

Однако, до конца 70-х годов казалось невозможно вырастить гетероструктуры $A^{III}B^V$ с толщиной активной области менее 500 \AA методом ЖФЭ из-за существования вблизи гетеропереходов протяженных переходных областей переменного химического состава.

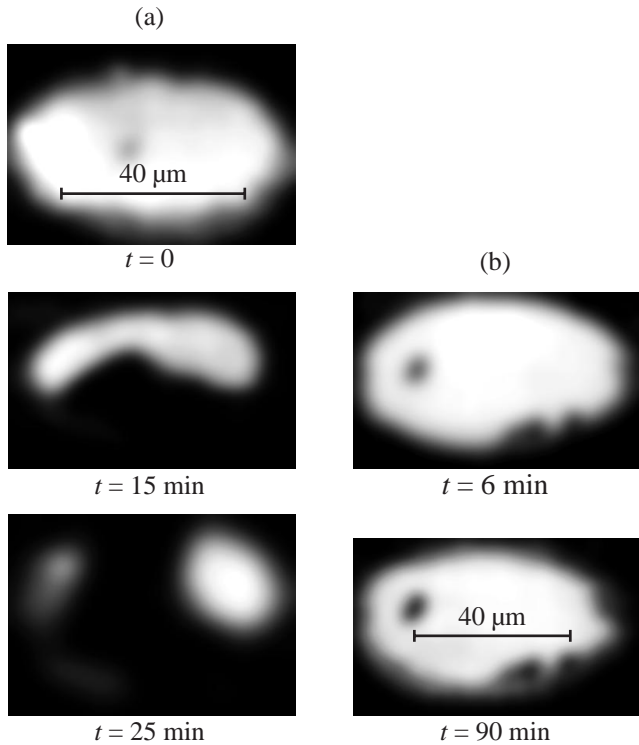


Рис. 7. Временная эволюция картин люминесценции из активной области в AlGaAs–GaAs (a) и InGaAsP–GaAs (b) РО ДГС с одиночной квантовой ямой при высоком уровне фотовозбуждения. Диаметр пятна возбуждения Kr^+ -лазера ~ 40 мкм. Уровни возбуждения, Вт/см²: a — 10^4 , b — 10^5 .

Ситуация изменилась благодаря работе Н. Голоньяка и др. [65], предложивших для выращивания сверхрешеток на основе соединений InGaAsP использовать систему ЖФЭ с вращающимися "лодочками". В нашей лаборатории мы разработали модифицированный метод ЖФЭ с обычным последовательным перемещением подложки в стандартной горизонтальной геометрии "лодочки" для InGaAsP-гетероструктур [66] и метод низкотемпературной ЖФЭ для AlGaAs-гетероструктур [67]. Эти методы позволили нам выращивать гетероструктуры с квантовыми ямами превосходного качества практически любого вида с толщиной активной области до 20 Å и с размером переходных областей, сравнимым с постоянной кристаллической решетки (рис. 5). Важное практическое значение имело получение методом ЖФЭ рекордных значений пороговых плотностей тока в лазерах с отдельным ограничением и одиночной квантовой ямой на основе гетероструктур InGaAsP/InP ($\lambda = 1.3$ и 1.55 мкм) и InGaAsP/GaAs ($\lambda = 0.65$ –0.9 мкм) [68]. Для мощных лазеров InGaAsP/GaAs ($\lambda = 0.8$ мкм) (рис. 6), выполненных в полосковой геометрии, были достигнуты в непрерывном режиме эффективность 66% и мощность излучения 5 Вт при ширине полоска 100 мкм [69]. В этих лазерах впервые было реализовано эффективное охлаждение мощного полупроводникового прибора за счет рекомбинационного излучения, как было предска-

но ранее в [13]. Другой важной особенностью InGaAsP-гетероструктур являлась их довольно большая устойчивость к развитию дислокаций и дефектов (рис. 7) [70]. Данные исследования положили начало широкому применению гетероструктур, не содержащих алюминий.

Наиболее сложная лазерная структура с квантовыми ямами, которая соединила в себе одиночную квантовую яму и короткопериодные сверхрешетки (КПСР), использовавшиеся для создания РО ПИПП ДГС (наиболее предпочтительной для получения наименьших значений порогового тока), была выращена в нашей лаборатории в 1988 г. [71] (рис. 8). Используя КПСР, удалось не только достигнуть желаемого профиля показателя преломления в волноводной области, создать барьер движению дислокаций в активную область, но также получить возможность выращивать различные части структуры при существенно различных температурах. Таким образом, были достигнуты одновременно как превосходная морфология поверхности, так и высокая внутренняя квантовая эффективность на планарной поверхности GaAs (100). Были получены значения пороговой плотности тока $J_{th} = 52$ А/см² и, после некоторой оптимизации, $J_{th} = 40$ А/см², которое до сих пор является мировым рекордом для полупроводниковых инжекционных лазеров и служит хорошей демонстрацией эффективного применения квантовых ям и сверхрешеток в электронных приборах.

Идея стимулированного излучения в сверхрешетках, выдвинутая Р. Казариновым и Р. Сурисом [49], была реализована почти на четверть столетия позже Ф. Капассо [72]. Предложенная ранее структура была существенно оптимизирована, и каскадный лазер, разработанный Ф. Капассо, вызвал к жизни новое поколение униполярных лазеров, работающих в среднем инфракрасном диапазоне.

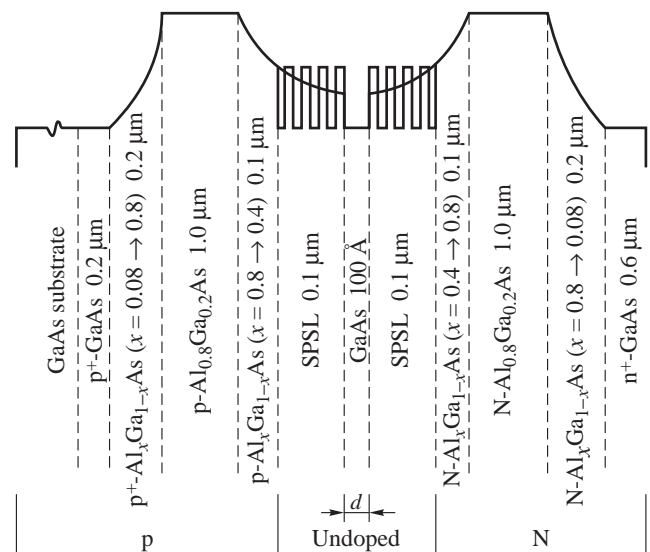


Рис. 8. Структура РО ДГС лазера с КЯ, ограниченной КПСР, выращенная методом МПЭ.

