

Д. А. Усанов    А. В. Скрипаль

---

**Физические основы  
н а н о э л е к т р о н и к и**

Саратов, 2013

УДК 537.311.33:621.372.542

ББК 22.379

У74

**Усанов Д. А., Скрипаль А. В.**

У74 Физические основы нанoeлектроники. Учебное пособие для студентов факультета нано- и биомедицинских технологий. — Саратов, 2013. — 128 с. : ил. Электронное издание.

ISBN 5-292-01986-0

Учебное пособие посвящено изложению физических основ нанoeлектроники. Описаны явления переноса носителей заряда в гетероструктурах с селективным легированием. Рассмотрены квантовые эффекты в структурах с пониженной размерностью, описаны новые типы микро- и нанoeлектронных и оптоэлектронных приборов. Изложены физические принципы работы приборов нанoeлектроники.

Для студентов университета, обучающихся по направлению: 210600 — «Электроника и нанoeлектроника», специальностям: 010410 — «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы», 200100 — «Микроэлектроника и твердотельная электроника», а также научных сотрудников, аспирантов, инженеров, занимающихся исследованиями в области микро-и нанoeлектроники, физики полупроводников, квантовой и оптоэлектроники.

Рис. 35. Табл. 3. Прилож. 14. Библиогр.: 224 назв.

Рекомендуют к печати:

Кафедра физики твердого тела

Саратовского государственного университета

УДК 537.311.33:621.372.542

ББК 22.379

# Оглавление

Введение . . . . .	5
<b>I. ФИЗИКА КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР</b>	<b>9</b>
1. Особенности энергетического спектра электронов в системах пониженной размерности	12
1.1. Размерное квантование при надбарьерном пролете электронов . . . . .	12
2. Квантовые состояния в системах пониженной размерности	15
2.1. Распределение плотности состояний в двумерных системах (квантовых ямах) . . . . .	15
3. Оптические свойства квантово-размерных структур	20
3.1. Спектры фундаментального поглощения квантово-размерных структур . . . . .	20
3.2. Экситонный механизм поглощения оптического излучения в квантово-размерных гетероструктурах . . . . .	22
<b>II. ЭЛЕМЕНТЫ И ПРИБОРЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ</b>	<b>25</b>
4. Перенос носителей заряда в гетероструктурах с селективным легированием	25
4.1. Полевые транзисторы на гетероструктурах с селективным легированием . . . . .	25
4.1.1. Гетеропереходы . . . . .	26
4.1.2. Селективное легирование. Двумерный электронный газ	29
4.1.3. Принцип работы полевых транзисторов на гетероструктурах с селективным легированием . . . . .	33
4.2. Горячие носители заряда в гетероструктурах с селективным легированием . . . . .	37
4.2.1. Транзисторы с инжекцией горячих электронов . . . . .	38
4.2.2. Транзисторы на горячих электронах с переносом заряда в пространстве . . . . .	44

<b>5. Туннельный перенос носителей заряда в квантово-размерных структурах</b>	<b>49</b>
5.1. Туннелирование электронов через двухбарьерную квантовую структуру . . . . .	49
5.1.1. Резонансное туннелирование через двухбарьерную квантовую структуру . . . . .	49
5.1.2. Инерционность резонансного туннелирования и быстрого действия приборов на основе ДБКС . . . . .	63
5.1.3. Микроэлектронные приборы на основе ДБКС . . . . .	69
<b>6. Применение квантово-размерных структур в оптоэлектронике</b>	<b>83</b>
6.1. Бистабильные оптические элементы . . . . .	83
6.2. Использование экситонного механизма поглощения оптического излучения в квантово-размерных гетероструктурах для создания бистабильных оптических устройств . . . . .	86
6.3. Полупроводниковые лазеры на квантово-размерных структурах . . . . .	88
6.4. Фотоприемники ИК-диапазона на основе квантово-размерных структур . . . . .	90
<b>Список литературы</b> . . . . .	<b>93</b>
<b>Приложения</b>	<b>111</b>
1. Физические константы . . . . .	111
2. Параметры Ge, Si и Ga As при температуре 300 К . . . . .	112
3. Свойства соединения $Al_x Ga_{1-x} As$ . . . . .	114
4. Свойства арсенида индия In As . . . . .	116
5. Свойства соединения $In_x Ga_{1-x} As$ . . . . .	117
6. Свойства фосфида индия In P . . . . .	118
7. Свойства антимонида индия In Sb . . . . .	120
8. Свойства аморфного кремния . . . . .	121
9. Греческий алфавит . . . . .	122
10. Приставки кратных и дробных единиц . . . . .	122
11. Зонная структура Ga As . . . . .	123
12. Зонная структура Ge . . . . .	124
13. Зонная структура Si . . . . .	124
14. Основные обозначения . . . . .	125

## Введение

В последнее десятилетие резко возрос интерес к исследованию явлений переноса в структурах с туннельно-тонкими полупроводниковыми слоями. В значительной мере это связано с успехами молекулярно-лучевой эпитаксии, позволяющей создавать полупроводниковые слои и многослойные структуры с толщиной слоев, значительно меньшей длины волны де Бройля носителей заряда.

На практике становится возможным наблюдение и использование явлений, обусловленных волновой природой электрона, например, таких как туннелирование носителей заряда через тонкие слои полупроводниковых структур, квантование энергии и импульса носителей заряда в квантово-ограниченных структурах. Наиболее выражено эти явления проявляются в слоистых гетероструктурах, на основе которых разработан широкий класс полевых и биполярных транзисторов, работающих в коротковолновой части СВЧ-диапазона и обладающих временами переключения менее 10 пс.

Исследование квантовых эффектов в таких структурах позволило разработать и создать микроэлектронные устройства, верхняя граница диапазона рабочих частот которых достигает единиц терагерц (ТГц), а времена переключения составляют  $\sim 1$  пс.

Гетероструктуры, в которых проявляется квантово-размерное ограничение движения носителей заряда, используются не только при создании сверхбыстродействующих микроэлектронных устройств, но и являются одними из наиболее перспективных элементов оптоэлектронных приборов, таких как лазерные диоды, оптические модуляторы, фотоприемники и оптические переключающие устройства.

Исследованию явлений переноса в структурах с туннельно-тонкими полупроводниковыми слоями посвящено значительное

число оригинальных статей, обзоров и монографий. Содержащийся в них материал существенно выходит за рамки имеющихся единичных учебных изданий, в которых есть разделы, посвященные этому вопросу.

Предлагаемое учебное пособие, по замыслу авторов, должно в какой-то мере заполнить имеющийся пробел в учебной литературе, и обеспечить возможность студентам, аспирантам и молодым научным сотрудникам лучше ориентироваться в данной проблеме. В него также включен ряд оригинальных результатов.

Современные методы эпитаксии позволяют создавать монокристаллические полупроводниковые слои и многослойные гетероструктуры с толщиной слоев 1–10 нм, сравнимой с длиной волны де Бройля носителей заряда. Это открывает принципиальную возможность наблюдения и использования явлений, обусловленных волновой природой электрона. К ним, в частности, относятся: интерференция электронных волн и вызванные ею так называемые размерные квантовые эффекты, например, такие, как квантование энергии и импульса носителей заряда в тонких слоях, резонансный характер прохождения электронов через эти слои и т.п. Как правило, эти эффекты наиболее четко проявляются в слоистых гетероструктурах, составленных из материалов, различающихся расположением и шириной энергетических зон.

В таких структурах в поперечном к плоскости слоев направлении потенциальный рельеф для электронов имеет форму потенциальных ям и барьеров, что существенно влияет на их энергетический спектр и характер движения как в продольном (вдоль слоев), так и в поперечном направлениях. В частности, интерференция электронных волн, отраженных от границ слоев, приводит к квантованию поперечных импульса и энергии электронов.

Разрешенные значения оказываются локализованными в узких интервалах, вблизи дискретных энергетических уровней. Поскольку продольные значения импульса и энергии электронов в такой яме остаются произвольными, говорят, что они

образуют двумерный или квазидвумерный электронный газ. Особенно сильно квантование поперечных значений импульса и энергии сказывается на поперечном транспорте электронов в гетероструктурах. Интерференция электронных волн, отраженных от границ слоев, приводит к резонансным осцилляциям тока, протекающего поперек слоев под действием приложенной к ним разности потенциалов, и появлению на вольт-амперных характеристиках слоистых структур участков с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Наиболее ярко такие эффекты проявляются при резонансном туннелировании электронов через систему узких (квантовых) потенциальных ям и барьеров.

Поскольку характерные времена процесса формирования особенностей вольт-амперной характеристики ограничиваются снизу временем туннелирования электронов, движущихся с тепловой скоростью, через слой толщиной менее  $10^6$  см и составляющим, следовательно, менее  $10^{-13}$  с, естественно пытаться использовать этот эффект и некоторые другие квантовые размерные эффекты для создания сверхбыстродействующих цифровых или СВЧ-приборов с рабочими частотами более  $10^3$  ГГц.

Учебное пособие содержит описание физических основ работы классических туннельных диодов, в которых впервые экспериментально наблюдался эффект квантово-механического туннелирования электронов.

Рассмотрены проблемы управления вольт-амперными характеристиками туннельных диодов с помощью внешнего СВЧ-сигнала. Теоретический анализ влияния греющего СВЧ-поля на вид вольт-амперной характеристики туннельного диода основан на учете влияния разогрева свободных носителей заряда на изменение туннельного, избыточного и диффузионного токов.

Рассмотрены вопросы поведения носителей заряда в гетероструктурах с селективным легированием (ГСЛ), описан принцип работы полевых транзисторов на ГСЛ, транзисторов на горячих электронах.

Рассмотрены квантовые эффекты в структурах с пониженной размерностью. Описана структура систем с пониженной размерностью, обсуждены эффекты резонансного туннелирования через двухбарьерную квантовую структуру (ДБКС), микроэлектронные и оптоэлектронные применения квантово-размерных структур.

В приложениях приведены значения наиболее распространенных физических констант, параметры ряда полупроводниковых материалов и программа расчета ВАХ туннельного диода.

В учебном пособии дано описание физических процессов, протекающих в приборах наноэлектроники, среди которых туннельные диоды, полевые транзисторы на гетероструктурах с селективным легированием, транзисторы с инжекцией горячих электронов, сверхрешетки, резонансно-туннельные диоды и резонансно-туннельные транзисторы, а также методов и приборов для контроля структур наноэлектроники на основе сканирующих зондовых микроскопов.

Учебное пособие ориентировано на студентов университета, обучающихся по направлению: 210600 — «Электроника и наноэлектроника», специальностям: 010410 — «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы», 200100 — «Микроэлектроника и твердотельная электроника», а также научных сотрудников, аспирантов, инженеров, интересующихся проблемами использования современных программных средств.

*Авторы выражают признательность тем, кто взял на себя труд по рецензированию учебного пособия, а также коллегам, способствовавшим его созданию.*

*Все отзывы и пожелания по учебному пособию будут приняты авторами с благодарностью.*



# Часть I

## Физика

### КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ

### структур

Современные методы эпитаксии позволяют создавать монокристаллические полупроводниковые слои и многослойные гетероструктуры с толщиной слоев  $1 \div 10$  нм, сравнимой с длиной волны де Бройля носителей заряда  $\Lambda = h / m_n^* v$ . Это открывает принципиальную возможность наблюдения и использования явлений, обусловленных волновой природой электрона. К ним, в частности, относятся: интерференция электронных волн и вызванные ею так называемые размерные квантовые эффекты, например, такие, как квантование энергии и импульса носителей заряда (в дальнейшем будем считать их электронами) в тонких слоях; резонансный характер прохождения электронов через эти слои и т. п. [1–3]. Как правило, эти эффекты наиболее четко проявляются в слоистых гетероструктурах, составленных из материалов, различающихся расположением и шириной энергетических зон [4, 5].

В таких структурах в поперечном к плоскости слоев направлении потенциальный рельеф для электронов имеет форму потенциальных ям и барьеров, что существенно влияет на их энергетический спектр и характер движения как в продольном (вдоль слоев), так и в поперечном направлениях. В частности, интерференция электронных волн, отраженных от границ слоев, приводит к квантованию поперечных импульса  $p_{\perp}$  и энергии  $\varepsilon_{\perp}$  электронов.

Разрешенные значения  $\varepsilon_{\perp}$  оказываются локализованными в узких интервалах, вблизи дискретных энергетических уровней  $\varepsilon_n$ . Поскольку продольные значения импульса  $p_{\parallel}$  и энергии

электронов в такой яме остаются произвольными, говорят, что они образуют двумерный или квазидвумерный электронный газ. Особенно сильно квантование поперечных значений импульса и энергии сказывается на поперечном транспорте электронов в гетероструктурах. Интерференция электронных волн, отраженных от границ слоев, приводит к резонансным осцилляциям тока, протекающего поперек слоев под действием приложенной к ним разности потенциалов, и появлению на вольт-амперных характеристиках слоистых структур участков с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Наиболее ярко такие эффекты проявляются при резонансном туннелировании электронов через систему узких (квантовых) потенциальных ям и барьеров.

Поскольку характерные времена процесса формирования особенностей вольт-амперной характеристики ограничиваются снизу временем туннелирования электронов, движущихся с тепловой скоростью ( $v \approx 5 \cdot 10^7$  см/с) через слой толщиной менее  $10^{-6}$  см, и составляющим, следовательно, менее  $10^{-13}$  с, естественно пытаться использовать этот эффект и некоторые другие квантовые размерные эффекты для создания сверхбыстродействующих цифровых или СВЧ-приборов с рабочими частотами более  $10^3$  ГГц. Впервые, по-видимому, на такую возможность указал Л. В. Иогансен, который предложил использовать эффект резонансного туннелирования электронов в слоистых тонкопленочных структурах металл — диэлектрик для создания целого ряда твердотельных электронных приборов от электронных интерферометров, в которых волны де Бройля ведут себя так же, как световые волны в оптическом интерферометре Фабри — Перо или интерференционных фильтрах, до тонкопленочных диодов, триодов, тетродов и т. п. [6–8].

Теоретические работы Л. В. Иогансена намного опередили аналогичные зарубежные публикации. Однако они длительное время не находили экспериментального подтверждения из-за отсутствия достаточно развитой тонкопленочной технологии. Лишь в 70-х годах с развитием молекулярной эпитаксии появилась возможность реализации гетероструктур, подобных

предложенным Л. В. Йогансенем, с заменой слоев металл—диэлектрик эпитаксиальными слоями различных полупроводниковых материалов, прежде всего гетероструктур GaAs —  $Al_x Ga_{1-x} As$  [9]. В работе [10] впервые были описаны созданные гетероструктурные диоды, в которых наблюдалось резонансное туннелирование электронов.

Работы [11–14] послужили толчком к широкому исследованию интерференционных эффектов, особенно резонансного туннелирования электронов, в полупроводниковых гетероструктурах и возможностей их практического использования. Особый интерес вызвали полученные в этих работах первые данные о свойствах гетероструктурных резонансных туннельных диодов (РТД) в диапазоне СВЧ. Наиболее важной в этом плане представляется работа [11], в которой наблюдались детектирование и смещение СВЧ-колебаний на частотах до 2.5 ТГц и сделан вывод, что инерционность процесса резонансного туннелирования не превышает  $10^{-13}$  с. Первые сообщения о создании резонансно-туннельных транзисторов появились в 1985 г. [1, 5].

# ГЛАВА 1

## ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ В СИСТЕМАХ ПОНИЖЕННОЙ РАЗМЕРНОСТИ

### 1.1 Размерное квантование при надбарьерном пролете электронов

Надбарьерное прохождение электронов может служить одним из простейших примеров квантовых размерных эффектов. Последние проявляются в этом случае в квазипериодической осцилляции коэффициента прохождения электронов при изменении поперечной составляющей их энергии  $\varepsilon_{\perp}$ .

Для прямоугольного барьера высотой  $V_{\perp} < \varepsilon_{\perp}$  (рис. 1.1, *a*) период осцилляций соответствует резонансным уровням

$$\alpha_n b = n\pi \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (1.1)$$

при которых толщина барьера  $b$  равна целому числу полуволн де Бройля для электрона с энергией

$$\Delta\varepsilon_n = \varepsilon_{\perp, n} - V_{\perp} > 0 \quad (1.2)$$

$$\text{и волновым вектором} \quad \alpha_n = \frac{2\pi}{\Lambda_n} = \frac{1}{\hbar} (2m_n^* \Delta\varepsilon_n)^{1/2}, \quad (1.3)$$

а коэффициент прохождения электронов в отсутствие рассеяния в кристалле обращается в единицу:

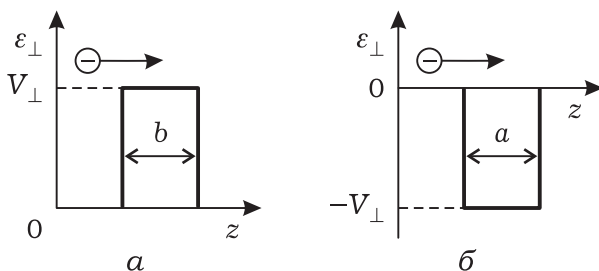
$$|T_t|^2 = \left[ \frac{1}{4} \frac{\sin^2 \alpha b}{\frac{\varepsilon_{\perp}}{V_{\perp}} \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{V_{\perp}} - 1 \right)} + 1 \right]^{-1}. \quad (1.4)$$

Учитывая (1.3), резонансное условие (1.1) можно записать в виде:

$$\frac{\Delta\varepsilon_n}{V_\perp} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_n^*bV_\perp} n^2 = \frac{V_0}{V_\perp} n^2 \quad \text{или} \quad \frac{\Delta\varepsilon_n}{V_0} = n^2. \quad (1.5)$$

$$\text{Величина } V_0 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_n^*b^2} \quad (1.6)$$

равна энергии нижнего резонансного уровня электрона, локализованного внутри потенциальной ямы шириной  $b$  с бесконечно высокими стенками. Таким образом, коэффициент прохождения обращается в единицу при совпадении значения энергии электрона с энергией  $n$ -го уровня такой ямы.



**Рис. 1.1.** Прохождение электрона над потенциальным барьером (*а*) и ямой (*б*)

Аналогичная картина имеет место при прохождении электронов над потенциальной ямой (рис. 1.1, *б*). Коэффициент прохождения в этом случае описывается формулами (1.2) – (1.4) с заменой в них  $V_\perp$  на  $-V_\perp$  и осциллирует с увеличением  $\varepsilon_\perp$ .

В обоих случаях периодический характер изменения коэффициента прохождения является результатом интерференции электронных волн, отраженных от скачков потенциала на границах барьера или ямы.

В полупроводниковых структурах наблюдать и использовать на практике квантовые осцилляции вероятности надбарьерного прохождения носителей заряда трудно, поскольку амплитуда осцилляций быстро падает с увеличением энергии

электронов, а тепловой разброс их энергий смазывает соответствующие осцилляции на вольт-амперной характеристике структуры.

В отсутствие рассеяния электронов и идеальной однородности структуры заметные аномалии (участки с ОДП) на вольт-амперной характеристике структуры AlGaAs — GaAs можно ожидать лишь для весьма тонких и высоких барьеров ( $b \lesssim 5$  нм,  $V_{\perp} > 0.5$  эВ).

Более перспективным является использование резонансного туннелирования электронов через последовательность потенциальных барьеров, разделенных квантовыми ямами [1–5, 15, 16].

## ГЛАВА 2

### КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМАХ ПОНИЖЕННОЙ РАЗМЕРНОСТИ

#### 2.1 Распределение плотности состояний в двумерных системах (квантовых ямах)

Как было отмечено выше, в слоистых гетероструктурах, если толщина слоев достаточно мала, движение электронов, перпендикулярное плоскости гетероперехода, квантовано, поскольку в квантовых ямах, образованных узкозонными полупроводниками, энергетический спектр дискретен:

$$\varepsilon_n - \varepsilon_c = \frac{\pi \hbar^2 n^2}{2m_n a^2}, \quad (2.1)$$

где  $n$  — квантовое число,  $a$  — ширина ямы.

В направлениях, параллельных плоскости гетероперехода, волновую функцию электрона можно представить в виде двумерной Блоховской функции, а соотношение, связывающее энергию электрона с волновым вектором, имеет вид:

$$\varepsilon - \varepsilon_n = \frac{\hbar^2}{2m_n} (k_x^2 + k_y^2). \quad (2.2)$$

Таким образом, каждый уровень, определяемый уравнением (2.1), соответствует целой энергетической подзоне.

Плотность состояний в каждой подзоне можно определить путем подсчета числа состояний с волновыми векторами, лежащими в интервале  $(\mathbf{k}, \mathbf{k} + d\mathbf{k})$ . Соответствующая площадь в  $\mathbf{k}$ -пространстве равна  $2\pi \mathbf{k} d\mathbf{k}$ . Искомое число состояний в образце единичных размеров равно:

$$dN = \frac{4\pi \mathbf{k} d\mathbf{k}}{(2\pi)^2}. \quad (2.3)$$

С учетом соотношения (2.2) имеем:  $dN = D_g d\varepsilon$ ,

где  $D_g$  — плотность состояний в одной подзоне, определяемая соотношением:

$$D_g = \frac{m_n}{\pi \hbar^2}.$$

Состояния первой (нижней) подзоны перекрываются состояниями второй подзоны для энергий, бóльших, чем энергия второго энергетического уровня и так далее. Таким образом, полная плотность состояний  $g(\varepsilon)$  в двумерной квантовой структуре имеет ступенчатый вид (рис. 2.1, б).

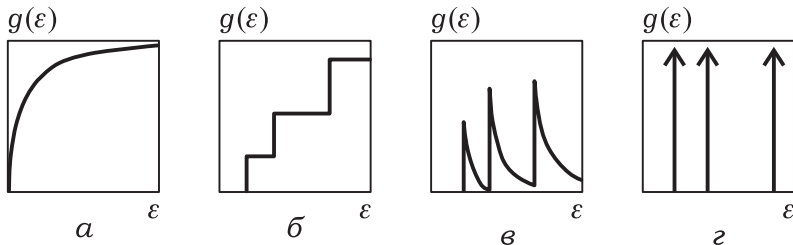
На основе многослойных структур с квантовыми ямами возможно создание сверхрешеток, в которых на периодический потенциал кристаллической решетки полупроводника накладывается дополнительная пространственная модуляция потенциальной энергии электрона — потенциал сверхрешетки. Периодичность сверхрешетки приводит к снятию вырождения квантовых уровней отдельных ям — образуются мини-зоны (валентные и проводимости) [17].

Ограничение движения электронов по двум направлениям, когда размеры структуры малы в двух направлениях, приводит к образованию одномерного ( $1D$ ) электронного газа. В структуре такого типа, называемой «квантовым проводом», плотность состояний разрывна у каждого края подзоны и уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из энергии (рис. 2.1, в), а именно:

$$D_g = \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{m_n}{2(\varepsilon - \varepsilon_n)}}. \quad (2.4)$$

Ограничение движения электронов по трем координатам, приводит к образованию «нуль-мерного» ( $0D$ ) электронного газа. Структуры такого типа называются «квантовыми точками», плотность состояний в которых описывается дельта-функцией, т. е. плотность состояний бесконечна в точках, соответствующих разрешенным состояниям, и равна нулю в остальных местах (рис. 2.1, г) [18–22].





**Рис. 2.1.** Распределение полных плотностей состояний  $g(\varepsilon)$  в зоне проводимости структур с трехмерным (а), двумерным (б), одномерным (в) и нуль-мерным (г) электронным газом

На основе квантовых точек возможно создание так называемых «двухточечных диодов» со структурой «барьер — яма — барьер — яма — барьер». Поскольку в квантовых точках в промежутках между квантовыми уровнями отсутствуют энергетические состояния, то электроны из одной квантовой точки в другую могут туннелировать, только при совпадении энергетических уровней. Поэтому в таких структурах при высоких температурах не наблюдается размывания максимума тока при резонансном туннелировании, обусловленного тепловым возбуждением электронов в состояния вблизи уровня Ферми.

На основе полупроводниковых гетероструктур с дополнительным сферически симметричным потенциалом возможно создание «сверхатома» [23]. Сверхатом должен состоять из сферического ядра одного полупроводникового материала, селективно легированного донорами, окруженного беспримесной матрицей из материала с меньшей шириной запрещенной зоны. Донорные электроны стекают в матрицу, а ядро получает положительный заряд, который определяется количеством доноров.

В настоящее время для создания систем с пониженной размерностью в большинстве случаев используют методы молекулярно-лучевой эпитаксии, позволяющие осаждать на полупроводниковой подложке слои атомов толщиной  $\sim 0.2$  нм, методы ионно-лучевого травления, обеспечивающие глубокое вертикальное травление, и методы электронно-лучевой или рентгеновской литографии [17, 24, 25].

Если для создания двумерной структуры достаточно вырастить на подложке методом молекулярно-лучевой эпитаксии трехслойную гетероструктуру (обычно верхний и нижний слой создают из изолирующего, а внутренний слой из проводящего материала) с толщиной внутреннего слоя порядка  $2 \div 10$  нм, то для получения одномерной квантовой структуры (квантового провода) необходимо вырезать из полученной слоистой структуры с помощью вертикального травления узкую полоску шириной, сравнимой с толщиной внутреннего слоя гетероструктуры. Разрезая эту трехслойную полоску на отдельные части размером  $2 \div 10$  нм, мы получим столбик, внутренний слой которого представляет собой квантовую точку, сверху и снизу ограниченную потенциальными барьерами. Для формирования электрических контактов к квантовой точке, в первом приближении, достаточно вырастить пятислойную гетероструктуру, верхним и нижним слоем которой будут слои сильно легированного полупроводника, достаточно легко соединяемые с электродами [26].

Следует отметить, что электрические размеры квантовой точки существенно меньше геометрических, поскольку образующийся из-за обрыва поверхностных связей поверхностный потенциал вызывает обеднение поверхностного слоя электронами, и их область локализации существенно сокращается. Так при геометрических размерах  $\sim 100$  нм область локализации электронов может составлять лишь  $\sim 10$  нм.

Поскольку распределение потенциала  $\varphi(x)$  в сечении квантовой точки приближенно можно описать соотношением:

$$\varphi(x) = \varphi_T \left[ 1 - \left( \frac{a}{2} - x \right) / W \right]^2,$$

где  $x$  — координата в сечении,  $W$  — глубина обедненного поверхностного слоя,  $\varphi_T$  — высота потенциального барьера на свободной поверхности, то при уменьшении геометрического размера до величины  $a = 2W$  распределение потенциала  $\varphi(x)$  в сечении квантовой точки становится параболическим.

Изготовив затворы к столбику с квантовой точкой, можно создать «сжимаемую» квантовую точку, которую можно на-

звать искусственным атомом. Отметим, что в природных атомах электростатический потенциал ядра сферически симметричен, поэтому и электронные волновые функции обладают (в той или иной степени) сферической симметрией. В искусственных же атомах форма и симметрия запирающего потенциала определяются формой затворов.

Описанный выше способ создания квантовых точек с помощью полупроводниковой технологии не единственный, хотя и считается в настоящее время наиболее перспективным.

Создавать квантовые точки можно также химическим путем из микрокластеров атомов [27]. Микрокластеры представляют собой мельчайшие агрегаты, включающие от двух до нескольких сотен атомов. Отличительной особенностью микрокластеров является наличие магических чисел (числа атомов в кластерах с наиболее стабильными конфигурациями).

Для получения микрокластеров небольшие группы атомов химическим путем «заворачиваются» в пленки органических полимеров или помещаются в пористые стекла или цеолиты (водосодержащие алюмосиликаты). Также возможно получение микрокластеров путем испарения с помощью лазера небольшого количества атомов с поверхности исследуемого вещества. Недостатком таких технологий, несмотря на возможность получения квантовых точек очень малых размеров  $\sim 1 \div 2$  нм, является достаточно большой (не менее 10%) разброс их размеров.