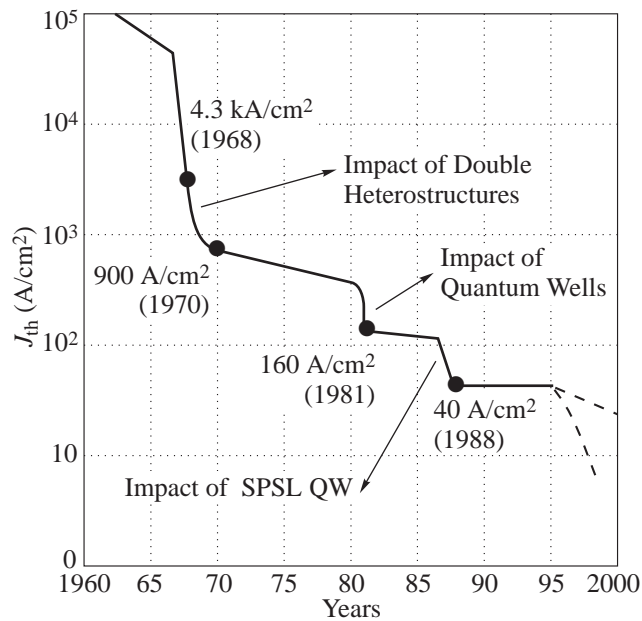


Рис. 9. Эволюция порогового тока полупроводниковых лазеров.

История развития полупроводниковых лазеров — это, с определенной точки зрения, история борьбы за снижение их порогового тока, что наглядно проиллюстрировано на рис. 9. Наиболее значительные изменения в данной области произошли только после внедрения концепции ДГС лазеров. Использование КПСР КЯ привело фактически к достижению теоретического предела этого одного из наиболее важных параметров. Дальнейшие возможности, связанные с применением новых структур с квантовыми проволоками и квантовыми точками, будут обсуждаться в следующей части нашей статьи.

Возможно, наиболее значительным открытием, связанным с исследованием квантовых ям, было открытие квантового эффекта Холла [73]. Это открытие и всестороннее его изучение в AlGaAs–GaAs-гетероструктурах, приведшее вскоре к открытию дробного квантового эффекта Холла [74], оказало принципиальное влияние на всю физику твердого тела. Обнаружение данного эффекта, имеющего дело только с фундаментальными величинами и не зависящего от особенностей зонной структуры, подвижности и плотности носителей заряда в полупроводнике, показало, что гетероструктуры могут использоваться и для моделирования некоторых фундаментальных физических явлений. В последнее время большая часть исследований в этой области сконцентрирована на понимании механизма конденсации электронов и поиске вигнеровской кристаллизации.

Обобщим кратко основные положения данной части аналогично тому, как это было сделано в предыдущей, посвященной классическим гетероструктурам.

I. Фундаментальные физические явления в гетероструктурах с квантовыми ямами и сверхрешетками

– Двумерный электронный газ.

– Ступенчатый вид функции плотности состояний.
 – Квантовый эффект Холла.
 – Дробный квантовый эффект Холла.
 – Существование экситонов при комнатной температуре.

– Резонансное туннелирование в структурах с двойным барьером и сверхрешетках.

– Энергетический спектр носителей в сверхрешетках определяется выбором потенциала и упругих напряжений.

– Стимулированное излучение при резонансном туннелировании в сверхрешетках.

– Псевдоморфный рост напряженных структур.

II. Важные следствия для применений в полупроводниковых приборах

– Более короткие длины волн излучения, меньшие значения порогового тока, большее дифференциальное усиление и более слабая температурная зависимость порогового тока в полупроводниковых лазерах.

– Инфракрасные квантовые каскадные лазеры.

– Лазер с КЯ, ограниченной КПСР.

– Оптимизация электронного и оптического ограничения и характеристик волновода в полупроводниковых лазерах.

– Транзисторы с двумерным электронным газом (ВПЭТ).

– Резонансно-туннельные диоды.

– Высокоточные стандарты сопротивлений.

– Приборы на основе эффекта электропоглощения и электрооптические модуляторы.

– Инфракрасные фотодетекторы на основе эффекта поглощения между уровнями размерного квантования.

III. Важные технологические особенности

– Нет необходимости в согласовании параметров решетки.

– Принципиально необходимо использование технологий с низкими скоростями роста (МПЭ, МОС ГФЭ).

– Метод субмонослойного выращивания.

– Подавление распространения дислокаций несоответствия в процессе эпитаксиального роста.

– Резкое увеличение разнообразия материалов — компонентов гетероструктур.

4. Гетероструктуры с квантовыми проволоками и квантовыми точками

В 80-е годы, прогресс в физике двумерных гетероструктур с квантовыми ямами и их прикладных применениях, привлек многих ученых к изучению систем, обладающих еще меньшей размерностью — квантовых проволок и квантовых точек. В отличие от квантовых ям, где носители ограничены в направлении, перпендикулярном к слоям, и могут двигаться свободно в плоскости слоя, в квантовых проволоках носители заряда ограничены в двух направлениях и свободно перемещаются только вдоль оси проволоки. В квантовых "точках" —

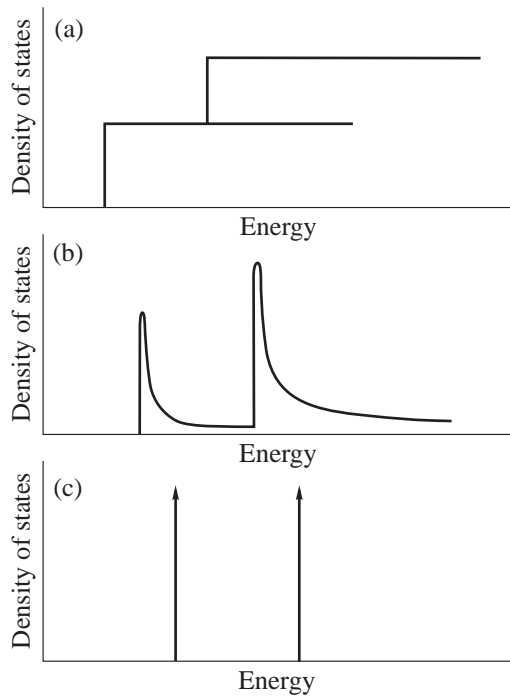


Рис. 10. Схематические диаграммы функции плотности состояний для структур с квантовыми ямами (а), квантовыми проволоками (b) и квантовыми точками (с).

”искусственных атомах”, носители заряда ограничены уже во всех трех направлениях и обладают полностью дискретным энергетическим спектром. На рис. 10 показаны схематические диаграммы функции плотности состояний для КЯ, квантовых проволок (КП) и квантовых точек (КТ).

Экспериментальная работа по изготовлению и исследованию структур с КП была начата более 10 лет назад [75]. В то же самое время было выполнено теоретическое исследование проблем, связанных с одним из наиболее интересных применений — лазером на КП [76]. Авторы [76] указывали на возможность ослабления температурной зависимости плотности порогового тока для КП лазера и на полную температурную стабильность лазеров на КТ (рис. 11). К настоящему времени в данной области уже имеется значительное число как теоретических, так и экспериментальных работ. Были исследованы транспортные и емкостные свойства КП; изучалось вертикальное и поперечное туннелирование в структурах с КП и КТ. В лазерных КП структурах были выполнены измерения фотолюминесценции в дальней инфракрасной области спектра, изучены рамановские спектры, проведены измерения оптического усиления и исследования особенностей оптических свойств, особенно поляризационных эффектов. По-видимому, наибольшего успеха в создании КП лазеров достигли авторы работы [77]. Однако, до сих пор прогресс в этой области осуществляется весьма медленно, и реализация наиболее интересных применений структур с квантовыми проволоками все еще впереди.

Первые полупроводниковые точки — микрокристаллы соединений $A^{II}B^{VI}$, сформированные в стеклянной матрице, были предложены и реализованы А.И. Екимовым и А.А. Онущенко [78]. Эта работа инициировала важные теоретические исследования квантовых точек, начатые Ал.И. Эфросом и А.Л. Эфросом в Физико-техническом институте [79]. Однако, поскольку полупроводниковые квантовые точки были внедрены в изолирующую стеклянную матрицу и качество гетерограницы между стеклом и полупроводниковой точкой было невысоким, это создавало определенные ограничения как для фундаментальных исследований, так и для приборных применений. Намного более интересные возможности появились с созданием трехмерных КТ, когерентных с окружающей их полупроводниковой матрицей [80].

Для изготовления этих структур были предложены несколько методов. Непрямые методы, к которым относится изготовление КТ путем их поперечного вытравливания из структур с КЯ, часто страдают недостаточным разрешением и могут вызывать повреждение гетерограниц в процессе травления. Более перспективным способом является применение прямых методов изготовления, таких как рост в V-канавках и на гофрированных (“корругированных”) поверхностях, приводящих к образованию КП и КТ. Лаборатории Физико-технического института и Технического университета Берлина — в последнее время мы проводили эти исследования в близком сотрудничестве — значительно продвинулись именно в последнем направлении.

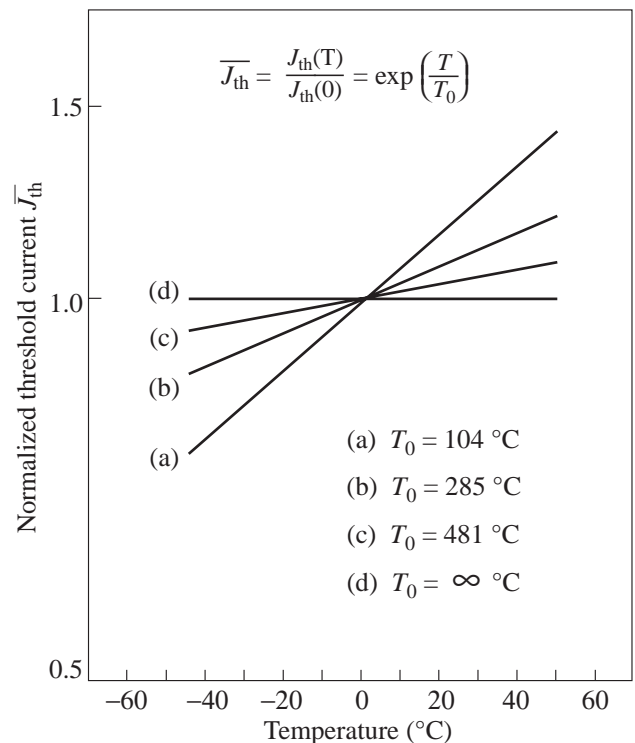


Рис. 11. Нормированные температурные зависимости порогового тока для различных ДГС лазеров: объемных (а), с квантовыми ямами (b), с квантовыми проволоками (с) и с квантовыми точками (d).

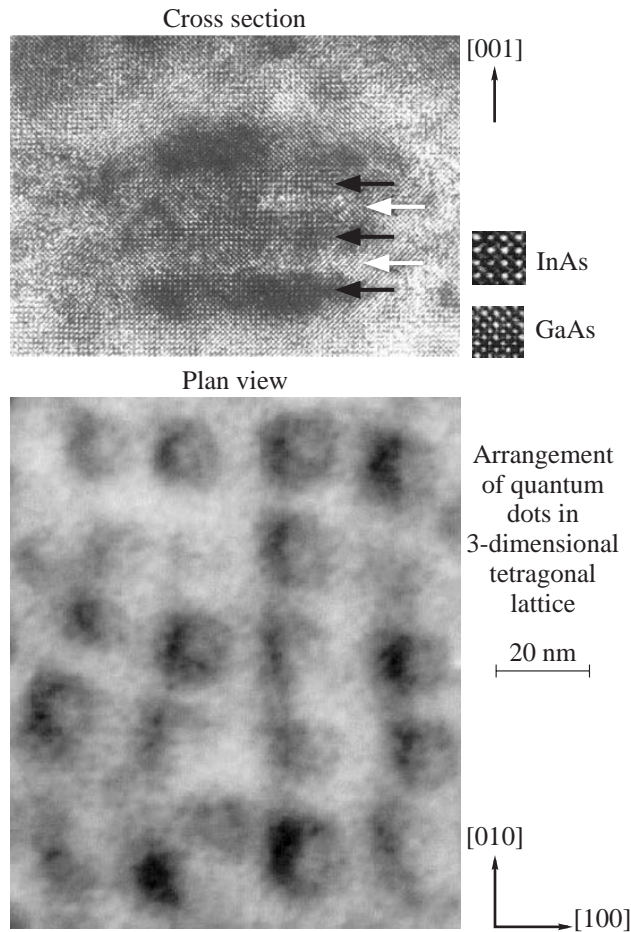


Рис. 12. Вертикальное и поперечное упорядочивание связанных квантовых точек в системе InAs–GaAs.

Сейчас мы пришли к выводу, что наиболее многообещающим методом формирования упорядоченных массивов КП и КТ является метод, использующий явление самоорганизации на кристаллических поверхностях. Релаксация напряжений на краях ступеней или граней может приводить к формированию упорядоченных массивов КП и КТ в случаях роста как согласованных, так и рассогласованных по параметру решетки материалов. Спонтанное формирование на кристаллических поверхностях различных упорядоченных структур, имеющих периодичность, намного большую параметра решетки, было предметом интенсивных теоретических исследований [81,82]. Наша конечная цель — это изготовление идеальной полупроводниковой квантовой точки, которая, подобно атому, имела бы энергетический спектр, описываемый δ -функцией. Для наиболее полной реализации преимуществ этого подхода необходимо создать плотный и однородный массив проволок и точек, иначе неоднородное уширение может свести на нет достоинства пониженной размерности. Такие наноструктуры должны иметь размеры в диапазоне нескольких нанометров, чтобы обеспечить энергетические зазоры между подуровнями электронов и дырок порядка нескольких kT при

комнатной температуре. Кроме того, они должны быть свободными от дислокаций и дефектов.

Одним из механизмов формирования упорядоченных наноструктур является фасетирование, в котором плоская кристаллическая поверхность перестраивается в периодическую структуру "холмов и долин" для уменьшения свободной энергии на поверхности [81,82]. Последующий гетероэпитаксиальный рост на фасетированных поверхностях при оптимизированных условиях роста может приводить к формированию гофрированных сверхрешеток [83,84].

К другому классу самоорганизованных структур, подходящих для изготовления КП и КТ, относят упорядоченные массивы сильно напряженных "островков" монослойной высоты, спонтанно образующихся в процессе субмонослойного осаждения одного материала на другой, сильно рассогласованный с ним по параметру кристаллической решетки [85, 86].