Разработка более совершенных методов разделения микрокластеров по размерам может обеспечить переход от молекулярно-лучевой эпитаксии к микрокластерному способу создания тонких пленок.

Не исключено, что в будущем обычная процедура приготовления малых полупроводниковых структур путем разрезания и разламывания более крупных объектов (подход «от большого к малому») будет заменена сборкой квантовых устройств из мелких деталей (подход «от малого к большому»).

# ГЛАВА 3

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

### 3.1 Спектры фундаментального поглощения квантово-размерных структур

В настоящее время квантово-размерные структуры находят применение не только в микроэлектронике, но перспективны для применения в качестве элементов оптоэлектронных приборов, таких как лазерные диоды, оптические модуляторы, фотоприемники и оптические переключающие устройства [16, 17, 28–38].

Поскольку при размерном квантовании в зоне проводимости полупроводника зависимость плотности состояний от энергии отлична от аналогичной зависимости в объемном материале (см. гл. 2, раздел 2.1), то спектры поглощения и испускания квантово-размерных структур претерпевают существенную трансформацию.

При квантовом ограничении в зоне проводимости возникают подзоны. Положение уровней подзон определяется толщиной квантово-размерного слоя, эффективными массами носителей заряда и высотами потенциальных барьеров. Для структуры GaAs — AlGaAs при заданной разности ширин запрещенных зон полупроводников и значениях эффективных масс электронов  $m_n = 0.07m_0$ , тяжелых дырок  $m_{ph} = 0.5m_0$  и легких дырок  $m_{pl} = 0.12m_0$  в квантовых ямах шириной 20 нм реализуется до трех подзон электронов, пять подзон тяжелых дырок и две подзоны легких дырок.

Отличие спектров поглощения квантово-размерных структур от спектров поглощения объемных материалов проявляется

как в изменении края собственного поглощения, так и в появлении пиков длинноволнового поглощения, обусловленного образованием подзон внутри квантовых ям.

Край межзонного поглощения (собственного поглощения) в квантовых ямах сдвигается в коротковолновую сторону по сравнению с массивным кристаллом. Минимальная энергия кванта света, поглощаемого при таком переходе, определяется соотношением:

$$\hbar\omega_{\min} = \varepsilon_g + \varepsilon_1^e + \varepsilon_1^p,$$

где  $\varepsilon_g$  — ширина запрещенной зоны массивного кристалла,  $\varepsilon_1^e$  и  $\varepsilon_1^p$  — изменения энергий, соответствующих дну зоны проводимости и потолку валентной зоны.

В модели квантовых ям с бесконечно высокими стенками

$$\hbar\omega_{\min} = \varepsilon_g + \frac{\pi^2\hbar^2}{2a^2} \left( \frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p} \right), \quad (3.1)$$

где  $m_p = 0.45m_0$  — эффективная масса тяжелой дырки в массивном GaAs в направлении, перпендикулярном границе потенциального барьера, т. к. вследствие снятия вырождения в валентной зоне при размерном квантовании в точке  $k = 0$  ( $k$  — квазиимпульс) выше по энергии (ближе к зоне проводимости) находится первая размерная подзона тяжелых дырок. При  $a = 10$  нм сдвиг края поглощения, оцененный по (3.1) составляет 57 мэВ. Для ограниченной высоты потенциальных барьеров в квантовой яме эта величина уменьшается на несколько мэВ.

Квантово-размерное ограничение является причиной неодинакового цвета кристаллитов селенида кадмия CdSe, каждый из которых имеет размер в несколько нанометров. Электроны в частицах полупроводника рассеивают только те фотоны, энергия которых ниже определенного порога  $\hbar\omega_{\min}$ , зависящего от размеров кристаллита (3.1), и поглощают только те фотоны, энергия которых выше этого порога. Самые большие кристаллиты могут поглощать фотоны с меньшей энергией и поэтому они приобретают красный оттенок, а самые маленькие

кристаллиты поглощают только высокоэнергетические кванты и приобретают желтый оттенок.

### 3.2 Экситонный механизм поглощения оптического излучения в квантово-размерных гетероструктурах

Как известно, экситоны представляют собой электронно-дырочные пары, связанные кулоновским взаимодействием. Энергия связи трехмерного экситона  $\varepsilon_{ex}^{3D}$ , равная разнице между энергией, необходимой для создания связанной электронно-дырочной пары, и энергией, необходимой для создания свободной электронно-дырочной пары, может быть получена из решения уравнения Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu^*} \nabla^2 \psi - \frac{q^2}{\varepsilon_a r} \psi = \varepsilon_{ex}^{3D} \psi.$$

Собственные значения энергии  $\varepsilon_{ex}^{3D}$  образуют водородоподобную серию:

$$\varepsilon_{ex}^{3D} = -\frac{\mu^* q^4}{2\hbar^2 \varepsilon_a^2 n^2}, \quad (3.2)$$

где  $n = 1, 2, \dots$ ,  $\mu^* = (m_n m_p) / (m_n + m_p)$  — приведенная эффективная масса экситона,  $\varepsilon_a$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость материала. Расчеты по формуле (3.2) показывают, что в объемном материале из арсенида галлия энергия связи равна 4.2 мэВ, а диаметр орбиты экситона, находящегося в основном состоянии (называемом  $1s$ -состоянием по аналогии с атомом водорода), составляет примерно 28 нм.

Так как время жизни экситона при комнатной температуре не превышает нескольких сотен фемтосекунд, то линия экситонного поглощения испытывает значительное уширение. Вследствие этого наблюдение экситонного резонансного поглощения оптического излучения в объемных образцах GaAs при комнатной температуре крайне затруднительно.

Рассмотрим экситонный механизм поглощения в квантово-размерных гетероструктурах типа AlGaAs — GaAs — AlGaAs.

По мере того, как толщина слоя GaAs приближается к значению диаметра свободного экситона в объемном кристалле ( $\sim 28$  нм), движение экситонов и свободных носителей становится существенно двумерным. В квантово-размерной структуре, когда ширина ямы становится сравнимой с размерами экситона, спектр трехмерного экситона должен модифицироваться, т. е. при расчете спектра двумерного экситона необходимо учитывать кулоновское взаимодействие и размерное квантование. Точное решение этой задачи получить не удастся. Однако представление об отличии энергетического спектра двумерного экситона от трехмерного может быть получено из анализа решения задачи о двумерном атоме водорода (два точечных заряда разного знака, связанные кулоновским взаимодействием, находятся в бесконечно тонком слое).

Спектр двумерного экситона имеет вид:

$$\varepsilon_{ex}^{2D} = -\frac{\mu^* e^4}{2\hbar^2 \varepsilon_a^2} \frac{1}{(\ell + |m| + 1/2)^2},$$

где  $\ell = 0, 1, 2, \dots$ ,  $|m| \leq \ell$ ,  $m$  — азимутальное квантовое число.

Расчеты показывают, что диаметр двумерного атома в четыре раза меньше диаметра трехмерного атома. Следовательно, размер экситона уменьшится, а энергия связи увеличится, достигая, в квантовой яме с барьерами конечной высоты, своего максимального значения  $\sim 10$  мэВ при ширине квантовой ямы равной 7–15 нм. Вследствие этого экситонное поглощение в квантово-размерных гетероструктурах типа AlGaAs — GaAs — AlGaAs наблюдается и при комнатной температуре. Так как в квантовой яме GaAs существуют размерные подзоны легких и тяжелых дырок, то возможно существование двух типов квазидвумерных экситонов: электрон-тяжелая дырка (тяжелый экситон) и электрон-легкая дырка (легкий экситон). Следовательно, под каждой электронной размерной подзоной находятся две серии электронных уровней, соответствующие тяжелому и легкому экситону. Край экситонного поглощения в квантовой яме GaAs определяется экситоном, образо-

ваным из электрона и тяжелой дырки, находящихся в нижних электронной и дырочной размерных подзонах.

Таким образом, экситонный резонанс возникает как острый пик поглощения при энергии квантов света несколько меньших ширины запрещенной зоны. Нелинейные зависимости коэффициентов поглощения и показателя преломления, связанные между собой соотношением Крамерса — Кронига, от интенсивности оптического излучения при экситонном механизме поглощения обусловлены изменением силы кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой. Насыщение экситонного поглощения при высокой интенсивности оптического излучения, обеспечивающее возможность создания оптически бистабильных элементов, происходит вследствие экранирования кулоновского потенциала. При образовании большого количества экситонов они перекрываются и уменьшают время жизни друг друга. Интенсивность оптического излучения, необходимая для насыщения поглощения в квантово-размерных гетероструктурах типа AlGaAs — GaAs — AlGaAs, составляет  $100 \div 500$  Вт/см<sup>2</sup>.



# Элементы и приборы наноэлектроники

## ГЛАВА 4

### ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

#### 4.1 Полевые транзисторы на гетероструктурах с селективным легированием

Полевые транзисторы на гетероструктурах с селективным легированием (ПТ ГСЛ) известны как наиболее быстродействующие среди других типов транзисторов. В кольцевых генераторах на ПТ ГСЛ достигнуты времена переключения до 6 пс при 300 К [39]. Полевой транзистор с селективным легированием представляет собой прибор на гетероструктурах, в котором используются высокие значения подвижности и дрейфовой скорости двумерного электронного газа, формирующегося у границы раздела двух полупроводниковых материалов, например, сильно легированного  $\text{AlGaAs}$  и нелегированного  $\text{GaAs}$ .

Первый прибор на гетероструктурах был предложен в 1951 г. В. Шокли [40]. Теорию гетеропереходов в этом же году предложил А. И. Губанов [41, 42]. В 1957 г. Г. Кремер опубликовал первую работу по биполярным транзисторам с широкозонным эмиттером [43]. В 1960 г. Р. Андерсон предсказал возможность существования обогащенного слоя у границы гетероперехода. Он также сообщил о результатах эксперимен-

тального исследования гетеропереходов Ge — GaAs и предложил модель гетероперехода [44]. В 1963 г. Ж. И. Алферовым и Р. Ф. Казариновым [45], и независимо от них Г. Кремером [46] был предложен полупроводниковый лазер на гетеропереходах. В 1969 г. Л. Есаки и Р. Тсу указали на возможность увеличения подвижности двумерного ( $2D$ ) электронного газа у границы гетероперехода [47]. Экспериментально этот эффект впервые был обнаружен в 1978 г. [48].

Идея пространственного разделения легирующих примесных центров и носителей тока с помощью гетероперехода была реализована в 1980 г. в виде полевых СВЧ-транзисторов с хорошими характеристиками почти одновременно в нескольких лабораториях различных фирм, в каждой из которых было дано свое название таким транзисторам [49–52]. Ученые из фирмы «Фудзицу» (Япония) назвали их транзисторами с высокой подвижностью электронов (HEMT). На фирме Бэлл (США) — селективно-легированными гетеропереходными транзисторами (SDHT). В университете штата Иллинойс (США) — полевыми транзисторами с модулированным легированием (MODFET). На фирме Томсон (Франция) — полевыми транзисторами с двумерным электронным газом (TEGFET). У нас их называют транзисторами на гетероструктурах с селективным легированием (ПТ ГСЛ).

#### 4.1.1 Гетеропереходы

Гетеропереходы образуются между различными по составу полупроводниками. На рис. 4.1 показана зонная диаграмма перехода между электронным и дырочным полупроводниками с разной шириной запрещенной зоны. Электронный полупроводник более широкозонен, чем дырочный. Наряду с плавным изменением энергий краев зоны проводимости и валентной зоны, которое, как и в обычном  $p - n$ -переходе, определяется разностью работ выхода контактирующих полупроводников и длиной экранирования объемного заряда, на переходе имеются разные скачки в изменении энергии.

Согласно модели Андерсона [44], скачок в изменении энергии для зоны проводимости:

$$\Delta\varepsilon_c = \chi_1 - \chi_2, \quad (4.1)$$

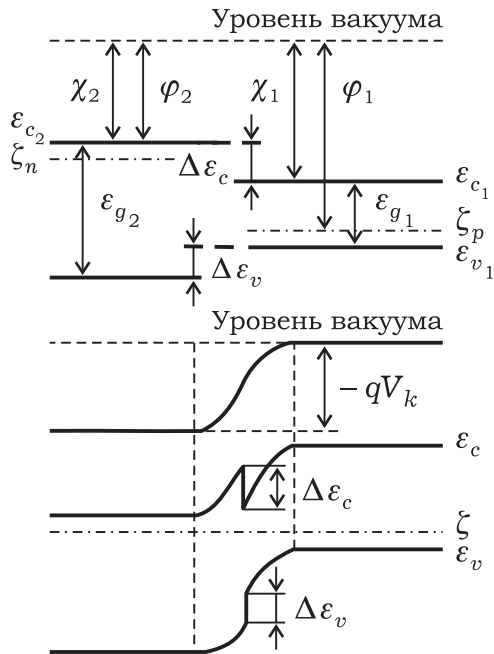
где  $\chi_1$  и  $\chi_2$  — электронные сродства контактирующих полупроводников. Соответствующий скачок энергии края валентной зоны:

$$\Delta\varepsilon_v = \Delta\varepsilon_g - \Delta\varepsilon_c, \quad (4.2)$$

где  $\Delta\varepsilon_g = \Delta\varepsilon_{g_1} - \Delta\varepsilon_{g_2}$  — разность ширины запрещенных зон.

Скачки  $\Delta\varepsilon_c$  и  $\Delta\varepsilon_v$  рассматриваются как нарушения непрерывности в изменении энергий краев зон, т. е. производные  $\varepsilon_c$  и  $\varepsilon_v$  по координате в области скачков обращаются в бесконечность. В табл. 4.1 приведены значения ширины запрещенной зоны и электронного сродства основных полупроводников [53].

Модель Андерсона соответствует идеальному гетеропереходу. Такой гетеропереход может образоваться между полупроводниками с абсолютно одинаковыми постоянными решетки, образующими монолитный, однородный в контакте, кристалл. Реально, однако, постоянные решетки разных полупроводников различаются, хотя можно обнаружить очень близкие по этому параметру пары, например, GaAs — AlAs, GaSb — AlSb — InAs, GaAs — Ge.



**Рис. 4.1.** Зонная диаграмма перехода между электронными и дырочными полупроводниками с разной шириной запрещенной зоны

Таблица 4.1

**Ширина запрещенной зоны  $\varepsilon_g$ , электронное сродство  $\chi$  и постоянная решетки  $a_0$  различных полупроводниковых соединений**

Полупроводник	$\varepsilon_g$ , эВ	$\chi$ , эВ	$a_0$ , нм
Ga As	1.424	4.07	0.5654
Al As	2.16	2.62	0.5661
Ga P	2.2	4.3	0.5451
Al Sb	1.65	3.65	0.6135
Ga Sb	0.73	4.06	0.6095
In As	0.36	4.9	0.6057
In Sb	0.17	4.59	0.6479
Ge	0.66	4.13	0.5658
Si	1.11	4.01	0.5431
Zn Te	2.26	3.5	0.6103
Cd Te	1.44	4.28	0.6477
Zn Se	2.67	3.9	0.5667
In P	4.38	5.34	0.5869
Cd S	2.42	4.87	0.4137

Чаще всего в качестве материалов для ГСЛ используются Ga As и твердый раствор  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Однако даже для этой, наиболее идеальной гетероструктуры, выражение (4.1) для скачка потенциала  $\Delta\varepsilon_c$  строго не выполняется. Эксперименты, проведенные с гетеропереходами типа Al Ga As — Ga As, дают для скачка энергии зоны проводимости на границе гетероперехода значения [54]:

$$\Delta\varepsilon_c \approx (0.6 \div 0.85)\Delta\varepsilon_g. \quad (4.3)$$

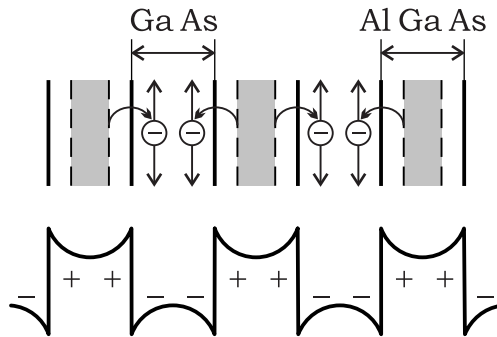
Резкий скачек потенциалов краев зон в полупроводнике образует гетеробарьер, препятствующий термоэлектронной эмиссии и образующий своего рода карман-ловушку для электронов в узкозонной части гетероперехода.

### 4.1.2 Селективное легирование. Двумерный электронный газ

Главной областью применения гетероперехода в последние годы стало создание ПТ с каналом высокой проводимости и высокой подвижностью электронов в нем. Требование высокой проводимости канала сопряжено с высокой степенью легирования примесью. Однако повышение уровня легирования полупроводника приводит к снижению подвижности электронов вследствие их рассеяния на ионизованных примесях. Поскольку подвижность определяет время пролета канала и крутизну транзистора, то требование повышения подвижности при одновременном увеличении легирования является противоречивым. Преодолеть это противоречие удастся в гетеропереходе с селективным легированием [55–62].

На рис. 4.2 показана периодическая гетероструктура  $n^+$ -AlGaAs — GaAs, в которой легированы донорами лишь слои широкозонного AlGaAs. Если эти слои достаточно тонкие, то большинство электронов переходит из них в нелегированные слои более узкозонного GaAs. Электроны оказываются отделенными от по-

родивших их примесных центров и в своем движении вдоль слоя GaAs не рассеиваются на этих центрах. В результате слои GaAs приобретают высокую проводимость за счет высокой концентрации носителей заряда, а их подвижность даже увеличивается. Увеличение подвижности в слое GaAs обусловлено экранированием остаточных примесных центров [63].



**Рис. 4.2.** Зонная диаграмма периодической гетероструктуры  $n^+$ -AlGaAs — GaAs с селективным легированием

Проводящий канал в GaAs у границы гетероперехода в поперечном сечении представляет собой узкую потенциальную яму, которая тем уже, чем выше концентрация носителей, стекающих в канал.

Движение электронов в канале носит двумерный характер — свободное вдоль канала и ограниченное потенциальными барьерами поперек канала. Количественное изменение характера движения электрона в двумерной потенциальной яме происходит в том случае, если ширина ямы оказывается того же порядка, что и длина волны де Бройля для электрона:

$$\Lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_n\varepsilon_k}} = \frac{h}{m_nv} = \left( \frac{15.4}{(m_n/m_0)\varepsilon_k} \right)^{1/2} \text{ нм}, \quad (4.4)$$

где  $m_n$  и  $\varepsilon_k$  — эффективная масса и кинетическая энергия электрона (в эВ).

Для GaAs длина волны де Бройля электрона, находящегося в тепловом равновесии с кристаллической решеткой при температуре 300 К, равна  $\approx 26$  нм и увеличивается с уменьшением температуры. В этом случае спектр энергии электронов в яме квантуется — распадается на дискретные уровни, а его движение поперек ямы уже нельзя рассматривать как движение классической частицы. Газ электронов в таком узком канале называют двумерным (2D) газом. Движение электронов 2D-газа в приближении эффективной массы можно охарактеризовать волновой функцией:

$$\psi(x, y, z) = \psi(z) \exp(i \mathbf{k}_e \mathbf{r}), \quad (4.5)$$

где  $\mathbf{r}$  — двумерный вектор координаты в плоскости границы гетероперехода,  $\mathbf{k}_e$  — волновой вектор электрона в этой же плоскости,  $z$  — расстояние от резкой потенциальной стенки, образуемой скачком энергии дна зоны проводимости вглубь слоя GaAs поперек потенциальной 2D-ямы (рис. 4.3).

Волновая функция  $\psi(z)$  удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{d^2\psi_i}{dz^2} + [\varepsilon_i - V(z)] \psi_i = 0, \quad (4.6)$$

где  $m_n$  — эффективная масса электрона в зоне проводимости GaAs,  $\varepsilon_i$  — квантованная энергия электрона на дне  $i$ -й размерной подзоны,  $V(z)$  — потенциальная энергия характеризующая форму потенциальной ямы у границы гетероперехода. Потенциальная энергия определяется из решения уравнения Пуассона. Хорошим приближением в случае GaAs является предположение о бесконечной высоте барьера при  $z < 0$  (область спейсера) и линейной аппроксимации зависимости потенциальной энергии от координаты вблизи границы гетероперехода при  $z > 0$  (область GaAs):

$$V(z) = qE_S z, \quad (4.7)$$

где  $E_S$  — напряженность постоянного электрического поля на границе (так называемое приближение треугольной потенциальной ямы). Постоянное электрическое поле  $E_S$  связано с плотностью заряда в канале уравнением Гаусса:

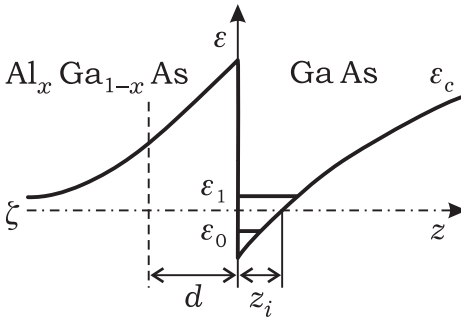
$$\varepsilon' \varepsilon_0 E_S = qn_s + Q_1, \quad (4.8)$$

где  $Q_1$  — полный поверхностный заряд, обусловленный ионизованными донорами и акцепторами в канале,  $n_s$  — суммарный заряд электронов на подзонах в расчете на единицу площади поверхности:

$$Q_1 = q \int_0^{W_d} (N_D - N_A) dz; \quad n_s = \sum_{i=0}^{\infty} n_i.$$

В случае гетеро- $p$  —  $n$ -перехода в селективно-легированной структуре AlGaAs — GaAs уровень Ферми, как правило, оказывается выше дна потенциальной ямы (см. рис. 4.3), и распределение электронов по подзонам описывается статистикой Ферми — Дирака:

$$n_i = \frac{m_n k T_0}{\hbar^2} \ln \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{q(\zeta - \varepsilon_i)}{k T_0} \right] \right\}. \quad (4.9)$$



**Рис. 4.3.** Структура зоны проводимости для  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs } n^+ - p^-$  гетероперехода.

$\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_1$  — энергетические уровни электронов в области двумерного газа;  $z_i$  — эффективная ширина области  $2D$ -газа;  $d$  — толщина спейсера

ты в виде (4.7) дает следующее значение энергии дна подзон:

$$\varepsilon_i \approx \left( \frac{\hbar^2}{2m_n} \right)^{1/3} \left[ 3qE_S \pi \frac{i + 3/4}{2} \right]^{2/3}. \quad (4.10)$$

В случае селективно-легированной структуры, когда канал образуется в нелегированном материале, зарядом  $Q_1$  можно пренебречь по сравнению с величиной  $qn_s$ . Например, в  $p$ -GaAs с концентрацией  $N_A \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$  поверхностная плотность акцепторов равна  $Q_1/q \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , что мало по сравнению с типичными значениями  $n_s \approx 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Таким образом, (4.8) преобразуется в:

$$\varepsilon' \varepsilon_0 E_S = qn_s. \quad (4.11)$$

Подстановка (4.11) в (4.10) дает:  $\varepsilon_0 = \gamma_0 (n_s)^{2/3}$ ;  $\varepsilon_1 = \gamma_1 (n_s)^{2/3}$ . Значения  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$ , рассчитанные из соотношения (4.10), несколько отличаются от значений, полученных из экспериментов по эффекту Шубникова — де Гааза и циклотронному резонансу. Для нелегированного GaAs имеем [64]:

$$\gamma_0 = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ В} \cdot \text{м}^{4/3}; \quad \gamma_1 = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ В} \cdot \text{м}^{4/3}.$$

В случае  $2D$ -канала в кремниевом МОП ПТ уровень Ферми в слое изолятора оказывается на десятые доли эВ ниже дна потенциальной ямы, и распределение электронов по подзонам подчиняется классическому распределению Максвелла — Больцмана. Решение уравнения Шредингера (4.6) (при граничных условиях  $\psi(\infty) = 0$  и  $\psi(-\infty) = 0$ ) с учетом зависимости потенциальной энергии от координаты



Более высоко расположенные энергетические подзоны дают относительно малый вклад в плотность электронного газа в канале гетероперехода  $\text{AlGaAs} - \text{GaAs}$ . Ток электронов вдоль канала определяется величиной  $n_S$  и подвижностью электронов, которая, в свою очередь, определяется особенностями рассеяния электронов в  $2D$ -канале. Эти особенности связаны с квантованием уровней энергии и разделением в пространстве ионизованных доноров от свободных электронов.

Для ослабления рассеяния электронов в канале на действующем кулоновском потенциале ионизованных примесей в широкозонной части гетероперехода, в его структуре создается нелегированный слой в широкозонной части, называемый спейсером. Слабополевая подвижность электронов в  $2D$ -канале растет приблизительно линейно с ростом толщины спейсера. Например, подвижность в канале  $\text{GaAs}$  при  $T_0 = 77$  К и  $n_S = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  растет от  $7 \cdot 10^4$  до  $22 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при увеличении толщины спейсера от 0 до 18 нм [62]. Однако наличие этого слоя увеличивает толщину обедненного слоя затвора ПТ, что снижает крутизну транзистора.

Экспериментально показано, что оптимальная толщина нелегированного слоя (спейсера) равна  $2 \div 3$  нм. Экспериментальные значения слабополевой подвижности составляют:  $1.06 \cdot 10^6$ ,  $2 \cdot 10^5$  и  $9 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при 4,2, 77 и 300 К соответственно [65].

### 4.1.3 Принцип работы полевых транзисторов на гетероструктурах с селективным легированием

Наибольшее распространение получили ПТ ГСЛ с прямой или нормальной структурой, схематическое изображение которой представлено на рис. 4.4. Транзистор представляет собой нанесенный на полуизолирующую подложку слой чистого  $\text{GaAs}$  с концентрацией остаточных примесей  $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , над которым располагается спейсер — тонкий нелегированный слой  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $N_D < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), а затем — слой сильно

легированного ( $N_D \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ )  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $x \approx 0.3$ . На последнем слое размещаются контакты истока, затвора и стока. Активная область —  $2D$ -канал образуется у гетероперехода



$\text{AlGaAs} - \text{GaAs}$  (рис. 4.4). Как и у обычных полевых транзисторов, для лучшего контакта с двумерным газом области под стоком и истоком могут

Рис. 4.4. ПТ ГСЛ с прямой структурой

быть сильно легированы, затвор заглублен.

В слое  $\text{AlGaAs}$  образуются два слоя обеднения. Один на границе гетероперехода, второй связан с барьером Шоттки на границе с металлом. Если параметры слоя  $\text{AlGaAs}$  выбраны таким образом, что слои обеднения лишь касаются друг друга, то при работе транзистора в нормально открытом режиме (напряжение на затворе  $V_z$  равно нулю) слой обеднения от барьера Шоттки не проникает в область канала  $2D$ -газа. При приложении отрицательного потенциала к затвору область обеднения от барьера Шоттки распространяется вглубь структуры, захватывая область обеднения у гетероперехода, в результате чего обедняется канал  $2D$ -газа и уменьшается ток стока ПТ ГСЛ.

Типичные параметры нормально открытого ПТ ГСЛ: толщина слоя  $\text{AlGaAs}$  около  $50 \div 60 \text{ нм}$ ,  $V_z \approx -1 \text{ В}$ . При больших толщинах возникает дополнительная проводимость по широкозонному полупроводнику, шунтирующая двумерный канал, а при меньших — не достигается максимальное, для данной структуры, значение поверхностной плотности электронов в двумерной потенциальной яме.

СВЧ ПТ ГСЛ работают в режиме нормально открытого канала. На рис. 4.5 представлена зонная диаграмма гетероструктуры с селективным легированием при подаче на затвор отрицательного напряжения, достаточного для полного обеднения слоя  $\text{AlGaAs}$  и частичного — слоя  $2D$ -электронного газа.