Недавно в системе InAs–GaAs очень однородные массивы трехмерных квантовых точек, имеющих также поперечное упорядочение, были получены с помощью методов роста как МПЭ, так и МОС ГФЭ путем нанесения покрытий InAs толщиной более одного монослоя [87,88].

Движущей силой, вызывающей образование массива однородных напряженных островков на кристаллической поверхности, является релаксация упругих напряжений на краях граней и взаимодействие островков посредством напряжений, создаваемых ими в подложке [89]. Эксперименты показывают в большинстве случаев довольно узкое распределение островков по размерам [87], и более того, при некоторых условиях, когерентные островки InAs образуют квазипериодическую квадратную решетку. Форма квантовых точек может значительно изменяться в процессе зарастивания, или постростового отжига, или при использовании сложных ростовых манипуляций. Короткопериодное попеременное нанесение различных напряженных материалов ведет к расще-

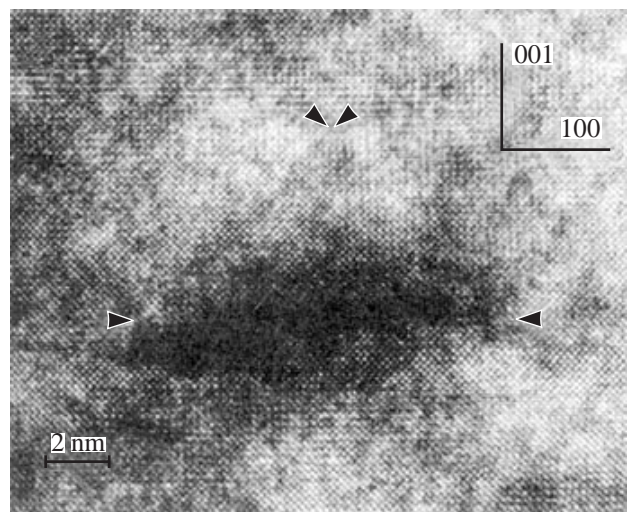


Рис. 13. Изображение одиночной квантовой точки при осаждении 3-х монослоев InAs, полученное методом ПЭМ с высоким разрешением с торца. Грани показаны стрелками.

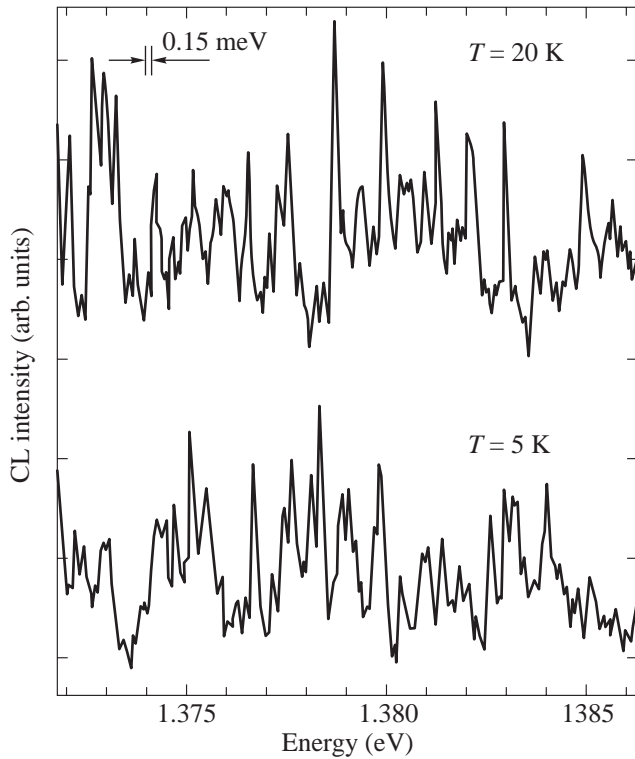


Рис. 14. Спектр катодолуминесценции (CL) высокого разрешения структур с КТ InAs–GaAs.

плению КТ и формированию сверхрешеток, образуемых плоскостями вертикально связанных квантовых точек (рис. 12, 13) [90–94]. Как было обнаружено, энергия излучения из основного состояния КТ совпадает с краем поглощения и энергией лазерной генерации [87]. Наблюдение сверхузких (< 0.15 мэВ) линий люминесценции из одиночных квантовых точек [87] (рис. 14), которые не проявляют тенденции к расширению с увеличением температуры (рис. 15) [91], является доказательством формирования КТ с энергетическим спектром, описываемым δ -функцией.

Лазеры на квантовых точках, как ожидается, будут иметь более высокие характеристики по сравнению со стандартными лазерами на КЯ. В них ожидается одновременное проявление таких уникальных черт, как высокое дифференциальное усиление, сверхнизкое значение пороговой плотности тока и высокая температурная стабильность пороговой плотности тока [76]. В дополнение к этому, упорядоченные массивы КТ, сформированные в области оптического волновода, могут привести к появлению распределенной обратной связи (или) к стабилизации одномодового лазерного излучения. *In situ* захороненные в полупроводнике структуры с КТ пространственно локализуют носители и предотвращают их безызлучательную рекомбинацию на зеркалах резонатора. Таким способом можно избежать перегрева зеркал резонатора, являющегося одной из наиболее серьезных проблем высокоомощных и высокоэффективных AlGaAs–GaAs- и AlGaAs–InGaAs-лазеров.

В нашей первой публикации InGaAs-лазеры на КТ [92] показали: 1) сверхвысокую температурную стабильность пороговой плотности тока с характеристической температурой (T_0) приблизительно 350–400 К в диапазоне температур (30–150 К), и низкую пороговую плотность тока (120 А/см²) в диапазоне температур (70–150 К); 2) одномодовое лазерное излучение на продольной моде наблюдается как при низких, так и при высоких температурах (300 К). Характеристическая температура ($T_0 = 350$ К) значительно превышает теоретический предел для лазера на КЯ.

Относительно малая разница энергий между основным состоянием экситона в КТ и смачивающего слоя (~ 100 мэВ) и между состояниями экситона в КТ и экситона в барьере GaAs (~ 200 мэВ) приводит к эффективной делокализации экситонов и носителей из КТ при высоких температурах (> 170 К). Как следствие, T_0 уменьшается ($T_0 \sim 60$ К), энергия излучения сдвигается ближе к энергии экситона в смачивающем слое, а пороговая плотность тока возрастает до 950 А/см² при 300 К, чтобы компенсировать результирующую потерю усиления.

В лазерах, активная область которых получена в результате роста вертикально-связанных массивов КТ (ВСМКТ) [90] (рис. 16), осуществляемого посредством чередующегося короткопериодного осаждения слоев GaAs–(InGa)As, наблюдается излучение через основное состояние при 300 К. Несмотря на дальнейшее увеличение T_0 ($T_0 = 430$ К в диапазоне температур 70–150 К) и уменьшение пороговой плотности тока ($J_{th} = 40$ А/см² при 80 К), J_{th} при комнатной температуре была все еще высока (660 А/см²) и T_0 оставалась равной 60 К. КТ InGaAs в этих лазерах были выращены внутри одиночной квантовой ямы GaAs в составе лазерной структуры с КПСР, упомянутой выше [71].

Для лазеров на КТ, выращенных методом МОС ГФЭ [93], была продемонстрирована сверхвысокая температурная стабильность ($T_0 = 530$ К в диапазоне температур 70–220 К). Вплоть до 220 К пороговая

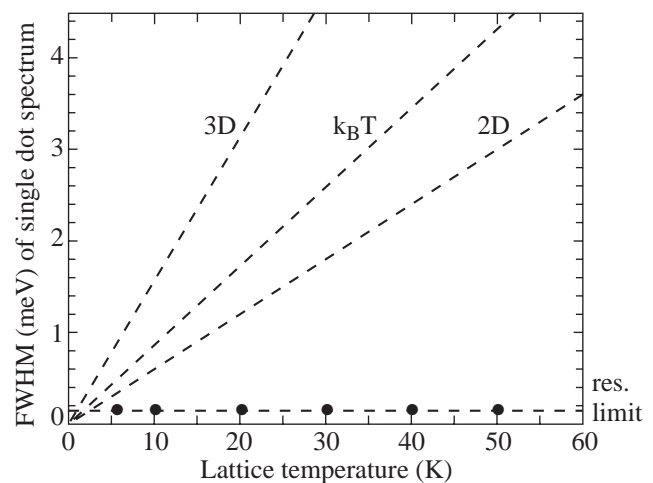


Рис. 15. Температурная зависимость полуширины пика (FWHM) катодолуминесценции.

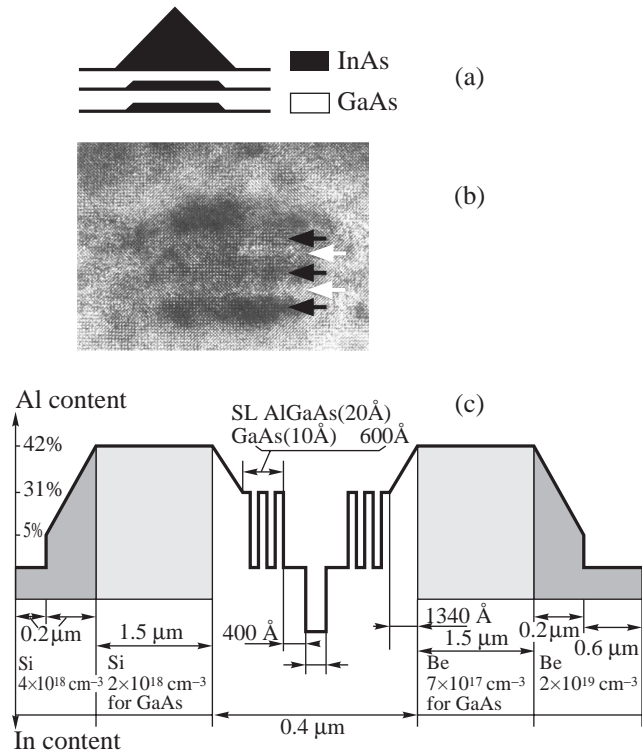


Рис. 16. Лазеры на вертикально-связанных массивах квантовых точек: *a* — схематическое изображение трех вертикально-связанных плоскостей InAs–GaAs-точек; *b* — изображение вертикально-связанных квантовых точек, полученное методом ПЭМ с торца; *c* — схематическое изображение лазерной структуры.

плотность тока составляла приблизительно 50 A/cm^2 и практически не зависела от температуры. Дальнейшая оптимизация параметров роста и геометрии структуры позволила расширить диапазон сверхвысокой температурной стабильности порогового тока ($T_0 = 385 \text{ K}$) вплоть до 50°C [92].

Недавно мы исследовали [94,95] влияние числа плоскостей InGaAs-КТ (N) на структурные, оптические свойства и параметры лазерной генерации в структурах с InGaAs–GaAs-BCMKT, выращенных методом МПЭ на подложках GaAs (100) и введенных в активную область AlGaAs–GaAs-КПСР лазеров с КЯ. Мы обнаружили, что связанные точки формируются посредством эффекта самоорганизованного преобразования формы, заключающегося в передаче материала InGaAs из нижней к верхней КТ и его замещении GaAs. Поперечный размер и объем верхних КТ неизменно увеличивается с N . Для большого N в вертикальном направлении формируется сверхрешетка на КТ (рис. 17).

Увеличение N ведет к существенному уменьшению J_{th} при 300 К из-за увеличения фактора оптического ограничения (от 900 A/cm^2 для $N = 1$, до 260 A/cm^2 для $N = 6$ и до 90 A/cm^2 для $N = 10$). В то же время при комнатной температуре длина волны излучения увеличивается с N , достигая длины волны фотолюминесценции при низких

плотностях возбуждения (1.05 мкм , 300 K , $N = 10$), а T_0 вблизи комнатной температуры возрастает от 60 K ($N = 1$) до 150 K ($N = 10$). В то же время область высокой T_0 при низких температурах сужается, свидетельствуя о формировании минизон из-за образования вертикальной КПСР в случае большого N .

Я включил это чуть более детальное описание разработки лазерной структуры на КТ также для того, чтобы показать, насколько сложным и совершенным является путь реализации принципиальных преимуществ КТ. Позвольте суммировать эту часть таким же образом, как это было сделано для других частей.

I. Фундаментальные физические явления в гетероструктурах с квантовыми проволоками и квантовыми точками

- Одномерный электронный газ (КП).
- Функция плотности состояний с острыми максимумами (КП).
- Нуль-мерный электронный газ (КТ).
- Функция плотности состояний типа δ -функции (КТ).
- Увеличение энергии связи экситона.

II. Важные следствия для применений в полупроводниковых приборах

- Уменьшенное значение порогового тока лазера и увеличенное дифференциальное усиление, уменьшенная

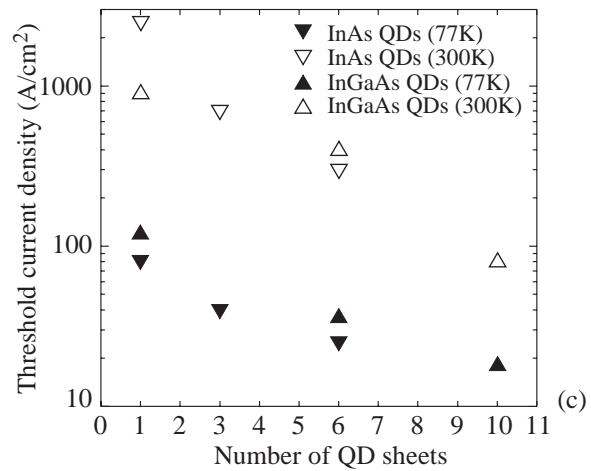
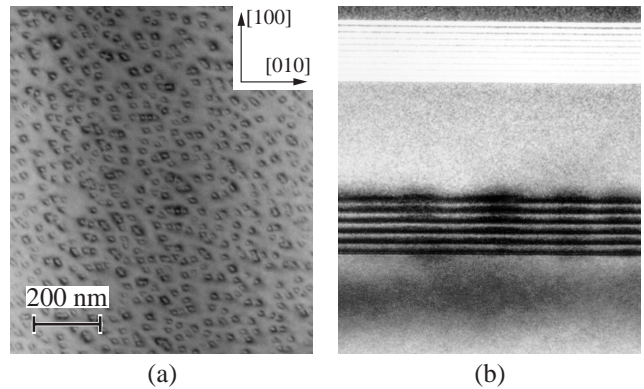


Рис. 17. ПЭМ изображения: с поверхности (*a*) и с торца (*b*) структуры с шестью плоскостями вертикально-связанных КТ; *c* — зависимость пороговой плотности тока от числа плоскостей КТ в активной области лазера на КТ.