В нормально закрытом режиме толщина слоя  $\text{AlGaAs}$  меньше ( $30 \div 40$  нм), и обедненный слой от контакта с металлом проникает в область канала  $2D$ -газа и закрывает его. Чтобы открыть транзистор, требуется приложить к затвору положительный потенциал. Этот режим используется в логических устройствах ЭВМ. В нормально закрытом режиме максимальная собственная крутизна транзистора выше, чем в нормально открытом. При этом она растет с уменьшением толщины спейсера и ростом легирования слоя  $\text{AlGaAs}$ .

При достаточно большом положительном напряжении на затворе в слое  $\text{AlGaAs}$  может возникнуть канал проводимости, резко ухудшающий параметры ПТ ГСЛ. Типичным для существующих ПТ ГСЛ максимально допустимым значением положительного напряжения на затворе толщиной  $30 \div 40$  нм является  $0.6 \div 0.8$  В [66].

С целью повышения пробойного напряжения и одновременного улучшения высокочастотных параметров в работах [67, 68] предложен ПТ с обращенной гетероструктурой, у которого слой  $\text{GaAs}$  располагается на  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , а контакты на  $\text{GaAs}$ . На рис. 4.6 приведена зонная диаграмма ПТ ГСЛ с обратной структурой.

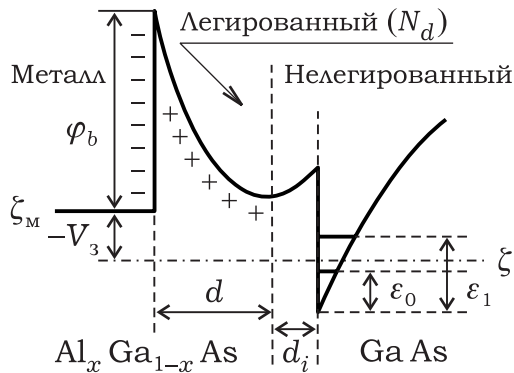


Рис. 4.5. Зонная диаграмма прямой структуры ПТ ГСЛ

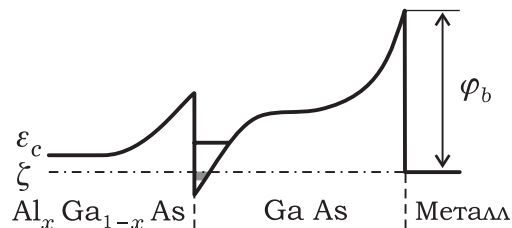


Рис. 4.6. Зонная диаграмма обратной структуры ПТ ГСЛ

В технологическом плане сделать барьер Шоттки и омический контакт к GaAs легче, чем к AlGaAs. Кроме того, поверхность GaAs более стабильна, чем AlGaAs, крутизна ПТ с обратной структурой слабо зависит от легирования AlGaAs и не снижается при снижении легирования, как это имеет место в прямой структуре. Как и в прямой структуре, слой GaAs слабо легирован для достижения высокой подвижности в канале  $2D$ -газа. Слой AlGaAs легирован как поставщик электронов в канал и может быть достаточно толстым, но не настолько, чтобы его проводимость шунтировала  $2D$ -канал в GaAs.

При малых отрицательных напряжениях на затворе  $V_3$  слой GaAs разделяет обедненную область барьера Шоттки и обогащенную электронами потенциальную яму. С ростом отрицательного напряжения  $V_3$  потенциальная яма сужается, а затем происходит ее полное обеднение.

В режиме обогащения крутизна транзистора с обратной структурой выше, чем с прямой при одинаковом пороговом напряжении. Это связано с тем, что  $2D$ -газ электронов в обратной структуре оказывается ближе к металлу затвора, чем в прямой. Особенно значительным  $g_m = dI_c/dV_3$  оказывается в ПТ ГСЛ с обратной структурой при малой толщине слоя GaAs. Так экспериментально изготовленный транзистор со слоем GaAs толщиной 10 нм имел максимальную крутизну, отнесенную к ширине затвора  $g_{m \text{ макс}} = 1810$  мСм/мм при 77 К и  $g_{m \text{ макс}} = 1180$  мСм/мм при 300 К [69].

Для увеличения крутизны и мощности ПТ ГСЛ предложены структуры с несколькими параллельно действующими  $2D$ -каналами. Рост потенциала на затворе приводит не только к изменению глубины и ширины  $2D$ -каналов вплоть до снятия квантования энергии в одном из них, но и к перераспределению электронов между каналами и уровнями квантования [70]. Это приводит наряду с модуляцией концентрации также к модуляции подвижности электронов в  $2D$ -канале.

Одним из основных недостатков ПТ с затвором металл—полупроводник является большой разброс пороговых напряжений при малом уровне допустимого перепада логических уров-

ней напряжений. С этим связан малый запас помехоустойчивости и ограничение максимальной крутизны  $g_m$  ПТ с барьером Шоттки.

С целью увеличения высоты барьера затвора и уменьшения относительного разброса пороговых напряжений предложен целый ряд более сложных, в основном гетероструктурных, затворов. В 1980 г. Дж. Розенберг, например, предложил заменить затвор на барьере Шоттки затвором на  $n^+$ -GaAs, исключив при этом легирование слоя AlGaAs.

Хотя ПТ ГСЛ на структуре AlGaAs — GaAs обладают существенными преимуществами перед гомоструктурными ПТ на Si и GaAs по таким основным параметрам, как малые шумы и высокое быстродействие, однако им присущ и ряд факторов, препятствующих дальнейшему улучшению их параметров: примесные DX-центры в AlGaAs, тенденция Al окисляться, ограниченная подвижность электронов в GaAs, малый разрыв зоны проводимости на границе гетероперехода, малая теплопроводность GaAs. С целью преодоления этих ограничений используются другие пары полупроводников для гетероструктур: GaInAs, AlInAs, InP, GaInP, InSb, CdTe, Si и Ge [39, 71–76].

## 4.2 Горячие носители заряда в гетероструктурах с селективным легированием

Эффекты разогрева электронного газа электрическим полем проявляются в работе практически всех видов быстродействующих транзисторов. Однако существуют типы транзисторов, принцип действия которых основан на эффектах разогрева электронного газа. К ним относятся транзисторы с инжекцией горячих электронов и транзисторы с переносом разогретого электронного газа в пространстве [1, 77–84].

В транзисторах с инжекцией горячих электронов, часто называемых просто баллистическими электронными транзисторами БЭТ (BET — Ballistic Electron Transistor), инжектируемым из эмиттера в базу электроном с помощью резкого потенциального барьера сообщается высокая начальная скорость,

благодаря которой электроны пролетают базу баллистически в инерционном полете. При этом толщина базы должна быть меньше средней длины свободного пробега носителей заряда.

В транзисторах на горячих электронах с переносом электронного газа в пространстве используется эмиссия горячих электронов через потенциальный барьер, в определенной степени аналогичная эмиссии электронов из горячего катода в вакуумном диоде.

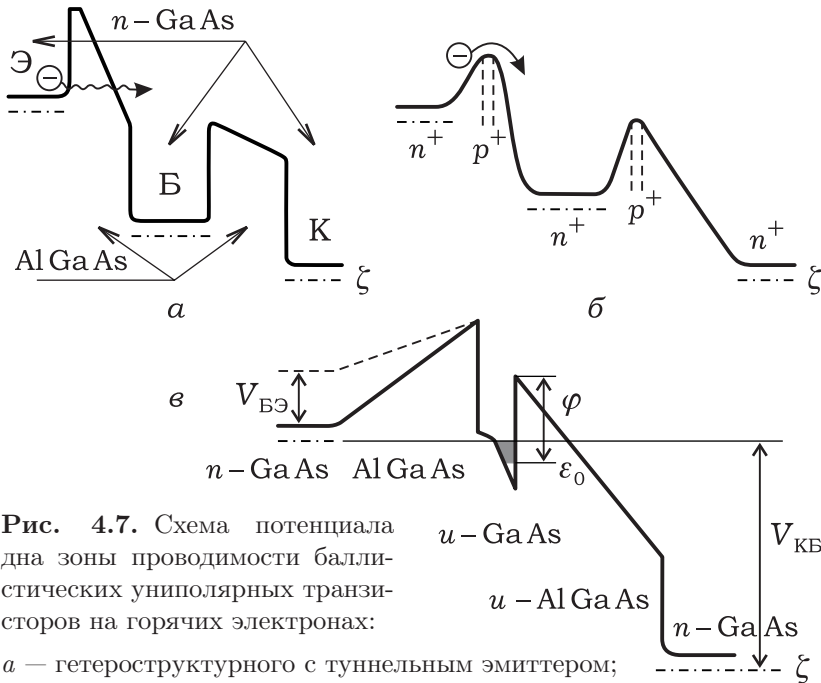
#### 4.2.1 Транзисторы с инжекцией горячих электронов

Баллистический транзистор, также как и биполярный транзистор (БТ), имеет эмиттер — инжектор электронов, базу и коллектор — собиратель инжектированных электронов. Однако баллистический транзистор в принципе отличается от обычного БТ высоким уровнем энергии инжектируемых в базу электронов ( $\varepsilon_i \approx 0.1 - 1$  эВ), а также тем, что он, как правило, униполярный (хотя встречаются и биполярные баллистические транзисторы).

Все элементы униполярного транзистора (эмиттер, база, коллектор) имеют одинаковый тип проводимости, и в базу инжектируются неравновесные основные носители. Это обстоятельство способствует повышению быстродействия транзистора, так как позволяет выбрать в качестве рабочих носителей заряда наиболее быстрые и, кроме того, снижает величины емкостей эмиттерного и коллекторного переходов за счет отсутствия диффузионных составляющих, связанных с неосновными носителями. Быстродействие транзистора определяется так же, как и в БТ, временем пролета электроном базы и произведением наибольшего сопротивления в схеме транзистора (продольного сопротивления базы) на емкость коллектора и эмиттера. Время пролета базы определяется величиной начальной скорости электронов  $v_{\ominus}$ , и в случае баллистического бесстолкновительного пролета оно равно  $t = d_{\text{Б}}/v_{\ominus}$ , где  $d_{\text{Б}}$  — толщина базы.

Благодаря высокой скорости инжектируемых электронов ( $v_{\ominus} \approx 10^8$  см/с) время пролета базы в баллистических тран-

зисторах на горячих электронах составляет доли пикосекунды. Именно в достижении короткого времени пролета базы за счет высокой начальной скорости инжекции электрона и состоит основная идея повышения быстродействия транзистора. Величина начальной скорости инжектированных электронов определяется структурой барьера эмиттер—база.



**Рис. 4.7.** Схема потенциала дна зоны проводимости баллистических униполярных транзисторов на горячих электронах:

- a* — гетероструктурного с туннельным эмиттером;  
*б* — с планарно-легированными барьерами;  
*в* — с варизонными барьерами и индуцированной базой

На рис. 4.7 схематически показаны структуры дна зоны проводимости для основных типов транзисторов с инжекцией горячих электронов. Изображены три типа эмиттерных и коллекторных барьеров:

- 1) гетероструктурный в туннельном (эмиттер) и термоэмиссионном (коллектор) вариантах (рис. 4.7, *a*);
- 2) планарно-легированный (рис. 4.7, *б*);
- 3) варизонный с термоэмиссией (рис. 4.7, *в*).

В туннельном барьере (рис. 4.7, а) начальная скорость определяется разностью потенциалов между эмиттером и базой. Барьер образуется гетеропереходом  $\text{AlGaAs} - \text{GaAs}$ , причем легированной областью является слой  $\text{GaAs}$  — база транзистора.

В транзисторе с планарно-легированными барьерами (рис. 4.7, б) эмиттерный и коллекторный барьеры образуются за счет отрицательного заряда тонкого слоя ионизированных акцепторов. Планарно-легированный барьер представляет собой  $n - i - p - i - n$ -структуру [85]. Аналогично формируется структура «Самел»-барьера ( $n^+ - p - n$ ), с использованием которой созданы «кемел»-транзисторы [86]. Ток эмиттера определяется термоэлектронной эмиссией через планарно-легированный барьер. Скорость баллистических электронов определяется величиной суммарного потенциала, образуемого высотой барьера и приложенного к эмиттеру напряжения. Транзисторы с планарно-легированными барьерами называют еще монокристаллическими (сделанными из одного и того же материала) транзисторами на горячих электронах.

Наконец, в пространстве с варизонным эмиттером (рис. 4.7, в) эмиттерный барьер образуется плавным варизонным гетеропереходом с резким срывом со стороны базы. Высота резкого гетероперехода определяет скорость инжектированного электрона.

Начальная скорость инжектированных электронов может быть весьма велика. В предположении инжекции в параболическую  $\Gamma$ -долину  $\text{GaAs}$

$$v_0 \approx \sqrt{\frac{2\varphi_{\text{ЭБ}}}{m}} \approx 4.2 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{\varphi_{\text{ЭБ}}^*}{m^*}} \text{ см/с}, \quad (4.12)$$

где  $\varphi_{\text{ЭБ}}^*$  — высота барьера эмиттер—база, определяющая начальную кинетическую энергию электрона, выраженная в вольтах. В  $\text{GaAs}$   $m^* \approx 0.063$  и при  $\varphi_{\text{ЭБ}}^* \approx 0.3 \text{ В}$   $v_0 \approx 9.16 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ . Более того, начальный импульс электрона, входящего в базу, имеет ярко выраженную направленность. Компонента момента, параллельная плоскости эмиттера ( $p_{\parallel}$ ), не меняется при пере-



ходе в базу, в то время как нормальная компонента ( $p_{\perp}$ ) резко возрастает. В случае параболической зоны в базе

$$p_{\perp \ominus} = (2m^* \varphi_{\ominus \text{Б}}^*)^{1/2}. \quad (4.13)$$

Максимальный угол начального раствора момента электрона ( $\Theta_{\text{макс}}$ ):

$$\Theta_{\text{макс}} = \tan^{-1}(p_{\parallel}/p_{\perp}). \quad (4.14)$$

При гелиевых температурах при  $\varphi_{\ominus \text{Б}} \approx 0.25$  эВ этот угол меньше  $10^\circ$ . Следовательно, эмиттер является источником направленного пучка горячих электронов. Это очень положительный фактор, так как понятно, что чем лучше направленность пучка инжектированных электронов, тем большее их число будет собрано коллектором, который собирает именно электроны, пролетевшие базу и имеющие составляющую момента, нормальную к плоскости коллектора. Эта составляющая должна быть большей, чем

$$p_{\perp}^0 = (2m^* \varphi_{\text{КБ}})^{1/2}, \quad (4.15)$$

где  $\varphi_{\text{КБ}}$  — высота барьера коллектор—база.

Инжектированный пучок электронов имеет относительно малую ширину разброса по шкале энергий. За время практически мгновенного ускорения электрона полем гетероперехода симметричная часть функции распределения электронов по энергиям не успевает измениться и остается равновесной в течение времени баллистического пролета базы. Поэтому высота коллекторного барьера в баллистическом транзисторе может быть сделана достаточно высокой: лишь на несколько  $kT_0$ , где  $T_0$  — температура кристалла, ниже эмиттерного барьера. Высокий коллекторный барьер обеспечивает малый ток коллектор—база, а значит, высокий коэффициент усиления транзистора по току.

С другой стороны, значительное понижение высоты барьера коллектора по отношению к эмиттеру снижает быстродействие транзистора, так как такой коллектор будет собирать не только быстрые баллистические электроны, но и медленно летящие электроны, испытавшие рассеяние в базе.

Теоретические оценки скорости баллистических электронов  $v_6$  и средней длины их баллистического пролета  $l_6$  для соединений типа  $A^3B^5$  с учетом реальной зонной структуры и рассеяния на фононах и примесях ( $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) показали, что оптимальная величина энергии инжектируемых электронов лежит несколько ниже минимума энергии  $L$ -долин  $\varepsilon_L$  или энергии ударной ионизации  $\varepsilon_Y$ . Инжекция электронов с более высокими энергиями ведет к быстрому росту частоты столкновений с потерей направленной дрейфовой скорости [87].

Если определить отношение числа электронов, баллистически пролетающих базу толщиной  $d_B$ , к общему числу инжектированных электронов как

$$\gamma = \exp\left(-\frac{d_B}{l_6}\right),$$

то получим, что базу толщиной  $d_B = 50 \text{ нм}$  в  $\text{InSb}$  баллистически пролетают 86% электронов, а в  $\text{GaAs}$  — 63%. Оценочно полагая максимальную частоту действия прибора равной  $\nu = v_6/(2\pi d_B)$ , получим для  $d_B = 50 \text{ нм}$ ,  $\nu(\text{GaAs}) = 3.1 \text{ ТГц}$  и  $\nu(\text{InAs}) = 4.3 \text{ ТГц}$ .

Баллистический транзистор на горячих электронах действительно может обладать очень высокими параметрами быстродействия, если толщина его базы меньше длины баллистического пролета электрона. Например, в случае  $\text{GaAs}$  толщина базы должна быть меньше  $10^{-5} \text{ см}$ . При столь тонкой базе быстродействие транзистора начинает ограничивать рост ее продольного сопротивления вдоль плоскости эмиттерной и коллекторной областей. Это время определяет величина

$$R_B C = \frac{\varepsilon' \varepsilon_0 L^2}{d \mu \sigma}, \quad (4.16)$$

где  $\varepsilon' \varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость кристалла,  $d$  — толщина эмиттерного или коллекторного барьеров,  $L$  — продольная плоскости эмиттера (коллектора) длина базы (кратчайшее расстояние до базового электрода),  $\mu$  — подвижность электронов в базе,  $\sigma$  — плотность заряда подвижных носителей на единицу поверхности базы. Для значений  $d = 10^{-5} \text{ см}$ ,

$L = 10^{-4}$  см,  $\varepsilon' = 10$ , задержка будет порядка одной пикосекунды, если  $(\mu\sigma)^{-1} \lesssim 10^3$  Ом на квадрат. Для этого требуется высокое легирование базового слоя ( $\sim 10^{18}$  см $^{-3}$ ), что практически и делается во всех баллистических транзисторах, которые поэтому еще называют транзисторами с легированной базой.

В условиях сильного легирования базы баллистический пролет имеет свою специфику, связанную с взаимодействием пучка горячих электронов с «морем» холодных, из-за которого резко снижается длина свободного баллистического пролета. Поэтому целесообразно добиваться снижения сопротивления базы не за счет легирования, а используя квантовые эффекты, конкретно, размерное квантование электронного газа в базе.

На рис. 4.7, в в частности, показан транзистор с варизонным коллектором, в котором высокая проводимость тонкой базы достигнута не за счет ее легирования, а за счет индуцирования поверхностного заряда с высокой концентрацией электронов в двумерном слое при приложении положительного потенциала к коллекторному переходу. Такой транзистор [88] называют транзистором с индуцированной или наведенной базой (Induced Base Transistor — IBT).

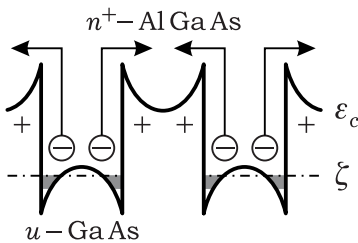
Еще один квантовый эффект может быть использован при конструировании базы баллистического транзистора на горячих электронах. Как показывает анализ структуры электронных уровней и механизмов рассеяния в сверхрешетке GaAs — AlGaAs, выполненный в работе [89], эффективная масса электронов в верхних подзонах может быть очень малой, и подвижность горячих электронов в этих подзонах соответственно велика. Более того, рассеяние между подзонами сверхрешетки может быть сильно подавлено, что ведет к увеличению времени релаксации по энергии и росту длины свободного квазibalлистического пролета электрона. Например, длина свободного пробега электрона, инжектируемого в третью миниподзону сверхрешетки с кинетической энергией 50 мэВ при учете примесного ( $N = 10^{18}$  см $^{-3}$ ) и фононного (300 К) рассеяния, достигает  $(1 \div 2) \cdot 10^2$  нм.

Как видим, использование сверхрешетки в качестве базы позволяет сделать большой длину баллистического пролета и для электронов с относительно малой энергией.

Существенным моментом, определяющим эффективность работы униполярного транзистора на горячих электронах, является квантово-механическое отражение баллистических электронов, пролетающих над гетеропереходами, особенно над гетеропереходом база—коллектор.

Быстродействие баллистического транзистора определяется не только временем баллистического пролета базы, но и коллекторного барьера. Хотя в коллекторном барьере в отличие от базы, как правило, имеется сильное ускоряющее электрическое поле, оно не всегда приводит к сокращению времени пролета из-за переброса электронов в верхние долины с малой подвижностью. Так, расчет времени пролета коллекторного барьера GaAs — AlGaAs толщиной 100 нм показал, что приложение к коллектору положительного ускоряющего электроны напряжения приводит не к уменьшению, а к росту времени пролета и исчезновению баллистического пучка в спектре электронов на выходе коллектора [90].

#### 4.2.2 Транзисторы на горячих электронах с переносом заряда в пространстве



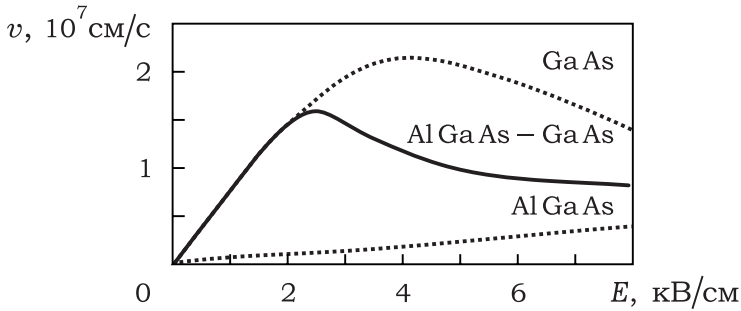
**Рис. 4.8.** Гетероструктура с переносом заряда в пространстве

Неоднородный разогрев электронного газа в полупроводнике электрическим полем приводит к переносу заряда в пространстве и возникновению целого класса явлений, названных электроградиентными [91].

В работе [92] для создания отрицательного дифференциального сопротивления предложена слоистая гетероструктура

AlGaAs — GaAs с модулированным легированием (рис. 4.8).

В нелегированных слоях GaAs подвижность электронов значительно выше, чем в легированных слоях AlGaAs. В равновесии все электроны находятся в слое GaAs. При пропускании тока параллельно границам слоев газ электронов в GaAs разогревается и происходит эмиссия горячих электронов через барьер в слой AlGaAs, где их подвижность мала. Перераспределение электронов между слоями приводит к образованию отрицательного спада на вольт-амперной характеристике структуры AlGaAs — GaAs. На рис. 4.9 приведены расчетные зависимости  $v(E)$  такой структуры [93].



**Рис. 4.9.** Зависимости дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля для гетероперехода AlGaAs — GaAs с переносом заряда в пространстве, для GaAs ( $N_I = 0$ ,  $\mu = 8000$  см<sup>2</sup>/(В·с)) и AlGaAs ( $N_I = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $\mu = 500$  см<sup>2</sup>/(В·с))

Эффект переброса электронов между слоями и отрицательное дифференциальное сопротивление нашли экспериментальное подтверждение в работе [94].

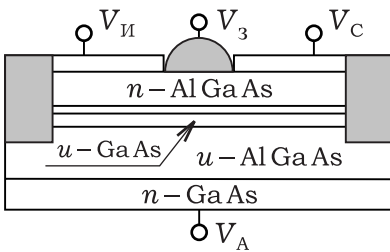
Можно проследить аналогию наблюдаемого эффекта с эффектом Ганна. В последнем происходит переброс электронов из  $\Gamma$ -долины по шкале энергий в вышележащие долины с малой подвижностью электронов и образование отрицательного дифференциального сопротивления. В слоистой структуре также происходит переброс из  $\Gamma$ -долины GaAs в долины с малой подвижностью, но с переносом заряда в пространстве. Такой переброс принято называть перебросом электронов в реальном пространстве.

Процесс формирования отрицательного сопротивления в слоистых структурах включает в себя, однако, переброс электронов как по координате, так и по шкале энергий, и поэтому сильно зависит от типа и взаимного расположения подзон зоны проводимости чередующихся структур, а также от формы потенциала между слоями [81]. Переброс электронов между тонкими слоями в слоистых структурах — процесс быстрый и поэтому может быть использован для создания быстродействующих диодов и транзисторов.

Постоянная времени  $\tau_e$  для классической термоэлектронной эмиссии через барьер  $\Delta\varepsilon$  между слоями определяется соотношением [81]:

$$\tau_e \approx \frac{qN_c l_e}{AT_e^2} \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon}{k_B T_e}\right), \quad (4.17)$$

где  $N_c$  — плотность состояний электронов,  $T_e$  — температура электронов,  $l_e$  — величина порядка длины свободного пробега электрона,  $A$  — эффективная постоянная Ричардсона. Оценка времени переброса в реальном пространстве между достаточно тонкими слоями ( $\sim 10^2$  нм) гетероструктуры дает величины порядка  $10^{-11}$  с при комнатной температуре [92, 95–97].



**Рис. 4.10.** Структура полевого транзистора с отрицательным сопротивлением (ПТОС) и транзистора с инжекцией заряда через барьер (ТИЗ)

Диодные слоистые структуры AlGaAs — GaAs с отрицательным дифференциальным сопротивлением использовались как СВЧ-генераторы [96].

В работах [98–101] предложены транзисторные структуры с использованием эффекта переброса горячих электронов в реальном пространстве. На рис. 4.10 показана структура одного из типов таких транзисторов — полевого транзистора с отрицательным сопротивлением.

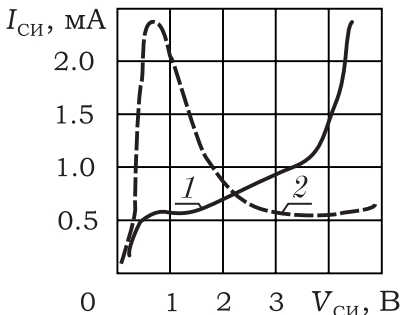
При пропускании тока сток—исток электроны в канале Ga As разогреваются, и происходит эмиссия горячих электронов через варизонный слой  $Al_{1-x}Ga_xAs$  к третьему электроду — проводящей подложке из Ga As. Можно провести аналогию с вакуумным диодом. Канал полевого транзистора играет роль нити накаливания (катода) — эмиттера электронов, а третий электрод является анодом. Однако в отличие от вакуумного диода, в полупроводниковом приборе, изменяя напряжение на затворе, можно регулировать величину тока эмиттируемых электронов, т. е. ток катода к аноду регулируется. В этом смысле прибор является аналогом вакуумного триода, но вместо управления током катод—анод с помощью сетки ток эмиссии катода управляется с помощью напряжения на затворе либо напряжения между стоком и истоком.

Помимо эффекта управления током на анод (триодного эффекта) ток через канал полевого транзистора имеет падающую характеристику вследствие переброса горячих электронов в реальном пространстве через барьер в соседнюю область вне канала (в подложку). Фактически транзисторная структура включает в себя два прибора: полевой транзистор с отрицательным сопротивлением в канале (ПТОС, NERFET) [98] и транзистор с инжекцией заряда через барьер (ТИЗ, CHINT) [100].

В транзисторе с инжекцией заряда через барьер (рис. 4.10) при приложении напряжения между стоком и истоком порядка  $1 \div 2$  вольт температура электронов в канале достигала 1500 К и более [95]. Ток на подложку (анод)  $I_A$  зависит от напряжения  $V_{СИ}$ , повышающего температуру электронов в канале, а также резко растет с напряжением на аноде  $V_A$ , снижающим высоту барьера канал—анод (рис. 4.11). Величина отрицательного сопротивления в канале существенно зависит от высоты барьера канал—анод. Отрицательное сопротивление возникает при положительном напряжении на аноде выше 2 В (рис. 4.12).

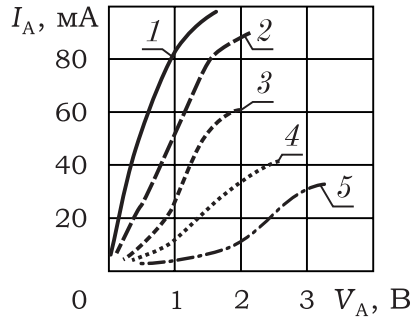
Важным преимуществом ПТОС перед диодными генераторами СВЧ является возможность управления генерацией с помощью третьего электрода — анода.

Транзистор с инжекцией заряда является в определенной степени аналогом баллистического транзистора на горячих электронах. Достаточно обозначить исток, сток и анод соответственно эмиттером, базой и коллектором. Однако в ТИЗ коэффициент усиления тока в режиме с общим эмиттером, благодаря наличию отрицательного сопротивления, может быть выше единицы, что принципиально отличает ТИЗ от ТГЭ. Теоретически основные принципы работы транзисторов с переносом заряда в пространстве рассмотрены в работе [102].



**Рис. 4.12.** Вольт-амперные характеристики ПТОС.

$V_A$ , В: 1 — 2.2; 2 — 3.2.  
 $T_0 = 300$  К



**Рис. 4.11.** Вольт-амперные характеристики ТИЗ.

$V_{си}$ , В: 1 — 3.5; 2 — 3.0; 3 — 2.5;  
4 — 2.0; 5 — 1.5.  $T_0 = 77$  К [95]

В настоящее время на основе транзисторных структур с переносом горячих электронов в реальном пространстве разработаны сверхбыстродействующие аналоговые и цифровые устройства обработки информации и приборы СВЧ-диапазона [103–105]. Одна из новых транзисторных структур, использующая эффект поля с переносом горячих электронов в реальном пространстве, предложена в работе [105].



# ГЛАВА 5

## ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

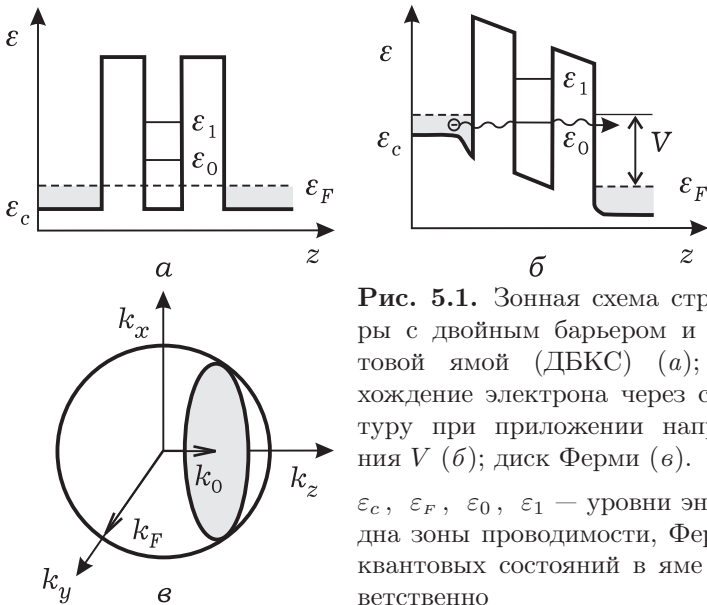
### 5.1 Туннелирование электронов через двухбарьерную квантовую структуру

#### 5.1.1 Резонансное туннелирование через двухбарьерную квантовую структуру

Основным структурным элементом современных резонансно-туннельных полупроводниковых приборов является двойной потенциальный барьер с квантовой ямой. Толщины потенциальных барьеров и квантовой ямы таковы, что возможно эффективное туннелирование через каждый из барьеров, а движение электрона поперек ямы квантуется, чему соответствуют дискретные уровни энергии в яме. Эти явления наблюдаются в полупроводниках при толщинах барьеров и ямы порядка десятков и сотен ангстрем, т. е. сравнимых с длиной волны де Бройля.

Реализуется ДБКС в виде гетероструктуры из повторяющихся слоев более широкозонного полупроводника, например,  $\text{AlGaAs}$  — высокие барьеры, и слоев с менее широкой запрещенной зоной, например,  $\text{GaAs}$  — квантовая яма и внешние контакты к структуре (рис. 5.1).

Основной особенностью ДБКС является туннелирование через дискретные квантовые уровни в яме. Прохождение тока электронов через такую сложную квантовую структуру, как ДБКС представляет собою сложный процесс.



**Рис. 5.1.** Зонная схема структуры с двойным барьером и квантовой ямой (ДБКС) (а); прохождение электрона через структуру при приложении напряжения  $V$  (б); диск Ферми (в).

$\varepsilon_c$ ,  $\varepsilon_F$ ,  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_1$  — уровни энергии дна зоны проводимости, Ферми и квантовых состояний в яме соответственно

## Механизмы туннелирования

Наблюдаются два физических явления, ответственные за ток через ДБКС. Первое, это последовательное туннелирование: при приложении потенциала к структуре электроны, энергия которых совпадает с разрешенным уровнем в квантовой яме, туннелируют на этот уровень сквозь левый барьер, а затем происходит еще одно туннелирование через правый барьер. Второе связано с возникновением резонансных колебаний электронной волны в квантовой яме. Аналогом второго явления является резонатор Фабри — Перо для электромагнитной волны.

Рассмотрим сначала механизм последовательного туннелирования [173]. Пусть ДБКС представляет собою транзистор, в котором внешние к барьерам области будем называть эмиттером и коллектором, а базой будет квантовая яма (рис. 5.1, б). Пусть области эмиттера и коллектора легированы до вырождения.

Энергия электронов в эмиттере определяется выражением:

$$\varepsilon_{3D} = \varepsilon_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_n}, \quad (5.1)$$

где  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ .

Выражение для энергии электронов в квантовой яме имеет вид:

$$\varepsilon_{2D} = \varepsilon_n + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_n}, \quad (5.2)$$

где  $\varepsilon_n$  — энергия  $n$ -го уровня в квантовой яме.

При туннелировании электронов из эмиттера в базу (квантовая яма) должны выполняться законы сохранения энергии и квазиимпульса ( $k_{\perp}$ ). Поэтому из (5.1) и (5.2) следует, что туннелирование возможно только при выполнении условия:

$$k_z = k_0 \quad (\text{для } n = 0),$$

где  $k_0^2 = \frac{2m_n}{\hbar^2}(\varepsilon_0 - \varepsilon_c)$ , т. е. туннелирование возможно только для электронов с волновыми векторами, концы которых лежат в сечении сферы Ферми плоскостью  $k_z = k_0$  (см. рис. 5.1, в).

Из законов сохранения следует, что с ростом потенциала эмиттера относительно базы ток через барьер растет за счет участия все большего числа электронов в туннелировании. Рост тока имеет место до тех пор, пока энергия дна зоны проводимости  $\varepsilon_c$  не достигнет резонансного уровня  $\varepsilon_0$  в базе. Как только  $\varepsilon_c$  становится выше  $\varepsilon_0$ , ток прекращается. Поэтому вольт-амперная характеристика эмиттер—база в идеальном случае должна иметь резкий срыв до нуля, соответствующий высокой отрицательной дифференциальной проводимости.

При приложении положительного напряжения к коллектору электроны с уровня базы  $\varepsilon_0$  туннелируют в коллектор. В отсутствие электронов на этом уровне ток в коллекторе в идеализированном случае близок к нулю, т. е. ток коллектора повторяет ток эмиттера. Если базу сделать плавающей, то образующаяся диодная структура эмиттер—коллектор также имеет резкую падающую вольт-амперную характеристику.

Характеристики и принцип действия ДБКС-диода сходны с теми, что имеют место в туннельных диодах Есаки. Различие состоит в том, что туннелирование в ДБКС-диоде идет через единичный резонансный уровень, что меняет условия сохранения импульса при переходе по сравнению с диодами Есаки, где туннельный эффект имеет место между широкими зонами.

Теперь рассмотрим другой механизм прохождения тока через ДБКС-диод, обусловленный возникновением когерентных резонансных колебаний. Эффект туннелирования через структуру согласно этому механизму возникает, когда волны электрона в эмиттере так согласуются с незанятыми состояниями в квантовой яме, что волновая функция таких резонансных электронов оказывается когерентной по всей ДБКС. В этом случае амплитуда волны в квантовой яме растет и возникает резонансное туннелирование через всю структуру [174,175]. Такое туннелирование называют когерентным резонансным туннелированием в отличие от некогерентного, каким является последовательное туннелирование. Когерентное резонансное туннелирование, в принципе, может дать значительно больший туннельный ток, чем некогерентное, особенно в случае симметричных барьеров.

Рассмотрим более подробно поведение электрона в двухбарьерной квантовой структуре [4, 173, 176]. Если толщина барьеров достаточно велика, то электрон с энергией  $\varepsilon < V_{1,2}$  локализуется внутри квантовой ямы. Энергия его поперечного движения

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_n^*} \quad (5.3)$$

квантуется, принимая одно из дискретных значений  $\varepsilon_n$ .

В случае бесконечно глубокой потенциальной ямы шириной  $a$  из решения уравнения Шредингера следует, что

$$\varepsilon_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_n^* a^2} \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (5.4)$$

при этом внутри ямы укладывается целое число полувольт де Бройля. В случае потенциальной ямы конечной глубины  $V$  разрешенные значения энергии определяются из решения уравнения:

$$k_n a = n\pi - 2 \arcsin \left( \frac{\varepsilon_n}{V} \right)^{1/2}, \quad (5.5)$$

и оказываются смещенными относительно значений  $\varepsilon_n$ , определяемых соотношением (5.4) в сторону меньших величин.

Конечность высоты потенциальных барьеров в ДБКС приводит к ограниченности времени жизни электронов  $\tau_n$  на дискретных квантовых уровнях внутри ямы. Это связано с конечной величиной проницаемости потенциальных барьеров для волновой функции.

Ограниченность времени жизни электрона на дискретных квантовых уровнях внутри ямы вызывает их уширение. Так называемая «естественная» ширина уровня  $\Delta\varepsilon_n$  связана с величиной  $\tau_n$  соотношением неопределенности

$$\Delta\varepsilon_n = \frac{\hbar}{\tau_n}. \quad (5.6)$$

При слабой прозрачности потенциальных барьеров, т. е.  $|T_{1,2}|^2 \ll 1$ , величину  $\tau_n$  можно приближенно определить с помощью выражения:

$$\tau_n = \frac{2\tau_0}{|T_1|^2 + |T_2|^2}, \quad (5.7)$$

где  $\tau_0 = a/v_n$  — время прохождения электроном потенциальной ямы от одного барьера до другого,  $v_n$  — скорость поперечного движения электрона на  $n$ -м энергетическом уровне ямы:

$$v_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_n}{m_n^*}}.$$

Проницаемость прямоугольных потенциальных барьеров  $V_0$  определяется известным соотношением:

$$|T_t|^2 = \left[ 1 + \frac{1}{4} \frac{\sinh^2 \beta b}{\frac{\varepsilon_{\perp}}{V_0} \left( 1 - \frac{\varepsilon_{\perp}}{V_0} \right)} \right]^{-1}, \quad (5.8)$$

где  $\beta = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_n^*(V_0 - \varepsilon_{\perp})}$ ,  $b$  — ширина потенциального барьера.

Время жизни  $\tau_n$  и естественная ширина  $\Delta\varepsilon_n$  уровня зависят от степени прозрачности потенциальных барьеров, а также от ширины ямы, определяющей величину энергии дискретного уровня  $\varepsilon_n$  относительно ее дна. В табл. 5.1 приведены расчетные значения времени  $\tau_1$  и естественной ширины  $\Delta\varepsilon_1$  нижнего уровня энергии симметричной ДБКС для гетероструктуры  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  ( $V_0 \approx 0.2$  эВ,  $m_n^* = 0.067m_0$ ) [177].

Таблица 5.1

**Расчетные значения времени  $\tau_1$   
и естественной ширины  $\Delta\varepsilon_1$   
нижнего уровня энергии симметричной ДБКС**

$a$ , нм	$b$ , нм	$\tau_1$ , с	$\Delta\varepsilon_1$ , эВ
5	7	$5 \cdot 10^{-11}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
5	5	$4 \cdot 10^{-12}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$
5	3	$3.5 \cdot 10^{-13}$	$1.76 \cdot 10^{-3}$
5	2	$1 \cdot 10^{-15}$	0.603

В несимметричной ДБКС время жизни электрона в соответствии с соотношением (5.7) в большей степени зависит от величины барьера с большей проницаемостью. В реальных ДБКС наблюдается рассеяние электронов на тепловых колебаниях решетки, на дефектах и примесях как внутри слоев, так и на границах. Это приводит к нарушению условий интерференции электронных волн внутри потенциальной ямы и вызывает до-

полнительное уширение дискретных уровней энергии, величина которого  $\Delta\varepsilon_p$  связана с временем релаксации  $\tau_p$  соотношением:

$$\Delta\varepsilon_p = \frac{\hbar}{\tau_p}, \quad (5.9)$$

Время релаксации  $\tau_p$  возрастает с уменьшением концентрации дефектов и примесей в структуре, а также с понижением температуры. Примерные значения  $\tau_p$  и  $\Delta\varepsilon_p$  для чистого арсенида галлия приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

**Температурные зависимости времени релаксации  $\tau_p$   
и дополнительного уширения дискретных  
уровней энергии  $\Delta\varepsilon_p$**

$T, \text{ K}$	$\tau_p, \text{ c}$	$\Delta\varepsilon_p, \text{ эВ}$
77	$\gg 10^{-12}$	$\leq 1 \cdot 10^{-4}$
200	$\sim 10^{-12}$	$\sim 0.67 \cdot 10^{-3}$
300	$\sim 3 \cdot 10^{-13}$	$\sim 2 \cdot 10^{-3}$

Таким образом, ширина дискретных уровней энергии  $\Delta\varepsilon$  с учетом соотношений (5.6) и (5.9) определяется выражением:

$$\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon_n + \Delta\varepsilon_p = \frac{\tau_n + \tau_p}{\tau_n \tau_p} \hbar. \quad (5.10)$$

В случае значительного рассеяния, когда  $\tau_p$  становится много меньше  $\tau_n$ , ширина дискретных уровней целиком определяется рассеянием электронов:

$$\Delta\varepsilon \approx \frac{\hbar}{\tau_p}. \quad (5.11)$$

Как отмечалось выше, на основе ДБКС может быть исследован эффект резонансного туннелирования электронов через нанометровые полупроводниковые структуры, который заключается в резком увеличении коэффициента пропускания такой структуры для электронов, энергия  $\varepsilon_{\perp}$  которых совпадает с энергией одного из дискретных уровней энергии  $\varepsilon_n$  в потенциальной яме.

При резонансном туннелировании в результате интерференции электронных волн, отраженных от барьеров, наблюдается полное гашение отраженной электронной волны. При этом амплитуда волновой функции внутри ямы значительно (в  $Q = \varepsilon_n / \Delta\varepsilon_n$  раз) больше, чем вне ее, что можно трактовать как задержку электрона внутри ямы в среднем на время  $\tau$ , в течение которого, в отсутствие рассеяния, он  $\nu = v\tau/a$  раз сталкивается с барьерами. Следовательно, в  $\nu$ -раз возрастает вероятность его туннелирования из ямы.

Вблизи резонанса зависимость коэффициента прохождения электронной волны через симметричную ДБКС от энергии электронов имеет вид:

$$|D(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_n)|^2 \approx \frac{\Delta\varepsilon_n^2 / \Delta\varepsilon^2}{1 + \frac{4}{\Delta\varepsilon^2} \left( \frac{\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_n}{\varepsilon_n} \right)^2}. \quad (5.12)$$

Из формулы (5.12) следует, что резонансное «просветление» ДБКС тем заметнее, чем больше отношение  $\Delta\varepsilon_n / \Delta\varepsilon_p = \tau_p / \tau_n$ . При  $\tau_p \gg \tau_n$ , т. е. рассеяние носителей в ДБКС мало,  $\Delta\varepsilon_n \approx \Delta\varepsilon$  и коэффициент прохождения при резонансе ( $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_n$ ) равен единице. Рассеяние электронов, изменяя величину поперечного импульса  $p_{\perp}$ , нарушает условия резонанса (когерентность электронных волн) и уменьшает вероятность резонансного туннелирования. При  $\tau_p \ll \tau_n$  ширина резонанса возрастает и определяется временем релаксации, а величина коэффициента прохождения ДБКС при резонансе становится меньше единицы и составляет

$$|D(\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_n)|^2 \approx \frac{\tau_p^2}{\tau_n^2}. \quad (5.13)$$

Физическая природа релаксационного уширения резонанса связана с тем, что в процессе рассеяния резонансное значение поперечного импульса  $p_{\perp} = p_n$  могут получить и те электроны, которые первоначально (при проходе к входному барьеру) имели  $p_{\perp} \neq p_n$ . Поэтому можно ожидать, что при достаточно большом разбросе энергий электронов на входе в ДБКС,



т. е.  $\Delta\varepsilon_{\text{вх}} > \Delta\varepsilon$ , уменьшение времени релаксации (например, при повышении температуры), снижающее вероятность резонансного туннелирования, незначительно изменит величину резонансно-туннельного тока  $I_{pT}$ , поскольку последний пропорционален произведению  $|D_{\text{max}}|^2 \cdot \Delta\varepsilon$ .

Отметим, что соотношение (4.22) выполняется до тех пор, пока ширина нижнего уровня энергии  $\Delta\varepsilon_1$  значительно меньше его энергии  $\varepsilon_1$ , т. е. пока время релаксации  $\tau_p$  превышает удвоенное время пролета электрона потенциальной ямы  $2\tau_0 = 2a/v$ . В противном случае встречные волны в квантовой яме оказываются некогерентными, энергетический спектр электронов в потенциальной яме из дискретного превращается в непрерывный, и туннелирование электронов теряет резонансный характер.

Если же время релаксации  $\tau_p$ , которое по физическому смыслу идентично времени когерентности электронных волн, остается в пределах  $\tau_0 < \tau_p < \tau_n$ , то имеет место лишь частичное нарушение когерентности волн в структуре, не изменяющее качественно дискретность энергетического спектра электронов и резонансный характер туннелирования.

На вероятность резонансного туннелирования влияют также неидентичность и неоднородность входного и выходного барьеров. Неидентичность барьеров обуславливает неодинаковость амплитуд интерферирующих электронных волн, это приводит к уменьшению амплитуды волновой функции в квантовой яме и коэффициента прохождения.

Зависимость коэффициента прохождения  $|D|^2$  от величины проницаемости барьеров может быть представлена в виде:

$$|D|^2 = \frac{\hbar^2 |T_1|^2 |T_2|^2 \exp(-\tau_0/\tau_p)}{\tau_0^2 \Delta\varepsilon^2} \cdot \frac{1}{1 + 4(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_n)^2 / \Delta\varepsilon_n} \quad (5.14)$$

Поскольку проницаемости барьеров  $|T_{1,2}|^2$  экспоненциально зависят от толщины и высоты барьеров, небольшое различие этих параметров может привести к резкому уменьшению  $D_{\text{max}}$ , а, следовательно, и резонансного тока  $I_{pT}$  независимо от того, уменьшается или увеличивается проницаемость одного из ба-

рьеров по сравнению с другим. Флуктуации толщины или высоты барьерных слоев вызывают, кроме того флуктуации энергии резонансных уровней в различных участках ямы, что также уменьшает  $I_{pT}$ . Поэтому требование высокой степени идентичности и однородности барьерных слоев, а также «гладкости» гетерограниц является основным при изготовлении резонансно-туннельных полупроводниковых гетероструктур.

Следует отметить, что при сильном рассеянии электронов, т. е.  $\tau_p < \tau_n$ , коэффициент прохождения структуры пропорционален лишь произведению проницаемости обоих барьеров и возрастает при увеличении проницаемости любого из них:

$$|D|^2 \approx \frac{(\tau_p/\tau_0)^2 |T_1|^2 |T_2|^2}{1 + 4(\tau_p \Delta \varepsilon)^2 \hbar^2}. \quad (5.15)$$

Такая зависимость (5.15) коэффициента прохождения от проницаемости барьеров характерна для механизма некоррелированного последовательного туннелирования электронов через входной и выходной барьеры.

## ВАХ и ОДП структур с двумерной квантовой ямой

Оценим форму ВАХ и величину отрицательной дифференциальной проводимости резонансного туннельного диода на основе ДБКС [4].

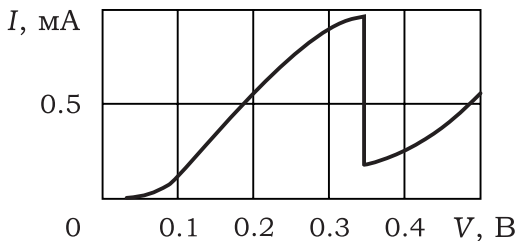
Специфика резонансного туннелирования через ДБКС состоит в том, что из всего потока электронов, поступающих к входному потенциальному барьеру из эмиттера к коллектору проходит лишь небольшая часть электронов, импульс которых лежит в окрестности резонансного уровня квантовой ямы. Предположим, что электронный газ в эмиттере вырожден ( $n^+ > 10^{17} \text{см}^{-3}$ ), так что в пространстве импульсов ( $p_x, p_y, p_z$ ) зоны проводимости электроны заполняют сферу, ограниченную поверхностью Ферми  $\varepsilon_F = p_F^2/2m_n$  (см. рис. 5.1, в), а ширина резонансного уровня в квантовой яме пренебрежимо мала.

Рассмотрим процесс резонансного туннелирования электронов через дискретный энергетический уровень  $\varepsilon_0 = p_0^2/2m_n$  при приложении разности потенциалов  $V$  между эмиттером и коллектором ( $\varepsilon_0$  отсчитывается от дна зоны проводимости эмиттера (см. рис. 5.1, б)) [173,176].

При резонансном туннелировании через ДБКС слева направо проходят электроны с поперечным (к границам слоев) импульсом  $p_z = p_0$ . Число таких электронов, как видно из рис. 5.1, в, пропорционально площади заштрихованного сечения сферы Ферми, т. е. пропорционально величине  $\pi(p_F^2 - p_0^2)$ .

Пока разность потенциалов мала, так что уровень Ферми (вершина сферы Ферми)  $\varepsilon_F$  лежит ниже резонансного уровня (см. рис. 5.1, а), ток через ДБКС определяется нерезонансным туннелированием электронов последовательно через два потенциальных барьера. Резонансный ток  $I_{pT}$  появляется при разности потенциалов, при которой величина сферы Ферми касается уровня  $\varepsilon_0$ . При дальнейшем увеличении  $V$  ток плавно (пропорционально  $V$ ) возрастает в соответствии с убыванием  $p_0$  ( $\varepsilon_0$  опускается), достигает максимума, когда  $p_0 = 0$  и уровень  $\varepsilon_0 = 0$  совпадает с центральным сечением сферы Ферми (дном зоны проводимости эмиттера), а затем резко падает.

Соответствующий пик на ВАХ структуры имеет форму, показанную на рис. 5.2. Если пренебречь тепловой энергией электронов в эмиттере по сравнению с  $\varepsilon_F$  (в GaAs при  $n^+ = 10^{18} \text{см}^{-3}$ ,  $\varepsilon_F \approx 54 \text{ мэВ} > kT$  при  $T = 300 \text{ К}$ ) и принять лоренцовскую форму резонансного уровня, то можно получить аналитическое выражение для величины ОДП [176].



**Рис. 5.2.** Вольт-амперная характеристика резонансно-туннельного диода на основе ДБКС

Для фермиевского распределения электронов в эмиттере плотность тока через структуру с проникаемостью  $|D|^2$  при  $qV > \varepsilon_F$  может быть представлена в виде [4, 176]:

$$J = \frac{qm_n}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{\varepsilon_F} |D|^2 (\varepsilon_F - \varepsilon) d\varepsilon. \quad (5.16)$$

Подставляя в (5.16) лоренцовское выражение

$$|D|^2 = \frac{\Delta\varepsilon_n^2}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + \Delta\varepsilon^2}. \quad (5.17)$$

и интегрируя, находим:

$$J = \frac{qm_n}{2\pi^2\hbar^3} \Delta\varepsilon_n^2 \left\{ \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_0}{\Delta\varepsilon} \left[ \arctan \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_0}{\Delta\varepsilon} + \arctan \frac{\varepsilon_0}{\Delta\varepsilon} \right] - \frac{1}{2} \ln \frac{(\varepsilon_F - \varepsilon_0)^2 + \Delta\varepsilon^2}{\varepsilon_0^2 + \Delta\varepsilon^2} \right\}. \quad (5.18)$$

Дифференциальная проводимость по определению равна:

$$G = \frac{dI}{dV} = \frac{\partial I}{\partial \varepsilon_0} \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial V} + \frac{\partial I}{\partial \Delta\varepsilon} \frac{\partial \Delta\varepsilon}{\partial V}. \quad (5.19)$$

Первое слагаемое в (5.19) обусловлено резонансным, а второе — нерезонансным туннелированием. При не очень тонких барьерах, когда  $\Delta\varepsilon_n < \varepsilon_F$  имеем

$$\frac{\partial \Delta\varepsilon}{\partial V} = \frac{\partial \Delta\varepsilon_n}{\partial V} \ll \left| \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial V} \right|,$$

и вторым слагаемым в (5.19) можем пренебречь. Для одинаковых по ширине барьеров:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial V} \approx -\frac{q}{2}$$

и из (5.19) получаем:

$$G \approx G_{pT} \approx \frac{qm_n}{4\pi^2\hbar^3} \Delta\varepsilon_n^2 \left( \frac{1}{\Delta\varepsilon} \arctan \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_0}{\Delta\varepsilon} + \frac{1}{\Delta\varepsilon} \arctan \frac{\varepsilon_0}{\Delta\varepsilon} - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0^2 + \Delta\varepsilon^2} \right). \quad (5.20)$$

Учитывая, что максимальная величина ОДП  $G_{\max}$  достигается при  $\varepsilon_0 = 0$ , т. е. когда при приложении напряжения положение дна зоны проводимости в эмиттере совпадает с положением резонансного уровня в потенциальной яме, находим:

$$-G_{\max} \approx \frac{q^2 m_n}{4\pi^2 \hbar^3} \frac{\Delta\varepsilon_n^2}{\Delta\varepsilon^2} \left( \varepsilon_F - \Delta\varepsilon \arctan \frac{\varepsilon_F}{\Delta\varepsilon} \right) \quad (5.21)$$

или при  $\varepsilon_F \gg \Delta\varepsilon$

$$-G_{\max} \leq \frac{q m_n}{4\pi^2 \hbar^3} \frac{\Delta\varepsilon_n^2}{\Delta\varepsilon^2} \varepsilon_F. \quad (5.22)$$

Поскольку:  $\varepsilon_F = \frac{4\pi^2 \hbar^2}{2m_n} \left( \frac{3n^+}{8\pi} \right)^{2/3}$ , получаем:

$$-G_{\max} \leq \frac{q^2}{2\hbar} \frac{\Delta\varepsilon_n^2}{\Delta\varepsilon^2} \left( \frac{3n^+}{8\pi} \right)^{2/3}. \quad (5.23)$$

При  $n^+ = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  получаем следующее значение ОДП:

$$-G_{\max} \leq 3.7 \cdot 10^7 \frac{\Delta\varepsilon_n^2}{\Delta\varepsilon^2} \text{ См/см}^2,$$

которое достигается вблизи вершины ( $\varepsilon_0 = 0$ ) резонансного пика на ВАХ. При этом максимальная плотность резонансно-туннельного тока  $J_{\max}$  согласно (5.18) составляет:

$$J_{\max} \approx \frac{q m_n}{2\pi^2 \hbar^3} \frac{\Delta\varepsilon_n^2}{\Delta\varepsilon^2} \varepsilon_F \Delta\varepsilon = 2 |G_{\max}| \frac{\Delta\varepsilon}{q}. \quad (5.24)$$

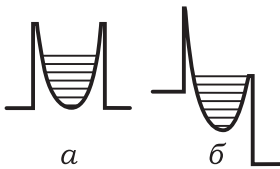
При  $n^+ = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_n = \tau_p = 10^{-13} \text{ с}$ ,  $\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon_n + \Delta\varepsilon_p = 6 \text{ мэВ}$

$$J_{\max} = 7.4 \cdot 10^4 \frac{\Delta\varepsilon_n^2}{\Delta\varepsilon^2} \Delta\varepsilon = 10^5 \text{ А/см}^2.$$

При  $\Delta\varepsilon < \varepsilon_F$  величина  $J_{\max}$  пропорциональна ширине резонансного уровня  $\Delta\varepsilon$ , а максимальная величина ОДП не зависит от  $\Delta\varepsilon$ .