температурная зависимость порогового тока (КП), температурная стабильность порогового тока (КТ), дискретный спектр усиления и возможность получения рабочих характеристик, подобных характеристикам твердотельных или газовых лазеров (КТ).

– Более высокий коэффициент модуляции в электрооптических модуляторах.

– Возможность создания ”одноэлектронных” устройств.

– Новая возможность для развития полевых транзисторов.

III. Важные технологические особенности

– Применение для роста эффектов самоорганизации.

– Эпитаксиальный рост в V-канавках.

– Литография высокого разрешения и травление структур с квантовыми ямами.

Будущие тенденции

Недавно были получены впечатляющие результаты для коротковолновых источников излучения на основе селенидов $A^{II}B^{VI}$ и нитридов $A^{III}N$. Использование гетероструктурных концепций и методов роста, которые были разработаны для КЯ и СР на $A^{III}B^V$, в большой степени определило успех этих исследований. Естественная и наиболее предсказуемая тенденция — применение гетероструктурных концепций и технологических методов к новым материалам. Разработанные недавно различные гетероструктуры $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$ являются хорошими примерами этого утверждения.

С более общей и глубокой точки зрения, гетероструктуры (это касается всех из них: классических, КЯ и СР, КП и КТ) представляют собой способ создания новых типов материалов — гетерополупроводников. Еще раз используя слова Лео Эсаки — вместо ”Богом созданных кристаллов”, мы сами создаем ”Кристаллы, сделанные человеком”.

Классические гетероструктуры, квантовые ямы и сверхрешетки уже весьма совершенны, и мы используем многие из их уникальных свойств. Структуры же с квантовыми проволоками и точками пока еще очень молоды: на этом пути нас ожидают захватывающие открытия и новые неожиданные применения. Уже сейчас мы можем сказать, что упорядоченные равновесные массивы квантовых точек могут использоваться в многих устройствах: лазерах, оптических модуляторах, детекторах и эмиттерах в дальней инфракрасной области и т. д. Резонансное туннелирование через полупроводниковые атомы, внедренные в более широкозонные слои, может приводить к значительному улучшению характеристик приборов. В более широком смысле, структуры с КТ будут разработаны как ”вширь” так и ”вглубь”. ”Вширь” — подразумевает новые материальные системы, способные перекрывать новые диапазоны энергетического спектра. Наиболее развитая система $InGaAs-GaAs$ уже нашла применение для значительного усовершенствования характеристик полупроводниковых лазеров. Недавно квантовые точки II-го рода $GaSb-GaAs$ были сформированы

на поверхности $GaAs(100)$ [96]. Подобная концепция образования КТ работает и в системе $InSb-GaSb$, делая квантовые точки потенциально привлекательными для применения в лазерах средней инфракрасной области спектра. Проблемы, связанные со сроком службы полупроводниковых зеленых и синих лазеров, и даже более общие проблемы создания структур, свободных от дефектов, на основе широкозонных полупроводников $A^{II}B^{VI}$ и нитридов $A^{III}N$, весьма вероятно, могут быть решены при использовании структур с КТ в этих системах.

Вглубь — подразумевает понимание того, что степень упорядоченности в значительной степени зависит от очень сложных условий роста, констант материалов, конкретных значений поверхностной свободной энергии. Путь к резонансно-туннельным и одноэлектронным приборам и устройствам — глубокое и тщательное исследование и оценка этих параметров с целью достижения максимально возможной степени упорядоченности. В целом, необходимо найти более сильные механизмы самоорганизации для создания упорядоченных массивов КТ. Связанные массивы самоорганизованных КП и КТ весьма перспективны для поперечных сверхрешеток Эсаки-Тсу. Вертикально-связанные точки можно представить как одномерную сверхрешетку — совершенно новый объект исследований.

Едва ли возможно отразить в статье даже все основные направления современной физики и технологии полупроводниковых гетероструктур. Их намного больше, чем было упомянуто. Многие ученые внесли свой вклад в этот впечатляющий прогресс, который не только определяет в значительной степени будущие перспективы физики твердого тела, но в каком-то смысле также и будущее человеческого общества. Я хотел бы также особо подчеркнуть роль ученых предыдущих поколений, тех, кто подготовили наш путь. Я счастлив, что имел возможность работать в этой области с самого начала. Я счастлив, что могу продолжать эту работу сейчас.

Я глубоко признателен П.С Копьеву и Н.Н. Леденцову за плодотворные дискуссии, а также А.В. Гордеевой и Н.Е. Сергеевой за техническую помощь в подготовке данной статьи.

Список литературы

- [1] В.П. Жузе, Б.В. Курчатова. ЖЭТФ, **2**, 309 (1932); V.P. Zhuze, B.V. Kurchatov. Phys. Zs. SU, **2**, N 6, 463 (1932).
- [2] Ya.I. Frenkel, A.F. Ioffe. Phys. Z.d. SU, Bd. **1**, N. 1, 60 (1932).
- [3] Я.И. Френкель. Phys. Rev., **37**, 17 (1931); Phys. Rev., **37**, 1276 (1931); ЖЭТФ, **6**, 647 (1936).
- [4] Е.Ф Гросс, Н.А. Кариев. ДАН СССР, **84**, 261 (1952); Е.Ф Гросс, Н.А. Кариев. ДАН СССР, **84**, 471 (1952).
- [5] Б.И. Давыдов. ЖЭТФ, **9**, 451 (1939).
- [6] N.H. Welker. Zs. Naturforsch., **7^a**, 744 (1952); Zs. Naturforsch., **8^a**, 248 (1953).
- [7] Н.А. Горюнова. Автореф. дис. (ЛГУ, ФТИ, 1951); А.И. Блюм, Н.П. Мокровский, А.Р. Регель. Тр. VII конф. по свойствам полупроводников (Киев, 1950) [Изв. АН СССР. Сер. физ., **XVI**, 139 (1952).]