Соотношения (5.21)–(5.24) определяют максимальную удельную отрицательную проводимость и плотность тока через идеальную ДБКС. Отметим, что при использовании соотношения (5.17) для расчета  $|D|^2$  предполагается равенство проницаемостей обоих барьеров  $|T_1|^2 = |T_2|^2$ . Поскольку внешнее электрическое поле изменяет форму и высоту барьеров относительно резонансного уровня (см. рис. 5.1, б), то даже при идентичности толщин и состава барьерных слоев их проницаемость по-разному зависит от приложенной к ДБКС разности потенциалов: для входного барьера она возрастает, а для выходного — падает. Это приводит к уменьшению  $J_{\max}$  и  $|G_{\max}|$ .

Для обеспечения одинаковой проницаемости барьеров при приложении напряжения  $V$  барьерные слои следует делать различными, например, выходной барьер должен иметь большую толщину, чем входной, причем требуемая степень неидентичности зависит от приложенной к диоду разности потенциалов.



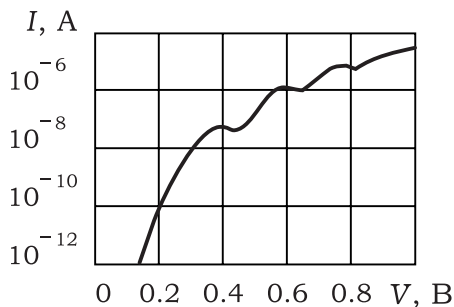
**Рис. 5.3.** Зонные диаграммы ДБКС с параболической квантовой ямой при отсутствии (а) и наличии (б) внешнего смещения

Представляет интерес рассмотрение резонансного туннелирования через двухбарьерные квантовые структуры с параболической квантовой ямой. В параболической квантовой яме энергетические уровни, в отличие от прямоугольной, расположены на равном расстоянии друг от друга (рис. 5.3, а).

При приложении напряжения к такой структуре на вольт-амперной характеристике ДБКС наблюдаются участки с отрицательной дифференциальной проводимостью (рис. 5.4), а расстояние по напряжению между соседними всплесками тока на ВАХ равно постоянной величине, определяемой расстоянием между энергетическими уровнями в квантовой яме. На рис. 5.3, а, б изображены зонные диаграммы ДБКС с параболической квантовой ямой при отсутствии и наличии внешнего смещения.

Однако следует отметить, что с ростом приложенного напряжения резонансы на ВАХ становятся более резко выраженными, а ток через ДБКС существенно возрастает. Это обусловлено тем, что при малых приложенных напряжениях туннелирование электронов осуществляется через самую широкую часть квантового

барьера, а с ростом напряжения ширина барьера резко уменьшается (см. рис. 5.3, б). Однако при этом становится существенной нерезонансная надбарьерная компонента тока через ДБКС.



**Рис. 5.4.** Вольт-амперная характеристика ДБКС с параболической квантовой ямой

### 5.1.2 Инерционность резонансного туннелирования и быстродействие приборов на основе ДБКС

Поскольку РТД и другие приборы на квантоворазмерных эффектах считаются перспективными при создании сверхбыстродействующих схем, представляется интересным оценить их предельное быстродействие. Быстродействие прибора определяется инерционностью процессов, составляющих физическую основу его работы, в данном случае это прежде всего инерционность процесса резонансного туннелирования.

Строгий анализ инерционности процесса резонансного туннелирования возможен на основе совместного решения нестационарного уравнения Шредингера, уравнения Пуассона и кинетического уравнения. Воспользуемся более упрощенным подходом. При решении вопроса об инерционности процесса резонансного туннелирования возникает задача о времени нестационарного туннелирования сквозь ДБКС. В работе [1] высказано предположение, что это время  $\tau_f$  по порядку величины совпадает со временем пролета электроном расстояния, равно-

го размеру квантовой гетероструктуры длиной  $L$ :

$$\tau_f = \frac{L}{v} = \frac{mL}{\hbar p},$$

где  $v$  — скорость электрона. Длительность времени пролета для типичных гетероструктур составляет величину порядка  $10^{-14}$  с [11, 178].

Оценки, сделанные в работе [4], показали, что минимальная инерционность процесса резонансного туннелирования определяется временем прохождения электрона между сильно легированными слоями эмиттера и коллектора  $\tau_{\text{прол.}}$  и временем максвелловской релаксации в этих слоях  $\tau_M$ . Удельная электропроводность слоев  $n^+$  GaAs составляет  $\sigma = 10^3$  Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ , поэтому  $\tau_M \approx \varepsilon/\sigma \approx 10^{-15}$  с.

Время пролета  $\tau_{\text{прол.}}$  складывается из времени туннелирования электрона сквозь барьер  $\tau_T$  и времени его жизни в потенциальной яме  $\tau_n$  (это справедливо только в случае отсутствия рассеяния).

Время туннелирования через барьер можно оценить как  $\tau_T \approx b/v_n$ , где  $v_n$  — скорость электрона с резонансной энергией  $\varepsilon_n$ . При  $b \approx 2 \div 5$  нм,  $\varepsilon_n \approx 50 \div 80$  мэВ и  $m_n^* \approx 0.1m_0$  получаем  $\tau_T \approx (0.5 \div 2)10^{-14}$  с.

Время жизни электрона в яме  $\tau_n$  экспоненциально зависит от толщины барьеров и ширины ямы. Минимальные значения  $\tau_n$  определяются условием достаточно выраженного квантования  $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_n$  или  $\tau_n \gg \tau_0$ , где  $\tau_0 \approx (1 \div 2)10^{-14}$  с — классическое время пролета электрона в квантовой яме. При  $\tau_n \approx (5 \div 10)\tau_0$  имеем  $\tau_{n\text{min}} \approx (1 \div 2)10^{-13}$  с.

В работе [179] на основе численного моделирования показано, что время прохождения волновым пакетом ДБКС  $\tau_S$  определяется главным образом временем распада  $\tau_n$  квазистационарного состояния электрона в потенциальной яме (временем жизни электрона в потенциальной яме), поскольку квантовомеханическая вероятность туннелирования  $D$  сквозь барьер бывает обычно гораздо меньше единицы:

$$\tau_S = \tau_f + \tau_n \approx \tau_n \approx \frac{\tau_f}{D}.$$



Поэтому время прохождения увеличивается по крайней мере на порядок и составляет  $\approx (1 \div 5)10^{-13}$  с. Авторы работы [180] считают, что полное время отклика  $\tau_r$  равно сумме:

$$\tau_r = \tau_n + R \cdot C,$$

где  $R \cdot C$  — внешнее время запаздывания, которое определяется емкостью диода  $C$  и сопротивлением  $R$  его цепи. Внутреннее время запаздывания структуры отождествляется с временем жизни электрона в потенциальной яме в квазистационарном состоянии, которое определяется из соотношения неопределенности

$$\tau_n = \frac{\hbar}{\Delta\varepsilon},$$

где  $\Delta\varepsilon$  — ширина резонансной кривой квантово-механической проницаемости ДБКС как функции энергии падающего электрона  $D(\varepsilon)$ , определяемая на уровне, где величина  $D(\varepsilon)$  падает в два раза по сравнению с максимальной. В общем случае зависимость  $D(\varepsilon)$  находится в результате численного расчета. Таким образом, определенное  $\tau_n$  будет характеризовать экспоненциальный закон распада только в том случае, если контур линии  $D(\varepsilon)$  является лоренцовым, что хорошо выполняется при малой проницаемости барьеров.

В работе [181] на основе решения уравнений многолучевой интерференции получено аналитическое выражение для времени жизни квазистационарного состояния электрона в двухбарьерной квантовой структуре с учетом непараболичности энергетического спектра, которое имеет вид:

$$\tau_n = \frac{\tau_0}{D_1 + D_2},$$

где  $\tau_0$  — период прохождения электроном структуры туда и назад с учетом захода его в подбарьерные области

$$\tau_0 = 2(a + \lambda_1 + \lambda_2)/v,$$

где  $v$  — скорость электрона в яме  $v = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{m}}$ ,

где  $m$  — эффективная масса электрона во внебарьерной области,  $\varepsilon_0$  — энергия электрона в яме,  $a$  — ширина ямы,

$\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  — длины, на которые электрон заходит в подбарьерные области. Величины  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  определяются из соотношения вида:

$$\lambda_1 = \frac{1}{\varkappa_1} \frac{1}{\alpha_1 + \beta_1},$$

где  $\varkappa_1$  — постоянная затухания волновой функции электрона под барьером, которая в случае параболичности энергетических зон имеет вид:

$$\varkappa_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_1(U_1 - \varepsilon_0)}, \quad (5.25)$$

где  $U_1$  и  $m_1$  — высота барьера и эффективная масса электрона в области барьера. Сумма  $\alpha_1 + \beta_1$  отлична от единицы вследствие разрыва эффективной массы на гетерогранице:

$$\alpha_1 = \frac{\varepsilon_0}{U_1}, \quad \beta_1 = \frac{m}{m_1} \left(1 - \frac{\varepsilon_0}{U_1}\right).$$

Выражение для квантово-механической проницаемости отдельных барьеров (прямоугольных) имеет вид:

$$D_1 = D_0 \exp(-2\varkappa_1 d_1);$$

$$D_0 = \frac{16\alpha_1\beta_1}{(\alpha_1 + \beta_1)^2},$$

где  $d_1$  — толщина первого барьера.

Приближение эффективной массы для  $\Gamma$ -долины, которому соответствует соотношение (5.25), оказывается плохо применимым для очень высоких барьеров из AlAs, которые образуют квантовую яму в твердом растворе  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , используемом для создания РТД [180, 182], поскольку при туннелировании по  $\Gamma$ -долине электрон находится ниже дна зоны проводимости в AlAs на довольно большую величину (порядка 1.13 эВ). Отметим, что слои  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и AlAs не очень хорошо согласованы по постоянной решетки, однако, ввиду того, что барьерные области тонкие (не более 3 нм), они оказываются способными к деформации — это так называемые псевдоморфные структуры.

Для учета непараболичности  $\Gamma$ -долины зоны проводимости Al As может быть использована формула Кейна для закона дисперсии электрона, которая в случае туннелирования электрона ниже дна зоны проводимости ( $\varepsilon < U_1$ ) принимает вид:

$$U_1 - \varepsilon = \frac{\varepsilon_g}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{2\hbar^2 \kappa^2}{\varepsilon_g} \frac{m_0 - m_1}{m_1 m_0}} \right) + \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m_0} \quad (5.26)$$

где  $\varepsilon$  — энергия электрона,  $m_1 = 0.124m_0$  — эффективная масса электрона в  $\Gamma$ -долине Al As,  $\varepsilon_g = 2.95$  эВ — ширина запрещенной зоны Al As.

Расчеты показывают, что для относительно толстых барьеров, в 10 монослоев, переход от параболического значения  $\kappa_p \approx 1.92 \cdot 10^7$  см<sup>-1</sup>, определяемого из соотношения (5.25), к непараболическому  $\kappa_{np} \approx 1.58 \cdot 10^7$  см<sup>-1</sup>, определяемому из соотношения (5.26), приводит к увеличению проницаемости барьера и, следовательно, уменьшению времени распада примерно в 6 раз. Для структуры из шести монослоев рассчитанное время распада составляет 0.26 пикосекунды.

Таким образом, минимальное время резонансного туннелирования составляет десятые доли пикосекунд и определяет максимально достижимое быстродействие резонансно-туннельных полупроводниковых элементов наноэлектроники [5, 183]. В реальных квантовых структурах времена  $\tau_T$  и  $\tau_n$  зависят от величины пространственного заряда туннелирующих электронов [184].

Использование приборов на резонансно-туннельных эффектах в качестве элементов схем СВЧ и КВЧ диапазонов предполагает исследование их динамических характеристик. Строгий анализ этой проблемы к настоящему времени не проведен. Существуют различные подходы к анализу динамики резонансного туннелирования электронов, которые основаны на использовании приближения времени жизни [185], расчета прохождения волновых пакетов [179, 186], кинетического уравнения Вигнера [187], неравновесных функций Грина [188], аналитических свойств коэффициента прохождения [189], наблю-

дении частотного отклика при подаче на потенциальный барьер малого переменного сигнала [190].

Авторы работ [191, 192] рассматривают прохождение электронов через потенциальные барьеры и резонансно-туннельные структуры в высокочастотных полях на основе аналитического решения нестационарного уравнения Шредингера в малосигнальном приближении. Исследованы зависимости амплитуды и фазы переменных составляющих проходящего через барьер и наведенного во внешней цепи токов от энергии падающих электронов, частоты модулирующего поля, высоты и ширины барьера. Показано, что в отличие от классического случая, тонкий квантово-размерный пролетный участок, в том числе и безбарьерный, при малых углах пролета электронов  $\omega\tau < 1$ , может обладать отрицательной динамической проводимостью.

При анализе двухбарьерной резонансно-туннельной структуры рассмотрены два случая: к двухбарьерной структуре приложено только переменное электрическое поле и к двухбарьерной структуре приложено как переменное, так и постоянное электрическое поле.

Проведенные расчеты показали, что высокочастотная граница области существования отрицательной динамической проводимости может значительно превышать величину  $\omega_k \approx \Delta\varepsilon/\hbar$ , определяемую полушириной резонансного уровня  $\Delta\varepsilon$ . При использовании немоноэнергетических потоков электронов, падающих на двухбарьерную структуру из инжектора горячих электронов, при выполнении условия  $\varepsilon_i > \varepsilon_0$ , где  $\varepsilon_i$  — высота инжектора,  $\varepsilon_0$  — высота резонансного уровня, частота на которой исчезает отрицательная динамическая проводимость  $\omega_k$ , связана с разницей высоты инжектора и резонансного уровня:

$$\omega_k \approx 2|\varepsilon_0 - \varepsilon_i|/\hbar.$$

Следует отметить, что реальное быстроедействие приборов на квантовых эффектах определяется не только инерционностью процессов резонансного туннелирования, но и длительностью переходных процессов во внешней схеме, в которую включен прибор.

### 5.1.3 Микроэлектронные приборы на основе ДБКС

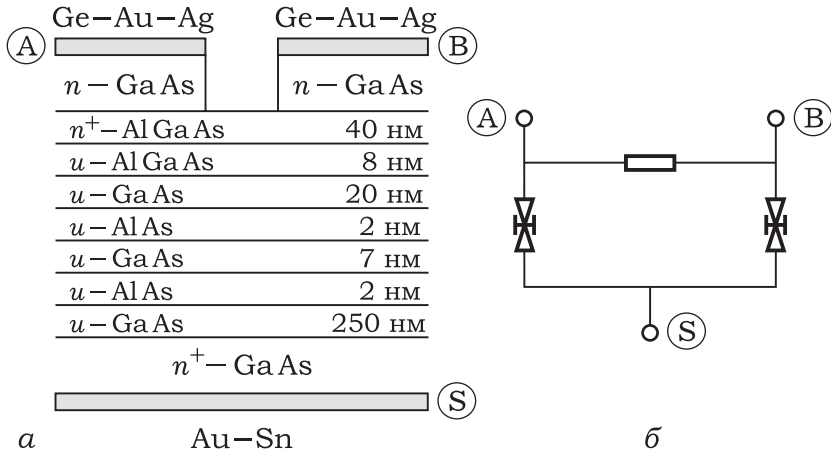
Впервые резонансное туннелирование в гетероструктурах GaAs — AlGaAs с двойным барьером исследовалось теоретически и экспериментально в 1973 – 1974 гг. в работах Есаки, Тсу и Чанга [9, 10].

Рост числа исследований ДБКС связан со стремлением получить активные полупроводниковые СВЧ-приборы в области выше сотен гигагерц и сверхбыстродействующие переключатели с задержкой менее десяти пикосекунд. На сегодняшний день наиболее изучены ДБКС-диоды, в которых в качестве материала для квантовой ямы используется GaAs с барьерами из  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  и AlAs.

В работе [193] описана возможность применения резонансно-туннельных диодов (РТД) в линиях передачи информации. Описаны конструкции схем на РТД, которые могут быть использованы в высокоскоростных цифровых системах для формирования импульсов напряжения пикосекундной длительности и для создания высокоскоростных переключательных элементов.

Как было показано выше, использование резонансов квантовой ямы в ДБКС позволяет получить несколько максимумов на вольт-амперной характеристике, что представляет интерес при создании аналоговых и цифровых устройств обработки информации, среди которых АЦП, элементы многоуровневой памяти и логики, умножители и делители частоты. Однако при использовании одиночной ДБКС не удастся получить ВАХ, обладающие равными по величине максимумами и одинаковым расстоянием между ними.

Другим методом получения приборов с несколькими максимумами на ВАХ является горизонтальная (диоды параллельны в эквивалентной схеме) или вертикальная (диоды последовательны в эквивалентной схеме) интеграция отдельных резонансно-туннельных диодов [144]. Структура прибора, представляющего собой два горизонтально интегрированных РТД, и его эквивалентная схема представлены на рис. 5.5, а, б.

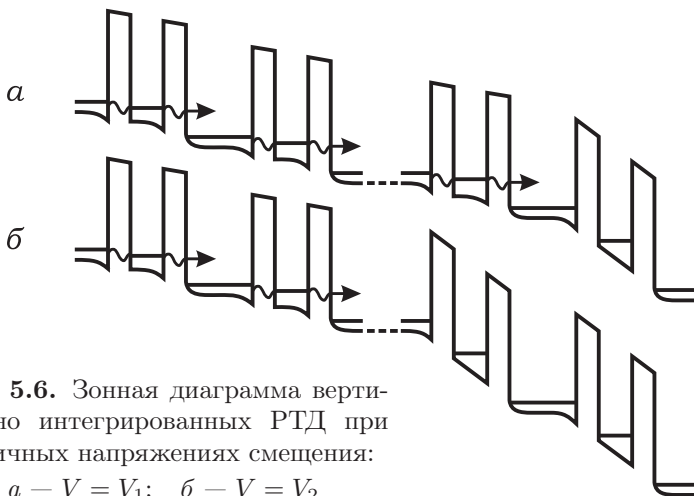


**Рис. 5.5.** Структура (а) и эквивалентная схема (б) горизонтально интегрированных РТД

Сопротивление  $R$ , показанное на рис. 5.5, б, является сопротивлением  $200 \text{ \AA}$  GaAs канала, связывающего два диода, и равно  $\approx 12 \text{ Ом}$ . При нулевой разности потенциалов  $V_{AB}$  между точками А и В ток прибора представляет собой простую сумму токов двух параллельно соединенных РТД, при этом на ВАХ (при использовании резонанса через нижний уровень в квантовой яме) наблюдается один максимум.

При подаче не нулевой разности потенциалов  $V_{AB}$  на ВАХ появляется дополнительный максимум тока, при этом напряжение, на которое разнесены максимумы, примерно равно разности потенциалов  $V_{AB}$ . В работе [145] показано, что схема из параллельно соединенных РТД, с последовательно включенными сопротивлениями различных номиналов, позволяет реализовать ВАХ с множеством максимумов, не используя дополнительные источники Э.Д.С.

Еще одним способом получения множества пиков на вольт-амперной характеристике при использовании только резонанса через нижний уровень в квантовой яме является вертикальная (последовательная) интеграция РТД [194]. Структура состоит из ряда ДБКС, соединенных последовательно через слои силь-



**Рис. 5.6.** Зонная диаграмма вертикально интегрированных РТД при различных напряжениях смещения:

*a* —  $V = V_1$ ; *б* —  $V = V_2$

но легированного ( $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ ) *n*-типа  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  толщиной  $\sim 100$  нм. Эта структура является эквивалентом последовательного соединения нескольких РТД.

ДБКС делается такой, чтобы нижнее состояние в квантовой яме было существенно выше уровня Ферми в прилегающих слоях. С ростом приложенного напряжения, как показано на рис. 5.6, *a*, *б*, начиная с ДБКС, примыкающего к аноду, происходит последовательное подавление резонансного тока в ДБКС, в результате этого на ВАХ структуры наблюдаются максимумы тока и области отрицательного дифференциального сопротивления.

Перепад тока на ВАХ таких структур при комнатной температуре составляет 5 : 1. Это явление подобно явлению последовательного туннелирования через сверхрешетку. Однако последнее приводит к намного меньшему перепаду тока между максимумами и минимумами и реально наблюдается только при криогенных температурах.

В работе [146] управление формой ВАХ осуществлено в системе трех связанных компланарных РТД, изготовленных на основе одной двухбарьерной несимметричной гетероструктуры. При этом два диода соединялись последовательно навстречу

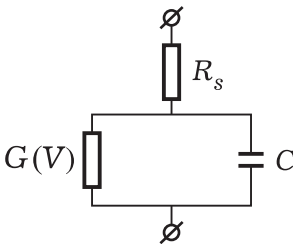
друг другу (на одном — контакт истока, а на другом — стока), а на третий (затвор) подавался управляющий потенциал. Изменением последнего можно было управлять формой ВАХ с двумя резонансными пиками, изменяя высоту этих пиков и расстояние между ними. Такая система представляет собой аналог резонансно-туннельного транзистора с двухбарьерными структурами в областях истока, стока и затвора.

Аналогичную систему, обладающую достаточно высоким быстродействием, можно реализовать на основе монокристаллической интеграции классических туннельных диодов [1].

Как было показано ранее, РТД на ДБКС обладает  $N$ -образной ВАХ (при наличии в квантовой яме только одного резонансного уровня) (см. рис. 5.2). Наличие отрицательного сопротивления у РТД при малом времени прохождения электронов через ДБКС делает перспективным построение схем

СВЧ-диапазона на основе РТД. Время отклика РТД на внешнее воздействие определяется как параметрами ДБКС, так и параметрами внешней схемы, в которую включается РТД.

В простейшем случае эквивалентная схема РТД может быть представлена в виде параллельно соединенных емкости  $C$  и проводимости  $G(V)$ , зависящей от приложенного напряжения, и последовательного сопротивления  $R_s$ .



**Рис. 5.7.** Эквивалентная схема РТД

Величина емкости, в первом приближении, определяется толщиной потенциальных барьеров и слоя обеднения на стороне анода, при наличии напряжения смещения, и изменяется (уменьшается) с ростом приложенного напряжения медленнее, чем проводимость диода  $G$ . Для эквивалентной схемы диода, представленной на рис. 5.7, может быть рассчитана максимальная частота  $f_{\max}$ , до которой действительная часть импеданса диода  $\text{Re } Z_D$  отрицательна:

$$f_{\max} = \frac{1}{2\pi C} \left[ -\frac{G_{\max}}{R_s} - G_{\max}^2 \right]^{1/2},$$



где  $G_{\max}$  — максимальное значение отрицательной динамической (в первом приближении дифференциальной) проводимости диода в области отрицательного наклона ВАХ. Оценивая  $G_{\max} = 13$  мСм,  $R_s = 15$  Ом,  $C = 0.02$  пФ (при диаметре структуры  $\sim 4$  мкм), получим расчетное значение  $f_{\max}$  равное 270 ГГц.

Значительная величина отрицательного дифференциального сопротивления РТД позволяет создать генераторы СВЧ-диапазона, активными элементами которых являются РТД. Эквивалентная схема генератора волноводной конструкции [195], РТД в которой установлен с помощью стержневого держателя, представлена на рис. 5.8.

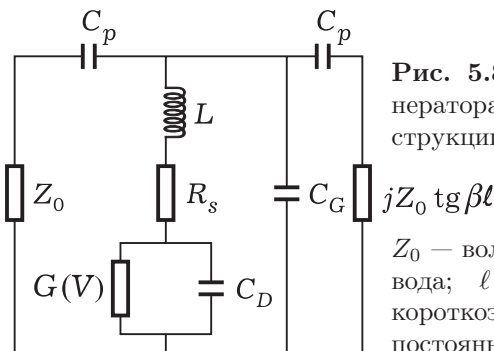


Рис. 5.8. Эквивалентная схема генератора на РТД волноводной конструкции:

$Z_0$  — волновое сопротивление волновода;  $l$  — расстояние от диода до короткозамыкающего поршня;  $\beta$  — постоянная распространения волны в волноводе

Как следует из теории генераторов, параметры стационарного режима колебаний могут быть определены из соотношения:  $Y_D(\omega, V + V_{\sim}) + Y_H(\omega) = 0$ , где  $Y_D$  — полная проводимость РТД,  $Y_H$  — полная проводимость нагрузки.

К настоящему времени с помощью РТД уже получена генерация на частотах  $400 \div 700$  ГГц [196]. Следует отметить, что на обычных туннельных диодах, из-за большой емкости сильно легированного  $p-n$ -перехода максимально достижимая частота генерации существенно ниже и составляет порядка 100 ГГц.

Несмотря на то, что при частоте  $f_{\max}$   $\text{Re } Z_D = 0$ , нелинейные свойства РТД проявляются и при частотах, существенно превышающих  $f_{\max}$ . Детекторные свойства РТД могут быть

оценены по величине токовой чувствительности, равной отношению изменения постоянного тока  $\Delta I$ , протекающего через диод при изменении подводимой к нему мощности СВЧ-сигнала  $\Delta P_{\text{СВЧ}}$ , которая на высоких частотах для используемой эквивалентной схемы РТД (рис. 5.7) определяется выражением [11]:

$$\frac{\Delta I(V)}{\Delta P_{\text{СВЧ}}} = \frac{2 \frac{\partial^2 I(\omega)}{\partial V^2} Z_{\text{н}}}{(1 + Z_{\text{н}}/R_s)^2} \left[ \frac{1}{\omega R_s C} \right]^2, \quad (5.27)$$

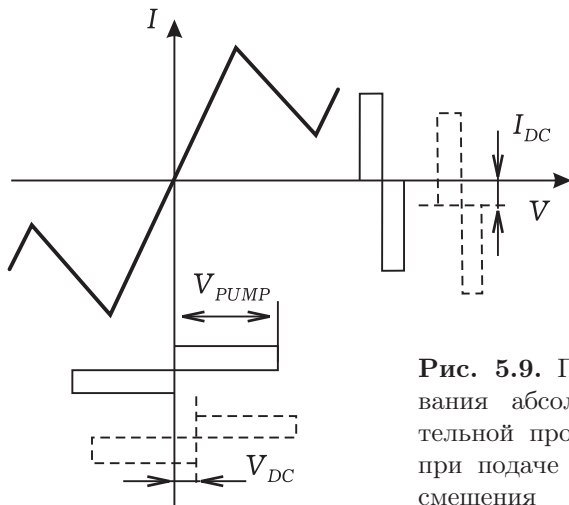
где  $Z_{\text{н}}$  — импеданс приемной антенны. Соотношение (5.27) получено при предположении, что  $\omega R_s C \gg 1$  и  $R_s \ll (dI/dV)^{-1}$ .

Одним из устройств СВЧ-диапазона, в котором используется РТД, является резонансно-туннельный самовозбуждающийся смеситель, обеспечивающий, в отличие от смесителя на диоде Шоттки, усиление преобразования на промежуточной частоте более 10 дБ, которое определяется как отношение мощности, полученной на промежуточной частоте, к мощности входного сигнала [1].

В случае, если ВАХ РТД нечетная функция (т. е.  $I(V) = -I(-V)$ ), возможно его использование для эффективной генерации нечетных высших гармоник входного СВЧ-сигнала. Так называемый, резонансно-туннельный умножитель, построенный на основе РТД, имеет ряд заметных преимуществ перед умножителями на диодах с барьером Шоттки. Во-первых, отсутствие четных гармоник значительно упрощает конструкцию умножителя, особенно в миллиметровом диапазоне. Во-вторых, наличие отрицательного сопротивления повышает эффективность генерации высших гармоник.

Поскольку ВАХ диода на симметричной ДБКС является нечетной функцией постоянного напряжения и обладает участком с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), в РТД возможно наблюдение абсолютной отрицательной проводимости, которая возникает вследствие подачи на диод, без постоянного смещения, внешнего СВЧ-сигнала (сигнала накачки), амплитуда которого находится в диапазоне на-

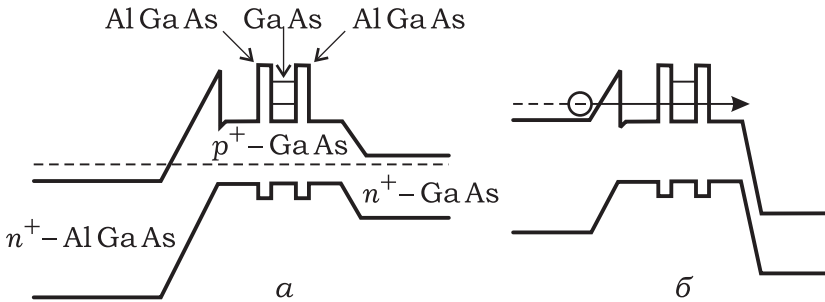
пряжений, соответствующих области ОДП. Абсолютная отрицательная проводимость может наблюдаться как на частотах меньших, так и больших частоты сигнала накачки, это позволяет использовать внешнее СВЧ-смещение для создания генераторов на основе РТД. На рис. 5.9 показан принцип образования абсолютной отрицательной проводимости РТД при подаче внешнего СВЧ-смещения.



**Рис. 5.9.** Принцип образования абсолютной отрицательной проводимости РТД при подаче внешнего СВЧ-смещения

В ряде работ описаны диодные структуры, в которых вместо ДБКС используются сверхрешетки [197]. На основе ДБКС разработаны транзисторы с резонансным туннелированием. В транзисторе с ДБКС-эмиттером инжектируемые эмиттером электроны баллистически пролетают базу и проходят над коллекторным барьером, к которому прикладывается положительное напряжение.

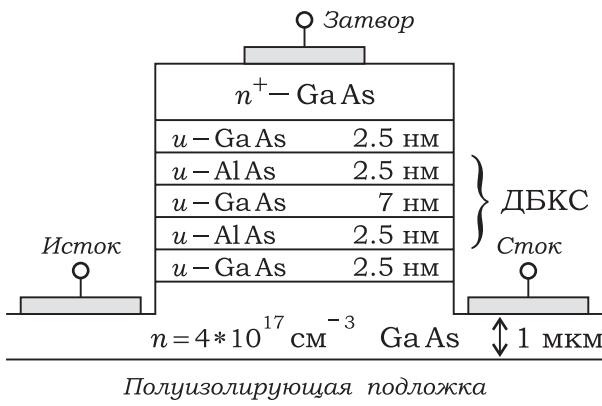
Однако, в отличие от «обычных» транзисторов с баллистическим пролетом, резонансный эмиттер инжектирует горячие электроны с очень узким разбросом по энергии: 0.2 против 50 мэВ при «обычной» инжекции через гетеробарьер. В биполярных транзисторах с ДБКС-эмиттером отсутствует коллекторный барьер для инжектированных горячих электронов (рис. 5.10).



**Рис. 5.10.** Зонная диаграмма биполярного резонансно-туннельного транзистора (БРТТ) в равновесии (а) и при подаче смещения (б)

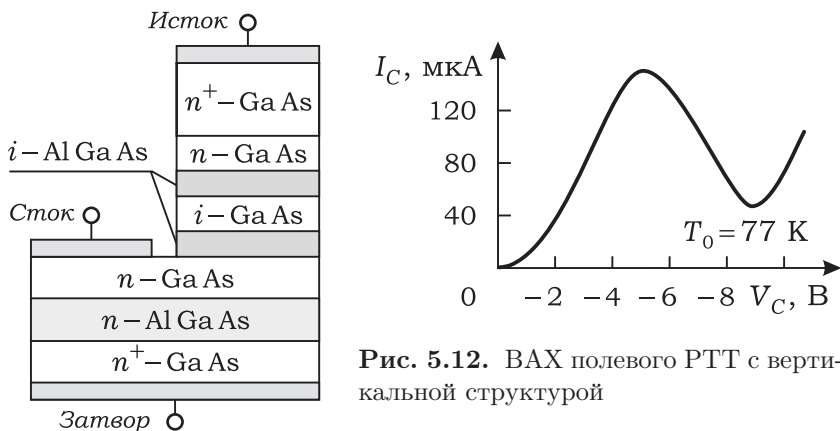
ДБКС может быть использована в качестве затвора, стока и истока, а также канала полевого транзистора [198–202]. Такие транзисторы получили название полевых резонансно-туннельных транзисторов (РТТ).

Включение ДБКС в область затвора полевого транзистора с горизонтальной структурой (рис. 5.11) приводит к появлению падающих участков как на выходных, так и на переходных характеристиках [201–203]. Это обусловлено резонансным характером изменения протекающего через ДБКС тока затвора при изменении потенциала в подзатворной области канала.



**Рис. 5.11.** Структура полевого РТТ с горизонтальной компоновкой

В полевых РТТ с вертикальной структурой [204] ДБКС встраивается между сильно легированными слоями истока и стока, а затвор помещается таким образом, чтобы изменение напряжения на нем изменяло либо поток электронов, движущихся к ДБКС, либо положение резонансных уровней в ДБКС относительно уровня Ферми в истоке, либо то и другое одновременно. На рис. 5.12 и 5.13 приведены вольт-амперная характеристика полевого РТТ с вертикальной компоновкой и его структура.



**Рис. 5.12.** ВАХ полевого РТТ с вертикальной структурой

**Рис. 5.13.** Структура полевого РТТ с вертикальной компоновкой

Недостатком GaAs — AlGaAs структур с переносом носителей в пространстве за счет термоэмиссии горячих электронов из GaAs в AlGaAs является высокое пороговое поле, при котором возникает отрицательная проводимость, инерционность переброса и др. Реализация структур с двумя квантовыми каналами, в которой пространственный перенос осуществляется за счет туннелирования между уровнями в ямах, позволяет устранить многие из этих недостатков. Снижается пороговое поле, а высокочастотный предел такого отрицательного сопротивления определяется временем квантово-механического перехода сквозь тонкий барьер между каналами, которое существенно меньше времени термоэмиссии горячих электронов над барьером [205–209].

Прибор с отрицательным сопротивлением за счет перехода между двумя квантовыми каналами, описанный в [205, 206], назван прибором с переходом между квантовыми состояниями (КСП, QST). Снижение размерности электронного газа приводит к ослаблению интенсивности его рассеяния решеткой кристалла и, следовательно, к увеличению подвижности и дрейфовой скорости электронов [210]. Поэтому реализация структур типа квантового провода может способствовать созданию более высокочастотных и быстродействующих полупроводниковых приборов.

В работе [202] рассмотрен полевой поверхностный резонансно-туннельный транзистор, использующий туннелирование двумерных электронов в одномерный канал (рис. 5.14).

На боковой поверхности такой структуры сформирован управляющий электрод (затвор).

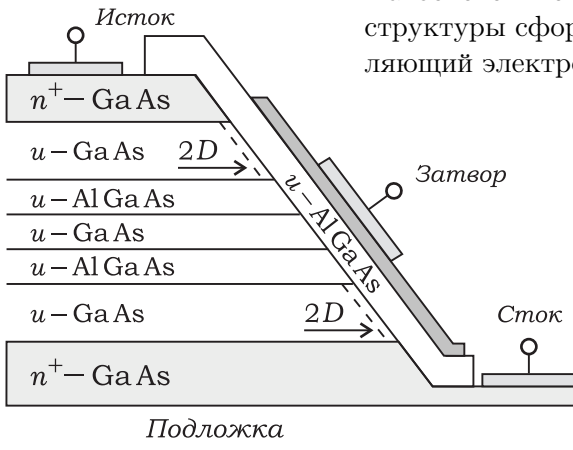
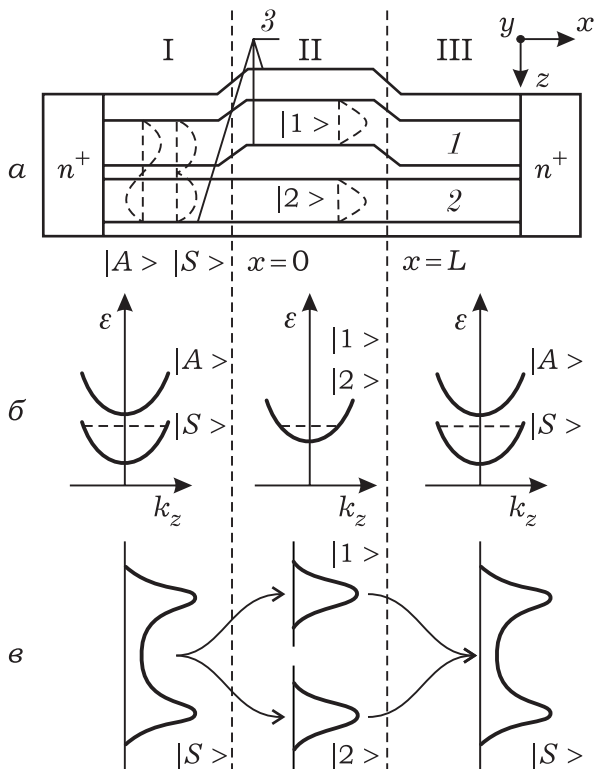


Рис. 5.14. Структура полевого поверхностного РТТ

При подаче на затвор положительного потенциала относительно истока и стока у внутренней границы изолирующего слоя под затвором в примыкающих к ДБКС слоях  $\text{GaAs}$  индуцируются два узких потенциальных канала, в которых электроны, поступающие из истокового и стокового  $n^+$ -слоев, образуют двумерный газ. Потенциальный канал, индуцируемый во внутреннем ( $\text{GaAs}$ ) слое ДБКС — квантовой яме, образует квантовый провод.

Прикладывая разность потенциалов между истоком и стоком, можно осуществить резонансное туннелирование электронов между истоковым и стоковым двумерными каналами через одномерный квантовый провод. Изменяя напряжение, приложенное к затвору, можно регулировать условия резонансного туннелирования и форму резонансного всплеска на ВАХ.



**Рис. 5.15.** Интерференция электронных волн в двухканальной квантовой структуре (ДККС):

*a* — структура; *1, 2* — квантовые каналы из GaAs,  $|1\rangle, |2\rangle$  — волновые функции в этих каналах на участке II;  $\mathcal{Z}$  — потенциальные барьеры из AlGaAs; *б* — энергетические подзоны, соответствующие нижнему квантовому уровню канала на участках сильной (I, III) и слабой (II) связи между каналами; *в* — волновые функции электронов на различных участках структуры;  $|A\rangle$  — асимметричная волновая функция,  $|S\rangle$  — симметричная

Полупроводниковая структура, в которой возможна интерференция электронных волн, распространяющихся вдоль слоев с квантовыми ямами, показана на рис. 5.15 [211]. Три потенциальных барьера из AlGaAs ограничивают две идентичные квантовые ямы (каналы), вдоль которых (в направлении оси  $x$ ) между  $n^+$ -слоями движутся электроны. Допустим, что ширина и глубина квантовых ям (каналов) таковы, что в каждом из них поперечный импульс (энергия) электронов может принимать одно дискретное значение.

Вблизи эмиттерного и коллекторного  $n^+$ -слоев толщина барьера, разделяющего квантовые каналы уменьшена настолько, чтобы обеспечить сильную связь между волновыми функциями в каналах и расщепление энергетического уровня на величину, большую энергии Ферми электронного газа.

На начальном и конечном участках структуры вблизи  $n^+$ -слоев электроны заполняют только нижний энергетический уровень, соответствующий симметричному состоянию электронов  $|S\rangle$ . Это обеспечивает равенство начальных фаз электронных волн, поступающих на вход основной части структуры ( $x = 0$ ), где толщина внутреннего барьера достаточно велика, чтобы исключить заметную связь между электронными волнами соседних каналов и обеспечить их независимое распространение до коллекторного конца структуры ( $x = L$ ), где толщина барьера уменьшается и обе волны интерферируют между собой.

Обозначим через  $C_j(0)$  и  $C_j(L)$  ( $j = 1, 2$ ) начальные и конечные амплитуды электронных волн в первом и втором каналах, а через  $k_1$  и  $k_2$  — их постоянные распространения. Тогда коэффициент прохождения электронов от эмиттера к коллектору определяется выражением

$$|T_t|^2 = \left| \frac{C_1(0) \exp(ik_1L) + C_2(0) \exp(ik_2L)}{C_1(0) + C_2(0)} \right|^2.$$

Если на выходе возбуждается только симметричная компонента, то  $C_1(0) = C_2(0)$  и  $|T_t|^2 = \cos^2(k_1 - k_2)L/2$ .



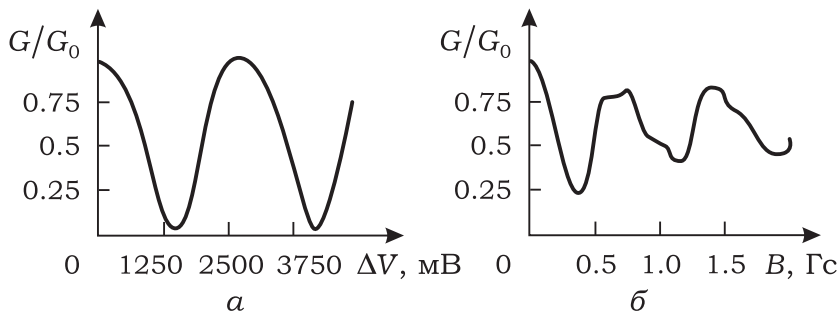
При идентичности каналов  $k_1 = k_2$  и  $|T_t|^2 = 1$ . Если нормально к структуре приложено магнитное поле с индукцией  $B_y$ , то  $k_1 - k_2 = eB_y d/\hbar$ , где  $d$  — расстояние между средними линиями каналов, так что коэффициент прохождения

$$|T_t|^2 = \cos^2 e \Phi / 2\hbar.$$

Таким образом, электронный ток и проводимость структуры периодически осциллируют при изменении магнитного потока  $\Phi = B_y dL$  с периодом, равным  $e/\hbar$ . Это так называемый эффект Ааронова — Бома. Аналогично действует и поперечное электрическое поле  $E_z = \Delta V/d$ , изменение которого также вызывает осцилляции проводимости структуры  $G$  и коэффициента прохождения

$$|T_t|^2 = \cos^2 e \hat{\tau} \Delta V / 2\hbar,$$

где  $\hat{\tau} = L/v$  — среднее (по ансамблю) время пролета электронов через канал.



**Рис. 5.16.** Зависимости проводимости ДККС от магнитного поля (а) и управляющего напряжения (б)

Расчитанные зависимости  $G(B)$  и  $G(\Delta V)$  для структуры с  $d = 30$  нм,  $L = 0.5$  мкм при  $v \approx v_F \approx 7 \cdot 10^7$  см/с приведены на рис. 5.16. Видно, что, хотя электрическая модуляция проводимости менее эффективна, чем магнитная (из-за разброса скоростей и времени пролета электронов), значительное изменение  $G$  ( $\sim 75\%$ ) достигается при малых значениях моду-

лирующего напряжения ( $\Delta V < 1$  мВ) и электрического поля ( $E < 300$  В/см). Следовательно, использование в структуре (см. рис. 5.15) третьего электрода может дать транзисторный эффект. Транзисторы, использующие такую структуру, называются квантовыми интерференционными транзисторами (КИТ, QUIT).

## ГЛАВА 6

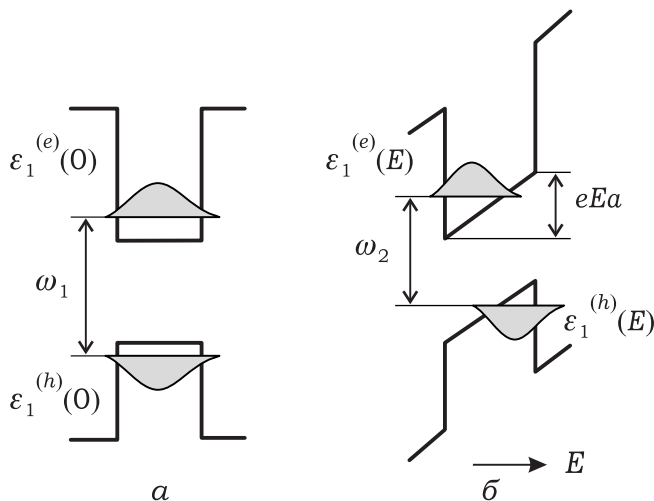
### ПРИМЕНЕНИЕ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР В ОПТОЭЛЕКТРОНИКЕ

#### 6.1 Бистабильные оптические элементы

Возможность управления спектром квантово-ограниченных структур с помощью внешних воздействий представляет практический интерес для создания модуляторов оптического излучения и перестраиваемых фотоприемников. Так как энергетический спектр квантовых ям определяется размерами области локализации электронов, то краем поглощения квантово-ограниченных структур можно управлять, изменяя форму и эффективный размер этой области локализации, прикладывая постоянное электрическое поле с помощью электростатически управляемых туннельных барьеров. Кроме энергетического сдвига размерных подзон электрическое поле может приводить одновременно к пространственному разделению электронов и дырок в квантовых ямах (см. рис. 6.1). При этом перекрытие волновых функций электронов и дырок в координатном пространстве уменьшается, что приводит к уменьшению коэффициента поглощения.

Для развития современной оптоэлектроники важную роль играет разработка бистабильных оптических элементов, использование которых делает возможным создание принципиально новых, полностью оптических систем обработки информации на основе дискретной логики. Различают бистабильные оптические системы на основе активных (инверсные среды) и пассивных элементов. Последние более просты и менее энергоемки, что особенно важно для практического применения.

Считается, что система оптически бистабильна, если при одной и той же мощности входного оптического сигнала  $W_{\text{вх}}$  в



**Рис. 6.1.** Энергетический спектр квантовой ямы без поля (*а*) и при приложении электрического поля  $E$  (*б*)

некоторой области его изменения мощность выходного сигнала  $W_{\text{вых}}$  принимает два различных значения. Для получения такой передаточной характеристики  $W_{\text{вых}}(W_{\text{вх}})$  оптическая система должна быть нелинейной, и в ней должна присутствовать положительная обратная связь. Если нелинейная характеристика системы и положительная обратная связь формируются в результате непосредственного взаимодействия излучения с оптическим элементом, то такую систему называют *собственно бистабильной системой*.

В *гибридной системе* бистабильная оптическая передаточная характеристика формируется электрическим сигналом, определяемым величиной прошедшего светового потока.

Примером собственно оптически бистабильной системы является интерферометр Фабри — Перо, заполненный средой с насыщающимся поглощением. Внешняя обратная связь создается посредством внешних зеркал, а среда с насыщающимся поглощением (насыщающийся поглотитель) имеет коэффициент поглощения, который уменьшается с увеличением мощности выходного сигнала. Такая система называется *абсорбционной собственно бистабильной системой*.

Если от интенсивности оптического излучения зависит показатель преломления среды, заполняющей оптический резонатор, например, интерферометр Фабри — Перо, то система называется *дисперсионной собственно бистабильной системой*.

Стационарные состояния дисперсионной бистабильной системы могут быть получены из совместного решения системы уравнений:

$$\frac{W_{\text{ВЫХ}}}{W_{\text{ВХ}}} = \left[ 1 - \frac{4R_p}{(1 - R_p)^2} \sin^2 k\ell \right]^{-1};$$

$$\frac{W_{\text{ВЫХ}}}{W_{\text{ВХ}}} = \frac{\lambda}{2\pi n_2 \ell W_{\text{ВЫХ}}} (k - k_0),$$

где  $n = n_0 + n_2 W$  — показатель преломления,  $W$  — интенсивность света,  $n_0$  — линейная часть показателя преломления,  $n_2$  — величина, характеризующая оптическую нелинейность вещества,  $\ell$  — длина резонатора,  $k = 2\pi n/\lambda$  — волновое число,  $R_p$  — коэффициент отражения по мощности от зеркал резонатора.

Вследствие пространственной распределенности в нелинейных оптических элементах возможно наблюдение как временной оптической бистабильности, так и пространственной оптической бистабильности [212].

Различают пространственную оптическую бистабильность, связанную с поперечной и продольной (по отношению к направлению падающего излучения) протяженностью бистабильной системы. В резонаторе Фабри — Перо доминирует обратная связь, определяемая продольной протяженностью оптического элемента, при этом взаимодействием полей в различных точках поперечного сечения пучка можно практически пренебречь.

Примером простейшей поперечно распределенной бистабильной системы является безрезонаторная бистабильная схема, в основу работы которой положено использование явления возрастания поглощения с ростом интенсивности света [213]. Впервые пассивная оптическая бистабильность наблюдалась в резонаторе Фабри — Перо, заполненном парами натрия (Na).

Наиболее подходящими оптическими материалами для бистабильных устройств, имеющих перспективу широкого использования, являются полупроводники.

В монокристаллических образцах из Ga As наблюдение собственной оптической бистабильности возможно как вследствие нелинейного изменения показателя преломления, связанного с резонансом свободных экситонов при температуре от 5 до 120 К (длительность переключения соответствует наносекундной области времен), так и при использовании температурной зависимости показателя преломления при температурах от 100 К до комнатных (времена переключения лежат в миллисекундной области).

Для многих практически важных применений оптической бистабильности существенным является работоспособность устройств при комнатной температуре с длительностью переключения, не превышающей десятков наносекунд. При мощности оптического импульса  $\sim 10$  кВт возможно получение оптической бистабильности при комнатной температуре вследствие проявлений нелинейности, обусловленной искривлением валентной зоны.

Реализация эффекта бистабильного переключения при значительно меньших уровнях мощности оптического сигнала при комнатной температуре становится возможной при использовании квантово-размерных гетероструктур Ga As — Al Ga As.

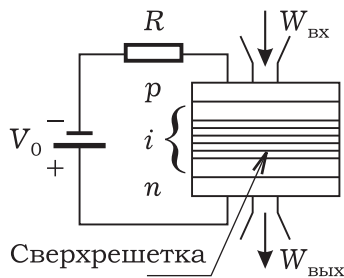
## **6.2 Использование экситонного механизма поглощения оптического излучения в квантово-размерных гетероструктурах для создания бистабильных оптических устройств**

Следует отметить, что спектр экситонного поглощения в квантово-ограниченных структурах чувствителен к внешним электростатическим полям. Наблюдается так называемый квантовый размерный эффект Штарка, при котором амплитуда экситонных резонансных пиков уменьшается, а их положение смещается в область меньших значений энергий.

Использование электрооптических эффектов в квантово-ограниченных структурах позволяет реализовать различные типы гибридных бистабильных оптических устройств. Примером бистабильного безрезонаторного оптического устройства, использующего эффект нелинейного экситонного поглощения в квантово-ограниченных структурах и работающего в режиме автосмещения, является устройство (Self Electrooptic Effect Device — SEED), содержащее  $p-i-n$ -диод, смещенный в обратном направлении, последовательно включенное нагрузочное сопротивление  $R$  и источник постоянного питания  $V_0$  (рис. 6.2) [34, 37, 38].

Сильнолегированные  $p^+$ - и  $n^+$ -слои  $p-i-n$ -диода выполнены из AlGaAs, а  $i$ -слой представляет собой квантово-ограниченную структуру (сверхрешетку). Длина волны падающего света выбрана так, чтобы уменьшение напряжения обратного смещения приводило к росту оптического поглощения. В отсутствие оптического излучения ток в цепи не протекает (обратным током  $p-i-n$ -диода можно пренебречь), и напряжение источника питания

целиком приложено к сверхрешетке. При воздействии входного излучения  $W_{\text{вх}}$  через  $p-i-n$ -диод протекает фототок, вызывающий падение части напряжения на нагрузочном сопротивлении. Уменьшение падения напряжения на сверхрешетке ведет к росту поглощения оптического излучения, вызывающего, в свою очередь, дальнейшее падение напряжения на сверхрешетке. Возникающая таким образом положительная обратная связь при определенных условиях приводит к переключению устройства из состояния с высоким уровнем мощности выходного оптического сигнала  $W_{\text{вых}}$  и высоким напряжением на сверхрешетке в состояние с низким уровнем мощности выходного оптического сигнала и низким напряжением на сверхрешетке.



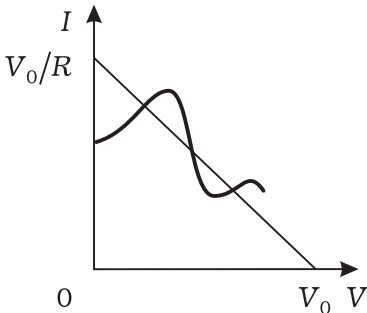
**Рис. 6.2.** Электрическая схема бистабильного оптического устройства

Анализ работы такого устройства в стационарном режиме может быть проведен на основе решения нелинейного уравнения вида:

$$V = V_0 - I(V, W_{\text{вх}}, \lambda)R$$

при известной зависимости мощности выходного оптического излучения от мощности входного оптического излучения, его длины волны и напряжения, приложенного к  $p-i-n$ -диоду:

$$W_{\text{вых}} = W_{\text{вых}}(W_{\text{вх}}, V, \lambda).$$



**Рис. 6.3.** Вольт-амперная характеристика бистабильного оптического элемента

$N$ -образна (рис. 6.3), а вольтамперная характеристика нагрузки монотонна, так и в случае, когда  $N$ -образной является ВАХ нагрузки, а зависимость фототока от приложенного напряжения монотонна.

Таким образом, для получения оптической бистабильности на основе гибридных элементов необходимо, чтобы на частоте используемого оптического излучения кривая зависимости фототока от напряжения, приложеного к оптически активной области имела две устойчивые точки пересечения с нагрузочной кривой. Это условие может быть реализовано как в том случае, когда зависимость фототока от напряжения на активной области  $I(V)$

### 6.3 Полупроводниковые лазеры на квантово-размерных структурах

Использование квантово-размерных гетероструктур позволяет существенно улучшить характеристики полупроводниковых лазеров [29–33, 214, 215]. Среди достоинств полупроводникового лазера с квантово-размерной структурой можно выделить следующие.



Поскольку изменение размера квантовой ямы приводит к изменению энергетического спектра активной области лазерного диода, то становится возможным создание полупроводниковых лазеров с *перестраиваемым спектром излучения* в области более коротких длин волн, чем при использовании лазерных диодов, в которых не проявляются квантово-размерные эффекты.

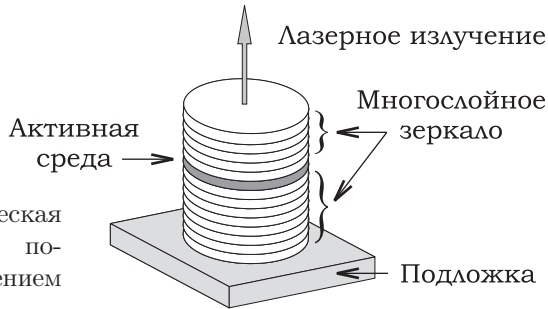
Ступенчатый характер распределения плотности состояний, которая конечна даже при минимально возможной энергии, позволяет создать полупроводниковые лазеры с *низким значением порогового тока*  $\lesssim 1$  мА при комнатной температуре и *слабой температурной зависимостью порогового тока*.

Большая анизотропия оптического усиления (оптическое усиление для ТЕ-моды значительно больше, чем для ТМ-моды) в структурах с квантовыми ямами обеспечивает высокую *стабильность поляризации оптического излучения*.

Узкая ширина полосы оптического усиления структуры с квантовыми ямами позволяет легко осуществить *одномодовый режим генерации* не только в полосковой, но и в ширококонтактной структуре.