- [8] W. Shockley. US Patent 2569347, September 25 (1951).
- [9] А.И. Губанов. ЖТФ, **20**, 1287 (1950); ЖТФ, **21**, 304 (1951).
- [10] H. Kroemer. Proc. JRE, **45**, 1535 (1957); RCA Rev., **28**, 332 (1957).
- [11] Ж.И. Алфёров, Р.Ф. Казаринов. А.с. № 181737, заявка № 950840 с приоритетом от 30 марта 1963; H. Kroemer. Proc. IEEE, **51**, 1782 (1963) (Submitted October 14, 1963).
- [12] Ж.И. Алфёров, В.Б. Халфин, Р.Ф. Казаринов. ФТТ, **8**, 3102 (1966) (Послана в печать 20 апреля 1966).
- [13] Ж.И. Алфёров. ФТП, **1**, 436 (1967). (Послана в печать 11 ноября 1966).
- [14] L. Anderson. IBM J. Res. Develop., **4**, 283 (1960); Sol. St. Electron., **5**, 341 (1962).
- [15] G. Natta, L. Passerini. Gazz. Chim. Ital., **58**, 458 (1928); V.M. Goldschmidt. Trans. Farad. Soc., **25**, 253 (1929).
- [16] Ж.И. Алфёров, Д.З. Гарбузов, В.С. Григорьева, Ю.В. Жилияев, Л.В. Крадинова, В.И. Корольков, Е.П. Морозов, О.А. Нинуа, Е.Л. Портной, В.Д. Прочухан, М.К. Трукан. ФТТ, **9**, 279 (1967) (Послана в печать 15 июля 1966).
- [17] Ж.И. Алфёров, Ю.В. Жилияев, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **5**, 196 (1971) (Послана в печать 10 сентября 1970).
- [18] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.И. Корольков, Д.Н. Третьяков, В.М. Тучкевич. ФТП, **1**, 1579 (1967) (Послана в печать 18 мая 1967); H.S. Rupprecht, I.M. Woodall, G.D. Pettit. Appl. Phys. Lett., **11**, 81 (1967) (Submitted June 19, 1967).
- [19] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.И. Корольков, Е.Л. Портной, Д.Н. Третьяков. ФТП, **2**, 1016 (1968) (Послана в печать 13 сентября 1967).
- [20] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.И. Корольков, Е.Л. Портной, Д.Н. Третьяков. ФТП, **2**, 1545 (1968) (Послана в печать 5 мая 1968).
- [21] а) Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.И. Корольков, Е.Л. Портной, Д.Н. Третьяков. *Тр. IX между. конф. по полупроводниковым структурам* (Москва, 23–29 июля 1968) (Л., Наука, 1969) **1**, 534; б) Zh.I. Alferov. *Proc. Int. Conf. on Luminescence* (Newark, Delaware USA, August 25–29, 1969); *J. Luminesc.*, **1**, 2, 869 (1970); в) Ж.И. Алфёров, Д.З. Гарбузов, Е.П. Морозов, Е.Л. Портной. ФТП, **3**, 1054 (1969); д) Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.И. Корольков, Е.Л. Портной, А.А. Яковенко. ФТП, **3**, 541 (1969).
- [22] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Е.Л. Портной, М.К. Трукан. ФТП, **3**, 1328 (1969) (Послана в печать 30 декабря 1968).
- [23] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.И. Корольков, Е.Л. Портной, А.А. Яковенко. ФТП, **3**, 930 (1969) (Послана в печать 26 декабря 1968).
- [24] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, М.В. Каган, И.И. Протасов, В.Г. Трофим. ФТП, **4**, 2378 (1970) (Послана в печать 10 июня 1970).
- [25] Ж.И. Алфёров, Ф.А. Ахмедов, В.И. Корольков, В.Г. Никитин. ФТП, **7**, 1159 (1973).
- [26] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.И. Корольков, В.Г. Никитин, А.А. Яковенко. ФТП, **4**, 578 (1970).
- [27] I. Hayashi. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-31**, 1630 (1984).
- [28] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, Ю.В. Жилияев, Е.П. Морозов, Е.Л. Портной, В.Г. Трофим. ФТП, **4**, 1826 (1970) (Послана в печать 6 мая 1970).
- [29] I. Hayashi, M.V. Panish, P.W. Foy, S. Sumski. Appl. Phys. Lett., **17**, 109 (1970) (Submitted June 8, 1970).
- [30] Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, S.G. Konnikov, V.G. Nikitin, D.N. Tret'akov. *Proc. Int. Conf. on Physics and Chemistry of Semiconductor Heterojunctions and Layer Structures* (Budapest, October 1970) [*Academiai Kiado*, **1**, 93 (1971)].
- [31] G.A. Antipas, R.L. Moon, L.W. James, J. Edgecumbe, R.L. Bell. Conf. Ser. IOP, **17**, 48 (1973).
- [32] L. James, G. Antipas, R. Moon, J. Edgecumbe, R.L. Bell. Appl. Phys. Lett., **22**, 270 (1973).
- [33] А.П. Богатов, Л.М. Долгинов, Л.В. Дружинина, П.Г. Елисеев, Б.Н. Свердлова, Е.Г. Шевченко. Квант. электрон., **1**, 2294 (1974); J.J. Hsieh. Appl. Phys. Lett., **28**, 283 (1976).
- [34] Ж.И. Алфёров, И.Н. Арсентьев, Д.З. Гарбузов, С.Г. Конников, В.Д. Румянцев. Письма ЖТФ, **1**, 305 (1975) (Послана в печать 23 января 1975); Письма ЖТФ, **1**, 406 (1975) (Послана в печать 26 февраля 1975); W.R. Hitchens, N. Holonyak Jr., P.D. Wright, J.J. Coleman. Appl. Phys. Lett., **27**, 245 (1975) (Submitted May 23, 1975).
- [35] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Р.Ф. Казаринов, Е.Л. Портной, Р.А. Сурис. А.с. № 392875, заявка № 1677436 с приоритетом от 19 июля 1971.
- [36] H. Kogelnik, C.V. Shank. Appl. Phys. Lett., **18**, 152 (1971).
- [37] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. ФТП, **6**, 1359 (1972).
- [38] Ж.И. Алфёров С.А. Гуревич, Р.Ф. Казаринов, М.Н. Мизеров, Е.Л. Портной, Р.П. Сейсян, Р.А. Сурис. ФТП, **8**, 832 (1974); Ж.И. Алфёров, С.А. Гуревич, Н.В. Клепикова, В.И. Кучинский, М.Н. Мизеров, Е.Л. Портной. Письма ЖТФ, **1**, 645 (1975).
- [39] M. Nakamura, A. Yariv, H.W. Yen, S. Somekh, H.L. Garvin. Appl. Phys. Lett., **22**, 315 (1973).
- [40] D.R. Scifres, R.D. Burnham, W. Streifer. Appl. Phys. Lett., **25**, 203 (1974).
- [41] H. Kroemer, G. Griffiths. IEEE Electron. Dev. Lett., **EDL-4**, 20 (1983).
- [42] А.Н. Баранов, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, А.А. Рогачев, Ю.М. Шерняков, Ю.П. Яковлев. ФТП, **20**, 2217 (1986).
- [43] A.Y. Cho. J. Vac. Sci. Technol., **8**, 31 (1971); A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **19**, 467 (1971).
- [44] H.M. Manasevit. Appl. Phys. Lett., **12**, 156 (1968).
- [45] R.D. Dupuis, P.D. Dapkus. Appl. Phys. Lett., **31**, 466 (1977).
- [46] R. Dingle, W. Wiegmann, C.H. Henry. Phys. Rev. Lett., **33**, 827 (1974).
- [47] L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev., **14**, 61 (1970).
- [48] Л.В. Келдыш. ФТТ, **4**, 2265 (1962).
- [49] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. ФТП, **5**, 707 (1971); ФТП, **6**, 120 (1972); ФТП, **7**, 347 (1973).
- [50] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
- [51] G. Osbourn. J. Appl. Phys., **53**, 1586 (1982).
- [52] M. Ludowise, W.T. Dietze, C.R. Lewis, M.D. Camras, N. Holonyak, B.K. Fuller, M.A. Nixon. Appl. Phys. Lett., **42**, 487 (1983).
- [53] L.L. Chang, L. Esaki, W.E. Howard, R. Ludke. J. Vac. Sci. Technol., **10**, 11 (1973).
- [54] L.L. Chang, L. Esaki, R. Tsu. Appl. Phys. Lett., **24**, 593 (1974).
- [55] L. Esaki, L.L. Chang. Phys. Rev. Lett., **33**, 686 (1974).
- [56] J.R. Shriffer. *Semiconductor Surface Physics*, ed. by R.H. Kingston (University of Pennsylvania Press, Philadelphia) p. 68.
- [57] A.B. Fowler, F.F. Fang, W.E. Howard, P.J. Stilee. Phys. Rev. Lett., **16**, 901 (1966).
- [58] V.N. Lutski. Phys. St. Sol. (a), **1**, 199 (1970).
- [59] R. Dingle, H.L. Stormer, H.L. Gossard, W. Wiegmann. Appl. Phys. Lett., **33**, 665 (1978).
- [60] D. Delagebeaudeuf et al. Electron. Lett., **16**, 667 (1980).