В таких лазерах наблюдается *линейная зависимость мощности оптического излучения от силы тока* и *высокая степень постоянства модового состава излучения*.

Качественно новым шагом в создании светоизлучающих элементов оптоэлектроники явилась разработка и создание *лазеров с поверхностным излучением* (микролазеров). В микролазере создается вертикальный резонатор (в обычных полупроводниковых лазерах оптический резонатор расположен горизонтально относительно поверхности кристалла), поэтому излучение выходит перпендикулярно поверхности кристалла. Обычно структура микролазера представляет собой цилиндрический столбик диаметром  $\sim 1.0$  мкм и высотой  $5 \div 10$  мкм, состоящий из многослойной (более 500 слоев) квантово-размерной структуры (рис. 6.4). Интересно отметить, что высота столбика определяется не размером активной области, в которой усиливается оптическое излучение, составляющим  $\sim 0.01$  мкм, а суммарной толщиной многослойных зеркал.



**Рис. 6.4.** Схематическая структура лазера с поверхностным излучением (микролазера)

Сверхмалые размеры микролазеров позволяют резко уменьшить пороговый ток, который составляет  $\sim 10$  мкА.

Планарность технологии создания микролазеров обеспечивает возможность интеграции лазеров и высокую плотность их компоновки ( $\sim 2 \cdot 10^6$  ед./см<sup>2</sup>).

Цилиндрическая структура микролазера позволяет обеспечить достаточную простоту его сопряжения с оптическими элементами, имеющими сферическую симметрию.

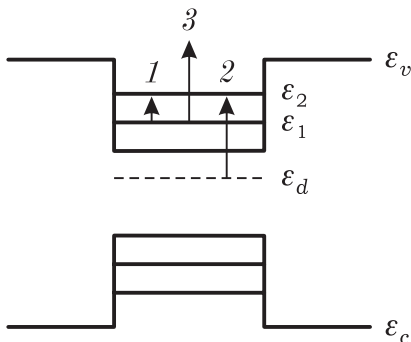
Микролазеры, выращенные на одной пластине, естественным образом объединяются в лазерную решетку, которая характеризуется высокой степенью когерентности излучения и значительной мощностью.

Наряду с микролазерами, в которых в качестве оптического резонатора используется микрорезонатор Фабри — Перо (рис. 6.4), разработаны микролазеры с микродисковой и полусферической структурой, с резонатором типа «шепчущей галереи» [36].

#### 6.4 Фотоприемники ИК-диапазона на основе квантово-размерных структур

Применение квантово-размерных структур для создания приемных устройств среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазонов [19, 216–219] основано на использовании фотоиндуцированных (оптических) переходов носителей зарядов между подзонами (внутризонные переходы), между донорными уров-

ниями и подзонами в энергетическом спектре рассматриваемых структур, а также оптической ионизации квантовых ям, т. е. перехода электрона из подзоны квантовой ямы в делокализованное состояние над ней (рис. 6.5).



**Рис. 6.5.** Схема оптических переходов в квантовой яме:

1 — внутризонные переходы; 2 — переходы между донорными уровнями и подзонами; 3 — оптическая ионизация квантовых ям

Чувствительность к ИК-излучению, например, в квантово-размерных структурах GaAs — AlGaAs возникает в результате фотовозбуждения носителей заряда из первой во вторую подзону и с донорного уровня во вторую подзону. Второй процесс преобладает при  $T < 25$  К.

В отличие от собственного поглощения, не зависящего от поляризации оптического излучения, внутризонные переходы являются в сильной степени поляризационно-чувствительными [216, 220]. В простейшей модели постоянной эффективной массы только оптическое излучение, поляризованное вдоль направления, перпендикулярного границам потенциальных барьеров, вызывает внутризонные переходы. Если электрическое поле световой волны лежит в плоскости границы потенциального барьера, наблюдается обычное поглощение свободными носителями заряда.

Более строгий анализ, связанный, например, с учетом непадобности зонной структуры или различия эффективных масс в различных слоях гетероструктуры, свидетельствует о возможности реализации внутризонных переходов в гетероструктурах InAs — GaSb для обеих поляризаций оптического излучения, в то время как в структурах типа GaAs — AlGaAs,

In Ga As — In Al As сохраняется высокая поляризационная избирательность [221, 222]. Не обнаружено заметной поляризационной зависимости при оптической ионизации квантовых ям [223].

Таким образом, изучение квантовых эффектов в структурах с пониженной размерностью открывает новые возможные области практических применений приборов на их основе и характеризует собой новый этап в понимании физических процессов, протекающих в полупроводниках.

## Список литературы

1. Physics of Quantum Electron Devices/Ed. by F. Capasso. Berlin: Springer, 1990. — 320 p.
2. *Brown E. R.* Resonant tunneling in high-speed double-barrier diodes // Hot Electrons in Semiconductor Heterostructures/Ed. by J. Shah. Boston: Academic Press, 1991.
3. *Özbay E., Bloom D. M., Diamond S. K.* Resonant tunneling in Semiconductors: Physics and Applications. New York: Plenum, 1991.
4. *Tager A. C.* Размерные квантовые эффекты в субмикронных полупроводниковых структурах и перспектива их применения в электронике СВЧ. — Ч. I. Физические основы // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. — 1987. — Вып. 9(403). — С. 21–34.
5. *Tager A. C.* Размерные квантовые эффекты в субмикронных полупроводниковых структурах и перспектива их применения в электронике СВЧ. — Ч. II. Резонансно-туннельные диоды и транзисторы // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. — 1988. — Вып. 2(406). — С. 17–33.
6. *Иогансен Л. В.* О возможности резонансного прохождения электронов в кристаллах через систему барьеров // ЖЭТФ. — 1963. — Т. 45. — С. 207–218.
7. *Иогансен Л. В.* О резонансном туннелировании электронов в кристаллах // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 47, вып. 1. — С. 270–277.
8. *Иогансен Л. В.* Тонкопленочные электронные интерферометры // УФН. — 1965. — Т. 86. — С. 175–179.
9. *Tsu R., Esaki L.* Tunneling in a finite superlattice // Appl. Phys. Lett. — 1973. — Vol. 22, N 11. — P. 562–564.
10. *Chang L., Esaki L., Tsu R.* Resonant tunneling in semiconductors double barrier // Appl. Phys. Lett. — 1974. — Vol. 24, N 12. — P. 593–595.
11. *Sollner T. C. L. G., Goodhue W. D., Tannenwald P. E. et al.* Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz // Appl. Phys. Lett. — 1983. — Vol. 43, N 6. — P. 588–590.
12. *Sollner T. C., Tannenwald P. E., Peck D. D., Goodhue W. D.* Quantum well oscillators // Appl. Phys. Lett. — 1984. — Vol. 45(12). — P. 1393.

13. *Bonnefoi A. R., Collins R. T., Mc Gill T. C. et al.* Resonance tunneling in GaAs/AlAs heterostructures grown by metalloorganic chemical vapor deposition // *Appl. Phys. Lett.* — 1985. — Vol. 46, N3. — P. 285–287.
14. *Shewtikh T. J., Chapin P. C., Coleman P. D., et al.* Resonant tunneling oscillations in a GaAs — Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructure at room temperature // *Appl. Phys. Lett.* — 1985. — Vol. 46, N5. — P. 508–510.
15. *Долманов И. Н., Толстихин В. И., Еленский В. Г.* Полупроводниковые приборы с резонансным туннелированием электронов // *Зарубежная радиоэлектроника.* — 1990. — № 7. — С. 66–89.
16. *Елесин В. Ф., Конаев Ю. В., Опенов Л. А., Подливаев А. И.* Влияние примесного рассеяния на когерентные процессы в трехъямной наноструктуре // *ФТП.* — 1994. — Т. 28, вып. 8. — С. 1334–1345.
17. *Херман М.* Полупроводниковые сверхрешетки/Пер. с англ. — М.: Мир, 1989. — 240 с.
18. *Bate R. T.* Nanoelectronics // *Nanotechnology.* — 1990. — Vol. 1, N1. — P. 1–7.
19. *Бузанева Е. В.* Микроструктуры интегральной электроники. — М.: Радио и связь, 1990. — 304 с.
20. *Коркоран Э.* Вниз по шкале размерностей // *В мире науки.* — 1991. — № 1. — С. 68–78.
21. *Рид М. А.* Квантовые точки // *В мире науки.* — 1993. — № 2–3. — С. 130–136.
22. Современные аспекты моделирования в нанoeлектронике // *Nanotechnology.* — 1993. — Т. 4, № 1. — С. 1–20.
23. *Андрюшин Е. А., Быков А. А.* От сверхрешеток к сверхатомам // *УФН.* — 1988. — Т. 154, вып. 1. — С. 123–132.
24. Арсенид галлия в микроэлектронике/Под ред. Н. Айнспрука, У. Уисмена; Пер. с англ. — М.: Мир, 1988. — 555 с.
25. *Сугано Т., Икома Т., Такэиси Ё.* Введение в микроэлектронику/Пер. с яп. — М.: Мир, 1988. — 320 с.
26. *Reed M. A., Randall J. N., Luscombe J. H.* Non-equilibrium quantum dots: transport // *Nanotechnology.* — 1990. — Vol. 1, N1. — С. 63–66.
27. *Дункан М. А., Роуерей Д. Х.* Микрокластеры // *В мире науки.* — 1990. — № 2. — С. 46–52.
28. *Джевелл Д. Л., Харбисон Д. П., Шерер А.* Микролазеры // *В мире науки.* — 1992. — № 1. — С. 44–51.

29. *Choi H.K., Eglash S. J., Turner G. W.* Double-heterostructure diode Lasers emitting at  $3 \mu\text{m}$  with a metastable GaInAsSb active layer and AlGaAsSb cladding layers // *Appl. Phys. Lett.* — 1994. — Vol. 64, N 19. — P. 2474–2476.
30. *Елисеев П. Г., Захарьев Б. Н.* О задачах по профилированным «квантовым» ямам и барьерам для оптоэлектронных применений // *Квантовая электроника.* — 1992. — Т. 19, № 10. — С. 1014–1017.
31. *Давыдова Е. И., Дракин А. Е., Елисеев П. Г., Пак Г. Т., Поповичев В. В., Успенский М. Б., Хлопотин С.Е., Шишкин В.А.* Излучательные характеристики и диаграмма направленности квантово-размерного инжекционного лазера в спектральной области 780 нм // *Квантовая электроника.* — 1992. — Т. 19, № 10. — С. 1024–1031.
32. *Елисеев П. Г., Дракин А. Е.* Качественный анализ порогового тока в квантово-размерных полупроводниковых лазерах // *Квантовая электроника.* — 1984. — Т. 11, № 1. — С. 178–181.
33. *Елисеев П. Г., Карга П. В.* Анализ модели инжекционного лазера с периодическим ограничивающим слоем // *Изв. Академии Наук. Серия физическая.* — 1994. — Т. 58, № 6. — С. 88–93.
34. *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. — М.: Мир, 1988. — 520 с.
35. Новые физические принципы оптической обработки информации/ Под ред. С. А. Ахманова, М. А. Воронцова — М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит. 1990. — 400 с.
36. *Yamamoto Y., Slusher R. E.* Optical processes in microcavities // *Physics Today.* — 1993. — N 6. — P. 66–73.
37. *Yamanishi M., Lee Y., Suemune I.* Optical bistability by charge-induced Self Feedback in Quantum Well Structure // *Optoelectronics Devices and Technologie.* — 1987. — Vol. 2, N 1. — P. 45–51.
38. *Englund J. C., Sung C. C., Li Y. Q.* Model of optical bistability in the quantum well self-electro-optic-effect device // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1987. — Vol. 4, N 7. — P. 1083–1086.
39. *Mishra U. K., Jensen J. F., Brown A. S., Thompson M. A., Jel-loian L. M., Beaubien R. S.* Ultra-High-Speed Digital Circuit Performance in  $0.2 \mu\text{m}$  Gate-Lenght AlInAs/GaInAs HEMT Technology // *IEEE Electron Dev. Lett.* — 1988. — Vol. 9, N 9. — P. 482–484.
40. *Shockley W.* U.S. Patent 2, 569, 347. 1951.
41. *Губанов А. И.* Теория контакта двух полупроводников с проводимостью одного типа // *ЖТФ.* — 1951. — Т. 21, № 3. — С. 304–315.

42. Губанов А. И. К теории контактных явлений в полупроводниках // ЖТФ. — 1952. — Т. 22, № 5. — С. 729–735.
43. Kroemer H. Theory of wide-gap emitter for transistors // Proc. IRE. — 1957. — Vol. 45, N 11. — P. 1535–1537.
44. Anderson R. L. Experiments on Ge—GaAs heterojunction // Solid State Electron. — 1962. — Vol. 5, N 4. — P. 341–351.
45. Алферов Ж. И., Казаринов Р. Ф. Полупроводниковый лазер с электрической накачкой. А. с. СССР №181737 от 03.03.1963 г.
46. Кремер Г. Предполагаемый класс гетеропереходных лазеров // ТИИЭР. — 1963. — Т. 51, № 12. — С. 1754.
47. Esaki L., Tsu R. Internal Report RC 2418. IBM Research, March 26, 1969.
48. Dingle R., Stormer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W. // Appl. Phys. Lett. — 1978. — Vol. 37. — P. 805.
49. Mimura T., Hiyamizu S., Fujii K., Nanbu K. A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/ $n$ -Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterojunctions // Jap. J. Appl. Phys. — 1980. — Vol. 19, N 5. — P. L225–L227.
50. Delagebeaudeuf D., Delesciuse P., Etienne P., Laviron M., Chaplart J., Nuyen T. Linh. Two-dimensional electron gas MESFET structure // Electron. Lett. — 1980. — Vol. 16, N 17. — P. 667–668.
51. Judaprawira S., Wang W. I., Chao P. C. Modulation-doped MBE GaAs/ $n$ -Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As MESFET // IEEE Electron Dev. Lett. — 1981. — Vol. EDL-2, N 1. — P. 14–15.
52. А. с. 897062 СССР. Полевой транзистор / А. А. Кальфа, А. С. Тагер, приоритет от 03.09.80.
53. Kressel H., Butler J. K. Semiconductor lasers and heterojunction LED's. New York: Academic Press, 1977.
54. Hill A. J., Ladbrooke P. H. Dependence of conduction-band discontinuity on aluminium mole fraction in GaAs/AlGaAs heterojunctions // Electron. Lett. — 1986. — Vol. 22, N 4. — P. 218–220.
55. Волков В. А., Гродненский И. М. Двумерный электронный газ в гетеропереходе. Свойства и применения // Микроэлектроника. — 1982. — Т. 11, № 3. — С. 195–207.
56. Кальфа А. А., Тагер А. С. Гетероструктуры с селективным легированием и их применение в полевых транзисторах СВЧ // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. — 1982. — Вып. 12(348). — С. 26–38.



57. *Drummond T. J., Masselink W. T., Morkoc H.* Modulation-doped Ga As/(Al, Ga) As heterojunction field-effect transistors: MODFETs // Proc. IEEE. — 1986. — Vol. 74, N 6. — P. 773–822.
58. *Кальфа А. А.* Полевые транзисторы на гетероструктурах с селективным легированием. Современное состояние и перспективы развития // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. — 1987. — Вып. 9(403). — С. 33–47.
59. *Пожсела Ю.* Физика быстродействующих транзисторов. — Вильнюс: Мокслас, 1989. — 264 с.
60. *Дингл Р., Фьюэр М., Ту Ч.* Селективно-легированный гетероструктурный транзистор: материалы, приборы и схемы // Арсенид галлия в микроэлектронике / Под ред. Н. Айнспрука, У. Уиссмана. — М.: Мир, 1988. — С. 360–415.
61. *Шур М.* Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1./ Пер. с. англ. — М.: Мир, 1992. — 479 с.
62. *Шур М.* Современные приборы на основе арсенида галлия/Пер. с. англ. — М.: Мир, 1991. — 632 с.
63. *Hess K.* Lateral transport in superlattices // J. de Physique. — 1981. — Vol. 42, Suppl. 10. — P. 7–3.
64. *Delegebeaudeuf D., Linh N. T.* Metal-(n) Al Ga As — Ga As two-dimensional electron gas FET // IEEE Trans. Electron Dev. — 1982. — Vol. ED-29, N 6. — P. 955–960.
65. *Heiblum M., Mendez E. E., Stern F.* High mobility electron gas in selectively doped n: Al Ga As/Ga As heterojunctions // Appl. Phys. Lett. — 1984. — Vol. 44, N 11. — P. 1064–1066.
66. *Lee K., Shur M. S., Drummond T. J., Morkoc H.* Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of modulation-doped field-effect transistors // IEEE Trans. Electron Dev. — 1983. — Vol. ED-30, N 3. — P. 207–212.
67. *Hida H., Itoh T., Ohata K.* A novel 2DEGFET model based on the parabolic velocity-field curve approximation // IEEE Trans. Electron Dev. — 1986. — Vol. ED-33, N 10. — P. 1580–1586.
68. *Hida H., Akiba Y., Syzuki Y., Toyoshima H., Ohata K.* High-efficiency power 2DEGFET based on a surface undoped layer n-Al Ga As/Ga As selectively doped structure for Ka-band // Electron. Lett. — 1986. — Vol. 22, N 16. — P. 862–864.
69. *Thorne R.E., Fischer R., Su S.L. et al.* Performance of inverted structure modulation doped Schottky barrier field-effect transistors // Jap. Journ. Appl. Phys. Lett. — 1982. — Vol. 21, N 4. — P. L223–L224.

70. *Inoue K., Sakaki H., Yoshino J., Hotta T.* Self-Consistent calculation of electronic states in AlGaAs/GaAs/AlGaAs selectively doped double-heterojunction systems under electric fields // *J. Appl. Phys.* — 1985. — Vol. 58, N 11. — P. 4277–4281.
71. *Пожела Ю., Юцене В.* Физические и технологические проблемы повышения быстродействия транзисторов // *Литовский физич. сб.* — 1992. — Т. 32.2 — С. 163–201.
72. *Устинов В. М., Егоров А. Ю., Жуков А. Е. и др.* Модулированно-легированные гетероструктуры для малощумящих СВЧ-транзисторов, созданные методом молекулярно-пучковой эпитаксии // *Микроэлектроника.* — 1994. — Т. 23, вып. 4. — С. 13–18.
73. *Chen S. W., Smith P. M., Liu S.-M. J. et al.* A 60-GHz High Efficiency Monolithic Power Amplifier Using 0.1- $\mu\text{m}$  PHEMT's // *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.* — 1995. — Vol. 5, N 6. — P. 201–203.
74. *Smith P. M., Liu S.-M. J., Kao M.-Y. et al.* W-Band High Efficiency InP-Based Power HEMT with 600 GHz  $f_{\text{max}}$  // *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.* — 1995. — Vol. 5, N 7. — P. 230–232.
75. *Борисов В. И., Дмитриев С. Г., Любченко В. Е. и др.* СВЧ-вольтамперные характеристики и высокочастотные неустойчивости тока в селективно-легированных гетероструктурах AlGaAs/GaAs // *Радиотехника и электроника.* — 1994. — Т. 39, № 2. — С. 321–327.
76. *Bean J. C.* Silicon-based semiconductor heterostructures: Column IV bandgap engineering // *Proc. IEEE.* — 1992. — Vol. 80, N 4. — P. 571–587.
77. *Mead C. A.* The tunnel-emission amplifier // *Proc. IRE.* — 1960. — Vol. 48, N 3. — P. 359–361.
78. *Борблик В. Л., Грибников З. С.* Транзисторы на горячих электронах // *ФТП.* — 1988. — Т. 22, № 9. — С. 1537–1555.
79. *Кальфа А. А., Тагер А. С.* Горячие электроны в гетероструктурах с селективным легированием // *ФТП.* — 1987. — Т. 21, № 8. — С. 1353–1363.
80. *Борблик В. Л., Грибников З. С.* Физика транзисторов на горячих электронах // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты / ИФФ АН СССР. Н. Новгород. — 1990. — С. 6–34.
81. *Hess K.* Real space transfer: Generalized approach to transport in confined geometries // *Solid State Electron.* — 1988. — Vol. 31, N 3/4. — P. 319–324.

82. *Sakamoto R., Akai K., Inoue M.* Real space transfer and hot-electron transport properties in III–IV semiconductor heterostructure // IEEE Trans. Electron Dev. — 1989. — Vol. 36, N 10. — P. 2344–2352.
83. *Laskar J., Ketterson A. A., Baillargeon J. N., Brock T., Adesida I., Cheng K. Y., Kolodzey J.* Gate-controlled negative differential resistance in drain current characteristics of AlGaAs/InGaAs/GaAs pseudomorphic MODFET's // IEEE Electron Dev. Lett. — 1989. — Vol. 10, N 12. — P. 528–530.
84. *Mensz P.M., Luryi S., Bean J. C., Buescher C. J.* Evidence for a real-space transfer of hot holes in strained GeSi/Si heterostructures // Appl. Phys. Lett. — 1990. — Vol. 56, N 6. — P. 2663–2665.
85. *Malik R. J., AuCoin T. R., Ross R. L., Board K., Wood C. E. C., Eastman L. F.* Planar Doped Barriers in GaAs by Molecular Beam Epitaxy // Electron. Lett. — 1980. — Vol. 16. — P. 836–837.
86. *Shannon J. M.* Hot-electron camel transistor // Solid State Electron Dev. — 1979. — Vol. 3, N 5. — P. 142–144.
87. *Krishnamurthy S., Sher A., Chen A. B.* Materials choice for ballistic transport: Group velocities and mean free paths calculated from realistic band structures // Appl. Phys. Lett. — 1988. — Vol. 52, N 6. — P. 468–470.
88. *Luryi S.* An Induced Base Hot Electron Transistor // IEEE Electron Dev. Lett. — 1985. — Vol. EDL-6. — P. 178–180.
89. *Herbert D. C.* Structured-base hot-electron transistors: I. Scattering rates // Semicond. Sci. Technol. — 1988. — Vol. 3, N 2. — P. 101–110.
90. *Kuzuhara M., Kim K., Arnold D., Hess K.* Ballistic electron transport across collector barriers in AlGaAs/GaAs hot-electron transistors // Appl. Phys. Lett. — 1988. — Vol. 52, N 15. — P. 1252–1254.
91. *Ашмонтас С.* Электроградиентные явления в полупроводниках/ Под ред. Ю. Пожелы. — Вильнюс: Мокслас, 1984. — 183 с.
92. *Hess K., Morkoc H., Shichijo H. et al.* Negative differential resistance through real-space electron transfer // Appl. Phys. Lett. — 1979. — Vol. 35, N 6. — P. 469–471.
93. *Glisson T. H., Hauser J. R., Littlejohn M.* Monte-Carlo simulation of real-space electron transfer in GaAs–AlGaAs // J. Appl. Phys. — 1980. — Vol. 51, N 10. — P. 5445–5449.
94. *Keever M., Shichijo H., Hess K., Banerjee S., Witkowski L., Morkoc H., Streetman B. G.* Measurements of hot-electron conduction and real-space transfer in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterojunction layers // Appl. Phys. Lett. — 1981. — Vol. 38, N 1. — P. 36–38.

95. *Luryi S., Kastalsky A.* Hot-electron transport in heterostructure devices // *Physica.* — 1985. — Vol. 134B. — P. 453–465.
96. *Colemann P. D., Freeman J., Morkoc H., Paul D., Hess K., Streetman B. and Keever M.* Demonstration of a new oscillator based on real space transfer in heterojunctions // *Appl. Phys. Lett.* — 1982. — Vol. 40, N 6. — P. 493–495.
97. *Hess K.* Electron transport in heterojunctions and superlattices // *Physica.* — 1983. — Vol. 117B and 118B. — P. 723–728.
98. *Kastalsky A., Luryi S.* Novel real-space hot-electron transfer devices // *IEEE Electron Dev. Lett.* — 1983. — Vol. EDL-4, N 9. — P. 334–336.
99. *Kastalsky A., Kiehl R. A., Luryi S. et al.* Microwave generation in NERFET // *IEEE Electron Dev. Lett.* — 1984. — Vol. EDL-5, N 8. — P. 321–323.
100. *Luryi S., Kastalsky A., Gossard A. C. and Rudi H. Hendel.* Charge injection transistor based of real-space hot-electron transfer // *IEEE Trans. Electron Dev.* — 1984. — Vol. ED-31, N 6. — P. 832–839.
101. *Kastalsky A., Abeles J. H., Bhat R., Chan W. K., Koza M. A.* High-frequency amplification and generation in charge injection devices // *Appl. Phys. Lett.* — 1986. — Vol. 48, N 1. — P. 71–73.
102. *Grinberg A. A., Kastalsky A., Luryi S.* Theory of hot-electron injection in CHINT/NERFET devices // *IEEE Trans. Electron Dev.* — 1987. — Vol. ED-34, N 2. — P. 409–419.
103. *Luryi S., Mensz P.M., Pinto M. R., Garbinski P. A., Cho A. Y., Sivco D. L.* Charge injection logic // *Appl. Phys. Lett.* — 1990. — Vol. 57, N 10. — P. 1787–1789.
104. *Tian H., Kim K. W., Littlejohn M. A.* Novel heterojunction real-space transfer logic transistor structures: A model-based investigation // *IEEE Trans. Electron Dev.* — 1992. — Vol. 39, N 10. — P. 2189–2196.
105. *Koscica E., Zhao J. H.* Field Effect Real Space Transfer Transistor // *IEEE Electron Dev. Lett.* — 1995. — Vol. 16, N 5. — P. 196–198.
106. *Kane E. O.* Theory of Tunneling // *J. Appl. Phys.* — 1961. — Vol. 32, N 1. — P. 83–91.
107. *Келдыш Л. В.* О влиянии колебаний решетки кристалла на рождение электронно дырочных пар в сильном электрическом поле // *ЖЭТФ.* — 1958. — Т. 34, № 5. — С. 962–968.
108. *Esaki L.* New Phenomenon in Narrow Germanium  $p - n$  Junctions // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 109, N 2. — P. 603–604.
109. *Karlousky J.* Simple Method for Calculating the Tunneling Current of an Esaki Diode // *Phys. Rev.* — 1962. — Vol. 127, N 2. — P. 419.

110. *Ca K. T.* Избыточный ток при туннелировании в полупроводниках // Туннельные явления в твердых телах/Под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста. — М.: Мир, 1973. — С. 187–198.
111. *Kane E. O.* Thomas–Fermi Approach to Impure Semiconductor Band Structure // *Phys. Rev.* — 1963. — Vol. 131, N 1. — P. 79–88.
112. *Logan R. A., Chynoweth A. G.* Effect of Degenerate Semiconductor Band Structure on Current-Voltage Characteristics of Silicon Tunnel Diodes // *Phys. Rev.* — 1963. — Vol. 131, N 1. — P. 89–95.
113. *Chynoweth A. G., Feldmann W. L., Logan R. A.* Excess Tunnel Current in Silicon Esaki Junctions // *Phys. Rev.* — 1961. — Vol. 121, N 3. — P. 684–694.
114. *Nanavati R. P., Morato De Andrade C. A.* Excess Current in Gallium Arsenide Tunnel Diodes // *Proc. IEEE.* — 1964. — Vol. 52, N 7. — P. 869–870.
115. *Classen R. S.* Excess and Hump Current in Esaki Diodes // *J. Appl. Phys.* — 1961. — Vol. 32, N 11. — P. 2372–2378.
116. Voltage-Annealing of Radiation Damage in Tunnel Diodes/H. Roth, W. Bernard, P. Zeldes, A. P. Schmid // *J. Appl. Phys.* — 1963. — Vol. 34, N 3. — P. 669–671.
117. *Sah C. T.* Electronic Processes and Excess Currents in Gold-Doped Narrow Silicon Junctions // *Phys. Rev.* — 1961. — Vol. 123, N 5. — P. 1594–1612.
118. *Streetman B., Sah C. T.* Tunneling Currents Via Au Levels in Ge Esaki Diodes // *Proc. IEEE.* — 1967. — Vol. 55, N 7. — P. 119–120.
119. *Holonyak N., Jr.* Evidence for States (Bands) in the Forbidden Gap of Degenerate GaAs and InP—Secondary Tunnel Currents and Negative Resistances // *J. Appl. Phys.* — 1961. — Vol. 32, N 1. — P. 130–131.
120. *Minton R. M., Glicksman R.* Theoretical and Experimental Analysis of Germanium Tunnel Diode Characteristics // *Solid State Electron.* — 1964. — Vol. 7, N 7. — P. 491–500.
121. *Logan R. A., Augustyniak W. M., Gilbert J. F.* Electron Bombardment Damage in Silicon Esaki Diodes // *J. Appl. Phys.* — 1961. — Vol. 32, N 7. — P. 1201–1205.
122. *Bernard W., Rindner W., Roth H.* Anisotropic Stress Effect on the Excess Current in Tunnel Diodes // *J. Appl. Phys.* — 1964. — Vol. 35, N 6. — P. 1860–1862.
123. *Галаванов В. В., Панахов А. З.* Влияние всестороннего давления на туннельный ток в GaAs-диодах // ФТП. — 1972. — Т. 6, вып. 11. — С. 2280–2283.