- [61] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fuji, K.A. Nanbu. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**, L225 (1980).
- [62] J.P. van der Ziel, R. Dingle, R.C. Miller, W. Wiegmann, W.A. Nordland Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 463 (1975).
- [63] R.D. Dupuis, P.D. Dapkus, N. Holonyak Jr., E.A. Rezek, R. Chin. *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 295 (1978).
- [64] W.T. Tsang. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 217 (1982).
- [65] E. Rezek, H. Shichijo, B.A. Vojak, N. Holonyak Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 534 (1977).
- [66] Ж.И. Алфёров, Д.З. Гарбузов, И.Н. Арсентьев, Б.Я. Бер, Л.С. Вавилова, В.В. Красовский, А.В. Чудинов. *ФТП*, **19**, 1108 (1985).
- [67] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, А.А. Воднев, С.Г. Конников, В.Р. Ларионов, К.Ю. Погребницкий, В.Д. Румянцев, В.П. Хвостиков. *Письма ЖТФ*, **12**, 1089 (1986).
- [68] Ж.И. Алфёров, Д.З. Гарбузов, К.Ю. Кижасев, А.Б. Нивин, С.А. Никишин, А.В. Овчинников, З.П. Соколова, И.С. Тарасов, А.В. Чудинов. *Письма ЖТФ*, **12**, 210 (1986); Ж.И. Алфёров, Д.З. Гарбузов, С.В. Зайцев, А.Б. Нивин, А.В. Овчинников, И.С. Тарасов. *ФТП*, **21**, 914 (1987).
- [69] Ж.И. Алфёров, Н.Ю. Антонишкис, И.Н. Арсентьев, Д.З. Гарбузов, В.И. Кольшкис, Т.Н. Налет, Н.А. Стругов, А.С. Тихунов. *ФТП*, **22**, 1031 (1988); D.Z. Garbuzov et al. *Technical Digest CLEO*, paper THU44, 396 (1988).
- [70] D.Z. Garbuzov et al. *Conf. Digest 12th Int. Semicond. Laser Conf.* (Davos, Switzerland, 1990) p.238.
- [71] Ж.И. Алфёров, А.И. Васильев, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.Э. Луценко, Б.Я. Мельцер, В.М. Устинов. *Письма ЖТФ*, **14**, 1803 (1988).
- [72] J. Faist et al. *Science*, **264**, 553 (1994); *Electron. Lett.*, **30**, 865 (1994).
- [73] K.V. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 494 (1980).
- [74] D.C. Tsui, H.L. Stormer, A.C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1559 (1982).
- [75] P.M. Petroff, P. A.C. Gossard, R.A. Logan, W. Wiegman. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 635 (1982).
- [76] Y. Arakawa, H. Sakaki. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 939 (1982).
- [77] S. Simhony, E. Kapon, T. Colas, D.M. Hwang, N.G. Stoffel, P. Worland. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 2225 (1991).
- [78] А.И. Екимов, А.А. Анущенко. *Письма ЖЭТФ*, **34**, 363 (1981).
- [79] Ал.Л. Эфрос, А.Л. Эфрос. *ФТП*, **16**, 1209 (1982).
- [80] L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G.Le. Roux. *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 1099 (1985).
- [81] А.Ф. Андреев. *ЖЭТФ*, **80**, 2042 (1981).
- [82] В.И. Марченко. *ЖЭТФ*, **81**, 1141 (1981); *Письма ЖЭТФ*, **33**, 307 (1981).
- [83] R. Nötzel, N.N. Ledentsov, L. Däweritz, M. Hohenstein, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3812 (1991).
- [84] V.A. Shchukin, A.I. Borovkov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev. *Phys. Rev. B*, **51**, 17767 (1995).
- [85] P.D. Wang, N.N. Ledentsov, C.M. Sotomayor Torres, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1526 (1994).
- [86] V. Bressler Hill, A. Lorke, S. Varma, P.M. Petroff, K. Pond, W.H. Weinberg. *Phys. Rev. B*, **50**, 8479 (1994).
- [87] N.N. Ledentsov et al. *Proc. 22nd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors* (Vancouver, Canada, 1994) (World Scientific, Singapore, 1995).
- [88] Ж.И. Алфёров, Н.Ю. Гордеев, С.В. Зайцев, П.С. Копьев, И.В. Кочнев, В.В. Хомин, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, М.В. Максимов, С.С. Рувимов, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг. *ФТП*, **30**, 357 (1996).
- [89] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, D. Bimberg. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 2968 (1995); V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, M. Grundman, P.S. Kop'ev, D. Bimberg. *Surf. Sci.* (1996).
- [90] Ж.И. Алфёров, Н.А. Берг, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, А.О. Косоогов, 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).
- [91] M. Grundman et al. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4043 (1995).
- [92] N. Kirstaedter et al. *Electron. Lett.*, **30**, 1416 (1994).
- [93] М.В. Максимов и др. *ФТП*, **31**, 670 (1997).
- [94] M. Grundman et al. *Proc. 8th Int. Conf. on Indium Phosphide and Related Materials* (Schwabish Gmund, Germany, 1996).
- [95] V.M. Ustinov et al. *IX Int. Conf. on MBE* (Malibu, USA, August 1996) (Proceedings to be published in *J. Cryst. Growth*).
- [96] F. Hatami, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, J. Böhrer, F. Heinrichsdorff, M. Beer, D. Bimberg. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 656 (1995).

Редактор В.В.Чалдышев

The History and Future of Semiconductor Heterostructures

Zh.I. Alferov

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract The early history of semiconductor heterostructures and their applications in different electronic devices is described. The article also contains a short historical review of the physics, technology of preparation and applications of quantum wells and superlattices. Recent progress in quantum wires and especially quantum dots structures and future trends and perspectives of these new types of heterostructures are discussed.