124. Влияние греющего СВЧ-поля на вид вольт-амперной характеристики туннельного диода/Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, Б. Н. Коротин, В. Е. Орлов // Письма в ЖТФ. — 1993. — Т. 19, вып. 7. — С. 81–85.
125. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Коротин Б. Н. и др. Исследование физических процессов в полупроводниковых приборах СВЧ в условиях воздействия на них внешних электромагнитных полей СВЧ-диапазона, оптического излучения, постоянного магнитного поля // Межвуз. сб. «Моделирование и проектирование приборов и систем микро- и нанoeлектроники»/Под ред. Ю. А. Чаплыгина. — Зеленоград: Моск. ин-т электрон. техн., 1994. — С. 36–45.
126. The influence of warming microwave field on the working of devices with tunnel-thin  $p-n$  transitions/D. A. Usanov, A. V. Skripal, B. N. Korotin, V. E. Orlov // Proc. 10 International Microwave Conf. MIKON-94, May 30–June 2, 1994. — Ksiaz Castle (Poland), — 1994. — Vol. 1. — P. 151–155.
127. Usanov D. A., Skripal A. V. Microwave radiation control of semiconductor structures with tunnel-thin  $p-n$  transitions // Proc. of 21 International Conf. on Microelectronics MIEL'97, 14–17 September, 1997. Nis (Yugoslavia), — 1997. — Vol. 1. — P. 249–251.
128. ТермоЭДС горячих носителей тока на  $p-n$ -переходе/А. И. Вейнгер, Л. Г. Парицкий, З. А. Акопян, Г. Дадамирзаев // ФТП. — 1975. — Т. 9, вып. 2. — С. 216–224.
129. Денис В., Канцлерис Ж., Мартунас З. Теплые электроны/Под ред. Ю. Пожелы. — Вильнюс: Мокслас, 1983. — 144 с.
130. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977. — 672 с.
131. Зеегер К. Физика полупроводников. — М.: Мир, 1977. — 616 с.
132. Hess K., Seeger K. Energic-Relaxation warmer Ladungsträger in Germanium und Silizium // Zeitsch. Phys. — 1969. — Vol. 218, N 5. — P. 431–436.
133. Hess K., Seeger K. Momentum and Energy Relaxation of Warm Carriers in Semiconductors // Zeitsch. Phys. — 1970. — Vol. 237, N 3. — P. 252–262.
134. Morgan T. N., Kelly C. E. Electric Fields Dependence of Conduction by Electrons in Nearly Pure Germanium // Phys. Rev. — 1965. — Vol. 137, N 5A. — P. A1573–1575.

135. *Seeger K.* Beweglichkeitsanisotropie und Relaxation warmer in Elektronen *n*-Typ Germanium // *Zeitsch. Phys.* — 1963. — Vol. 172, N 1. — P. 68–79.
136. *Gibson A. F., Granville J. W., Paige E. G. S.* A Study of Energy-Loss Processes in Germanium at High Electric Fields using Microwave Techniques // *J. Phys. Chem. Solids.* — 1961. — Vol. 19, N 3/4. — P. 198–217.
137. Снятие вырождения в *p*- и *n*-областях туннельного диода внешним СВЧ-сигналом/Д. А. Усанов, Б. Н. Коротин, В. Е. Орлов, А. В. Скрипаль // Письма в ЖТФ. — 1990. — Т. 16, вып. 8. — С. 50–51.
138. Влияние внешнего СВЧ-сигнала на работу СВЧ-генератора на туннельном диоде/Д. А. Усанов, Б. Н. Коротин, В. Е. Орлов, А. В. Скрипаль // Изв. вузов. Радиофизика. — 1991. — Т. 34, № 1. — С. 98–99.
139. Работа генератора на туннельном диоде при воздействии внешнего СВЧ-сигнала/Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, Б. Н. Коротин, В. Е. Орлов // Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. «Приборы с отрицательным сопротивлением и интегральные преобразователи на их основе», 15–17 окт. 1991 г. Баку: Изд-во СКБ ИФАН Азербайджана, 1991. — С. 65.
140. *Zu C.* Физика полупроводниковых приборов: В 2 кн. — М.: Мир, 1984. — Кн. 1. — 456 с.; Кн. 2. — 456 с.
141. *Varshni Y.P.* Temperature dependence of the energy gap in semiconductors // *Physica.* — 1967. — Deel. 34, N 1. — P. 149–154.
142. *Blakemore J. S.* Semiconducting and other major properties of gallium arsenide // *J. Appl. Phys.* — 1982. — Vol. 53, N 10. — P. R123–R180.
143. *Дмитриев А.Г.* Температурная зависимость ширины запрещенной зоны Ga As // ФТП. — 1995. — Т. 29, вып. 3. — С. 442–447.
144. *Shen J., Kramer G., Tehrani S. et al.* Static random access memories based on resonant interband tunneling diodes in the In As/Ga Sb/Al Sb material system // *IEEE Electron Dev. Lett.* — 1995. — Vol. 16, N 5. — P. 178–180.
145. Resonant-tunneling device with multiple negative differential resistance: Digital and signal processing applications with reduced circuit complexity/S. Sen, F. Capasso, A. Y. Cho, D. Sivco // *IEEE Trans. Electron Dev.* — 1987. — Vol. ED-34, N 10. — P. 2185–2191.

146. *Кальфа А. А., Крюков А. Р., Тагер А. С.* Управление вольт-амперными характеристиками трех связанных резонансно-туннельных диодов // ФТП. — 1992. — Т. 26, вып. 5. — С. 896–899.
147. *Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Орлов В. Е. и др.* Исследование влияния греющего СВЧ-поля на характеристики приборов с туннельно-тонкими  $p-n$ -переходами // Тез. докл. Всерос. науч.-техн. конф. «Электроника и информатика», 15–17 нояб. 1995 г. — Зеленоград: Моск. ин-т электрон. техн., 1995. — С. 36–38.
148. Управление видом вольт-амперной характеристики последовательно соединенных туннельных диодов греющим СВЧ-полем / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, В. Е. Орлов, Б. Н. Коротин // Изв. вузов. Электроника. — 1996. — № 1–2. — С. 129–133.
149. *Усанов Д. А., Вениг С. Б., Орлов В. Е.* Отрицательное дифференциальное сопротивление туннельного диода, наведенное внешним СВЧ-полем // Письма в ЖТФ. — 1999. — Т. 25, № 2. — С. 39–42.
150. *Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Угрюмова Н. В.* Возникновение отрицательного сопротивления в структурах на основе  $p-n$ -перехода в СВЧ-поле // ФТП. — 1998. — Т. 32, вып. 11. — С. 1399–1402.
151. *Хелзайн Дж.* Пассивные и активные цепи СВЧ/Пер. с англ. под ред. А. С. Галина. — М.: Радио и связь, 1981. — 200 с.
152. *Скрипаль А. В., Усанов Д. А., Абрамов А. В.* Нелинейная динамика генератора на туннельном диоде при воздействии внешнего СВЧ-сигнала // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. — 2000. — Т. 8, № 4. — С. 66–73.
153. *Усанов Д. А., Скрипаль А. В.* Физика полупроводников (явления переноса в структурах с туннельно-тонкими полупроводниковыми слоями). — Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1996. — 236 с.
154. *Усанов Д. А., Вагарин А. Ю., Безменов А. А.* Об использовании детекторного эффекта в генераторах на лавинно-пролетных диодах для измерения диэлектрической проницаемости материалов // Дефектоскопия. — 1981. — № 11. — С. 106–107.
155. *Усанов Д. А., Скрипаль А. В.* Эффект автодинного детектирования в генераторах на диодах Ганна и его использование для контроля параметров материалов // Тез. докл. 42-й Всесоюз. науч. сессии, посвященной Дню радио, май 1987 г. — М.: Радио и связь, 1987. — Ч. 2. — С. 31.
156. *Усанов Д. А., Вагарин А. Ю., Вениг С. Б.* Использование детекторного эффекта в СВЧ-генераторе на диоде Ганна для измерения параметров диэлектриков // Дефектоскопия. — 1985. — № 6. — С. 78–82.



157. Усанов Д. А. Вагарин А. Ю., Безменов А. А., Коротин Б. Н. Измеритель диэлектрической проницаемости материалов (ИДПМ-1) // Информ. листок о науч.-техн. достижениях/Сарат. ЦНТИ. — Саратов, 1983.
158. Усанов Д. А., Коротин Б. Н. Устройство для измерения толщины металлических пленок, нанесенных на диэлектрическую основу // Приборы и техника эксперимента. — 1985. — № 1. — С. 254.
159. СВЧ-толщиномер/Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, Б. Н. Коротин, Ан. В. Скрипаль // Тез. докл. науч.-техн. совещ. «Состояние и тенденции развития метрики полупроводниковых и диэлектрических структур». Сер. 8. Методы и средства контроля полупроводниковых и диэлектрических структур. — М.: ЦНИИ Электроника, 1986. — Вып. 2/232. — С. 43.
160. Чжоу В. Ф. Принципы построения схем на туннельных диодах. — М.: Мир, 1966. — 448 с.
161. Scanlan J. O. Analysis and synthesis of tunnel diode circuit. London: Willy and Sons, 1960. — 153 p.
162. Белова Н. А., Бонч-Бруевич В. П., Зильдерман П. Е. и др. Туннельные диоды (Физические основы работы). — Л.: Наука, 1966. — 138 с.
163. Генераторы гармонических колебаний на туннельных диодах/ Под ред. В. Е. Андреева. — М.: Энергия, 1972. — 215 с.
164. Туннельные диоды: Сб. статей/Под ред. В. И. Фистуля. — М.: ИЛ, 1961. — 204 с.
165. Васильев Ю. А., Щеглов В. А. К излучению низкочастотных шумов туннельных диодов // Изв. вузов. Радиофизика. — 1977. — Т. 20, № 5. — С. 777–784.
166. Малорацкий Л. Г., Явич Л. Р. Проектирование и расчет СВЧ-элементов на полосковых линиях. — М.: Сов. радио, 1972. — 232 с.
167. Малорацкий Л. Г. Микроминиатюризация элементов и устройств СВЧ. — М.: Сов. радио, 1976. — 216 с.
168. Резнев А. А. Некоторые вопросы проектирования миниатюрных генераторов на туннельных диодах // Радиотехника. — 1983. — № 4. — С. 51–53.
169. Моросанов С. А., Смольский С. М. Оптимизация режима и расчет автодинов на туннельных диодах // Радиотехника. — 1981. — Т. 36, № 2. — С. 84–88.

170. Усанов Д. А., Орлов В. Е., Коротин Б. Н. Автодинные СВЧ-генераторы на туннельных диодах — датчики для измерения толщины металлических покрытий // Тез. докл. конф. «Управление качеством, стандартизация, метрология, испытания». Сер. 8. — М.: ЦНИИ Электроника, 1988. — Вып. 1(274). — С. 7.
171. Усанов Д. А., Коротин Б. Н., Орлов В. Е. Использование эффекта автодинного детектирования в СВЧ-генераторах на туннельном диоде для определения параметров диэлектриков // Дефектоскопия. — 1987. — № 9. — С. 83–84.
172. А. с. 1415062 СССР, МКИ G01 B 15/02. G01 № 27/26. Устройство для измерения толщины/Д. А. Усанов, Б. Н. Коротин, В. Е. Орлов. Опубл. 07.08.88; Бюл. № 29.
173. Luryi S. Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators // Appl. Phys. Lett. — 1985. — Vol. 47, N 5. — P. 490–492.
174. Collins S., Lowe D., Barker J. R. A dynamic analysis of resonant tunneling // Journ. Phys. C.: Solid State Phys. — 1987. — Vol. 20. — P. 6233–6243.
175. Ricco B, Azbel M. Ya. Physics of resonant tunneling. The one-dimensional double-barrier case // Phys. Rev. B. — 1984. — Vol. 29, N 4. — P. 1970–1981.
176. Coon D. D., Lin H. C. Frequency limit of double barrier resonant tunneling oscillators // Appl. Phys. Lett. — 1986. — Vol. 49, N 2. — P. 94–96.
177. Capasso F., Mohammed K., Cho A. Y. Resonant tunneling through double barriers perpendicular quantum transport phenomena in superlattices and their device applications // IEEE J. Quantum Electronic. — 1986. — Vol. QE-27. — P. 1853–1869.
178. Fu Y., Willander M. Response of a semiconductor tunneling structure to a time-dependent perturbation // J. Appl. Phys. — 1992. — Vol. 72, N 8. — P. 3593–3597.
179. Волкова Е. А., Попов А. М., Поповичева О. В. Динамические характеристики туннелирования электронов через двухбарьерную квазипараболическую квантовую яму // ФТП. — 1991. — Т. 25. — Вып. 9. — С. 1618–1623.
180. Chow D. H., Shulman J. N. et. al. // Appl. Phys. Lett. — 1992. — Vol. 61. — P. 1685.
181. Дымников В. Д., Константинов О. В. Время жизни квазистационарного состояния электрона в двухбарьерной гетероструктуре // ФТП. — 1994. — Т. 28. — Вып. 5. — С. 844–856.

182. *Smet J. H., Broekaert T. P. E., Fonstad C. G.* Peak-to-valley current ratios as high as 50:1 at room temperature in pseudomorphic  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InAs}$  resonant tunneling diodes // *J. Appl. Phys.* — 1992. — Vol. 71, N 5. — P. 2475–2477.
183. Особенности использования полупроводниковых структур со сверхрешеткой в миллиметровом диапазоне волн/М. М. Кечиев, А. А. Костенко, Ю. А. Кузнецов и др. // *Радиотехника и электроника.* — 1987. — Т. 32, вып. 2. — С. 410–415.
184. Importance of Space-Charge Effects in Resonant Tunneling Devices/М. Cahoy, М. McLennan, S. Datta et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 1987. — Vol. 50, N 10. — P. 612–614.
185. *Brown E. R., Parker C. D., Sollner T. C. L. G.* Effect of quasibound-state lifetime on the oscillation power of resonant tunneling diodes // *Appl. Phys. Lett.* — 1989. — Vol. 54, N 10. — P. 934–936.
186. Quantum tunneling properties from a Wigner function study/ N. C. Kluksdahl, A. M. Krivan, C. Ringhofer, D. R. Ferry // *Solid State Electron.* — 1988. — Vol. 31, N 3/4. — P. 743–746.
187. *Frensley W. R.* Quantum transport modeling of resonant-tunneling devices // *Solid State Electron.* — 1988. — Vol. 31, N 3/4. — P. 739–742.
188. *Chen L. Y., Ting C. S.* Dynamic properties of double-barrier resonant-tunneling structures // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 43, N 3. — P. 2097–2105.
189. *Kislov V., Kamenev A.* High-frequency properties of resonant tunneling devices // *Appl. Phys. Lett.* — 1991. — Vol. 59, N 12. — P. 1500–1502.
190. *Büttiker M., Landauer R.* Transversal Timefor Tunneling // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — Vol. 49, N 23. — P. 1739–1744.
191. *Голант Е. И., Пашиковский А. Б., Тагер А. С.* Прохождение электронов через потенциальные барьеры в высокочастотных полях // *ФТП.* — 1994. — Т. 28, вып. 5. — С. 740–751.
192. *Голант Е. И., Пашиковский А. Б.* Прохождение электронов через двухбарьерные резонансно-туннельные структуры в высокочастотных полях // *ФТП.* — 1994. — Т. 28, вып. 6. — С. 954–962.
193. *Dennis C. L., Brown E. R., Prasad S.* Resonant-Tunneling Transmission Lines // *Proceedings 1993 International semiconductor device research symposium.* — 1993. December 1–3. Charlottesville. — P. 465–468.
194. *Sen S., Capasso F., Sivco D., Cho A. Y.* New resonant tunneling devices with multiple negative resistance regions and high room temperature peak to valley ratio // *IEEE Electron Dev. Lett.* — 1988. — Vol. 9. — P. 402.

195. *Brown E. R., Sollner T. C. L. G., Goodhue W. D., Parker C. D.* Millimeter-band oscillations based on resonant-tunneling in a double-barrier diode at room temperature // *Appl. Phys. Lett.* — 1987. — Vol. 50. — P. 83–85.
196. *Brown E. R., Soderstrom J. R., Parker C. D., Mahoney L. J., Molvar K. M., McGill T. C.* Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes // *Appl. Phys. Lett.* — 1991. — Vol. 58, N 5. — P. 2291–2293.
197. *Capasso F., Kiehl R. A.* Resonant tunneling transistor with quantum well base and high-energy injection: A new negative differential resistance device // *J. Appl. Phys.* — 1985. — Vol. 58, N 3. — P. 1366–1368.
198. *Capasso F., Sen S., Cho A. Y.* Negative transconductance resonant tunneling field-effect transistor // *Appl. Phys. Lett.* — 1987. — Vol. 51, N 7. — P. 526–528.
199. *Woodward T. K., McGill T. C., Chung H. F., Burnham R. D.* Integration of a resonant-tunneling structure with a metal-semiconductor field-effect transistor // *Appl. Phys. Lett.* — 1987. — Vol. 51, N 19. — P. 1542–1544.
200. *Woodward T. K., McGill T. C., Chung H. F., et al.* Applications of resonant-tunneling field-effect transistors // *IEEE Electron Dev. Lett.* — 1988. — Vol. EDL-9, N 3. — P. 122–124.
201. *Woodward T. K., McGill T. C., Burnham R. D.* Experimental realisation of a resonant tunneling transistor // *Appl. Phys. Lett.* — 1987. — Vol. 50, N 8. — P. 451–453.
202. *Luryi S., Capasso F.* Resonant tunneling of two-dimensional electrons through a quantum wire: A negative transconductance device // *Appl. Phys. Lett.* — 1985. — Vol. 47, N 12. — P. 1347–1349.
203. *Bonnefoi A. R., Chow D. H., McGill T. C.* Inverted base-collector tunnel transistor // *Appl. Phys. Lett.* — 1985. — Vol. 47. — P. 888–890.
204. *Capasso F., Sen S., Beltram F., Cho A. Y.* Resonant tunnelling gate field-effect transistor // *Electron. Lett.* — 1987. — Vol. 23, N 8. — P. 225–226.
205. *Kirchoefer S. W., Magno R., Comas J.* Negative differential resistance at 300 K in a superlattice quantum state transfer device // *Appl. Phys. Lett.* — 1984. — Vol. 44, N 11. — P. 1054–1056.
206. *Pond J. M., Kirchoefer S. W., Cukauskas E. J.* Microwave amplification to 2.5 GHz in a quantum state transfer device // *Appl. Phys. Lett.* — 1985. — Vol. 47, N 11. — P. 1175–1177.

207. *Sawaki N., Suzuki M., Taragaki Y. et al.* Photo-luminescence studies of hot electrons and real space transfer effect // *Superlattices and Microstructures*. — 1986. — Vol. 2, N 4. — P. 281–285.
208. *Kano H., Tanaka Y., Sawaki N. et al.* Negative differential resistance device built in a biwell GaAs/AlGaAs superlattice // *Journ. Cristal Growth*. — 1987. — Vol. 81, N 1–4. — P. 144–148.
209. *Sawaki N., Suzuki M., Okuno E., Goto H., Akasaki I., Kano H., Tanaka Y. and Hashimoto M.* Real space transfer of two dimensional electrons in double quantum well structures // *Solid State Electron.* — 1988. — Vol. 31, N 3/4. — P. 351–354.
210. *Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.* Электронные свойства двумерных систем. — М.: Мир, 1985. — 415 с.
211. *Datta S., Mellock M. R., Bandyopadhyay S., Lundstrom M. S.* Proposed structure for large quantum interference effect // *Appl. Phys. Lett.* — 1986. — Vol. 48, N 7. — P. 487–489.
212. *Розанов Н. Н.* Гистерезисные и стохастические явления в нелинейных оптических системах // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* — 1982. — Т. 46, № 10. — С. 1886–1897.
213. *Энштейн Е. М.* Оптический тепловой пробой полупроводниковой пластины // *ЖТФ*. — 1978. — Т. 48. — Вып. 8. — С. 1733–1736.
214. *Chow W. W., Koch S. W., Sargent I. M.* *Semiconductor lasers* — Springer-Verlag. Berlin: Heidelberg. — 1994. — 497 p.
215. *Coherence, amplification, and quantum effects in semiconductor lasers/* Ed. by Y. Yamamoto. — New York: Chichester, Brisbane, Toronto, Signapore: A Wiley — Interscience Publication J. Wiley & Sons. — 1994. — 646 p.
216. *Шук А. Я.* Внутризонная фотопроводимость в двумерных электронных системах. // *Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Диагностика, нелинейные высокочастотные эффекты/ИПФ АН СССР. Н. Новгород.* — 1990. — С. 35–45.
217. *Bandara K. M. S. V., Levine B. F., Leibenguth R. E., Asom M. T.* Optical and transport properties of single quantum well infrared photodetectors // *J. Appl. Phys.* — 1993. — Vol. 74, N 3. — P. 1826–1831.
218. *Wyss R. A., Eugster C. C., Alamo J. A., Hu Q.* Far-infrared photon-induced current in a quantum point contact // *Appl. Phys. Lett.* — 1993. — Vol. 63, N 11. — P. 1522–1524.
219. *Feng S., Hu Q.* Far-infrared photon-assisted transport through quantum point contact devices // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Vol. 48, N 8. — P. 5354–5365.

220. Шук А. Я. Оптическое поглощение на гетерогранице // ФТП. — 1988. — Т. 22, вып. 10. — С. 1843–1847.
221. Nakayama M., Kuwahara H., Kato H., Kybota K. Intersubband transitions in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As modulation-doped superlattices // Appl. Phys. Lett. — 1987. — Vol. 51, N 21. — P. 1741–1743.
222. Asai H., Kawamura Y. Well-width dependence of intersubband absorption in InGaAs/InAlAs multiquantum wells // Appl. Phys. Lett. — 1990. — Vol. 56, N 12. — P. 1149–1151.
223. Гродненский И. М., Старостин К. В., Галченков Д. В. Отрицательная фотопроводимость двумерных электронов в полупроводниковых гетероструктурах // Письма в ЖЭТФ. — 1986. — Т. 43, № 1. — С. 54–56.
224. Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках. — М.: Мир, 1986. — 304 с.

# Приложения \*

## П Р И Л О Ж Е Н И Е 1

### Физические константы

Постоянная	Значение
Заряд электрона .....	$q = 4.8 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE $= 1.602 \cdot 10^{-19}$ Кл
Масса свободного электрона.....	$m_0 = 9.11 \cdot 10^{-31}$ кг
Скорость света в вакууме .....	$c = 2.998 \cdot 10^8$ м/с
Боровский радиус .....	$a_0 = 5.29 \cdot 10^{-11}$ м
Постоянная Планка.....	$h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Постоянная Больцмана.....	$k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Диэлектрическая проницаемость вакуума.....	$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнитная проницаемость вакуума.....	$\mu_0 = \pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м $= 1.256 \cdot 10^{-6}$ Гн/м
Магнетон Бора .....	$\mu_B = 9.27 \cdot 10^{-24}$ А·м <sup>2</sup>
Тепловая энергия.....	$kT = 0.0259$ эВ при $T = 300$ К $kT = 0.0067$ эВ при $T = 77$ К
Энергия, соответствующая 1 эВ..	1 эВ = $1.602 \cdot 10^{-19}$ Дж

\* См. [61, 140, 142, 224]

## П Р И Л О Ж Е Н И Е 2

## Параметры Ge, Si и Ga As при температуре 300 К

Параметр	Ge	Si	Ga As
Число атомов в 1 см <sup>3</sup> .....	$4.42 \cdot 10^{22}$	$5.0 \cdot 10^{22}$	$4.42 \cdot 10^{22}$
Атомный вес .....	72.60	28.09	144.63
Поле пробоя, В·см <sup>-1</sup> .....	$10^5$	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$
Кристаллическая структура	Структура алмаза	Структура алмаза	Структура цинковой обманки
Плотность, г·см <sup>-3</sup> .....	5.3267	2.328	5.32
Относительная диэлектрическая проницаемость .....	16.0	11.9	12.85
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости, см <sup>-3</sup> .....	$1.04 \cdot 10^{19}$	$2.8 \cdot 10^{19}$	$4.7 \cdot 10^{17}$
Эффективная плотность состояний в валентной зоне, см <sup>-3</sup> .....	$6.0 \cdot 10^{18}$	$1.04 \cdot 10^{19}$	$7.0 \cdot 10^{17}$
Эффективная масса:			
электронов .....	$1.64^1$	$0.98^1$	$0.067^1$
.....	$0.082^2$	$0.19^2$	
дырок .....	$0.044^3$	$0.16^3$	$0.082^3$
.....	$0.28^4$	$0.49^4$	$0.45^4$
Электронное сродство, эВ ..	4.0	4.05	4.07
Ширина запрещенной зоны, эВ .....	0.66	1.12	1.424
Ширина запрещенной зоны при 0 К, эВ .....	0.74	1.17	1.52
Собственная концентрация носителей, см <sup>-3</sup> .....	$2.4 \cdot 10^{13}$	$1.45 \cdot 10^{10}$	$1.79 \cdot 10^6$

<sup>1</sup> Продольная эффективная масса.<sup>2</sup> Поперечная эффективная масса.<sup>3</sup> Эффективная масса легких дырок.<sup>4</sup> Эффективная масса тяжелых дырок.



Продолжение прил. 2

Параметр	Ge	Si	Ga As
Собственная дебаевская длина, мкм . . . . .	0.68	24	2250
Собственное удельное сопротивление, Ом·см . . . . .	47	$2.3 \cdot 10^5$	$10^8$
Постоянная решетки, нм . . . . .	0.564613	0.543095	0.56533
Коэффициент линейного расширения $\Delta L/(L\Delta T)$ , $^{\circ}\text{C}^{-1}$ . . . . .	$5.8 \cdot 10^{-6}$	$5.8 \cdot 10^{-6}$	$6.86 \cdot 10^{-6}$
Температура плавления, $^{\circ}\text{C}$ . . . . .	937	1415	1238
Время жизни носителей заряда, с . . . . .	$10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$10^{-8}$
Дрейфовая подвижность, $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ :			
электронов . . . . .	3900	1500	8000
дырок . . . . .	1900	450	400
Энергия оптического фона, эВ . . . . .	0.037	0.063	0.035
Средняя длина свободного пробега носителей заряда до испускания оптического фона, нм . . . . .	1050	760 (для электронов) 550 (для дырок)	580
Теплоемкость, Дж/(г· $^{\circ}\text{C}$ ) . . . . .	0.31	0.7	0.35
Коэффициент теплопроводности при 300 К, Вт/(см· $^{\circ}\text{C}$ ) . . . . .	0.6	1.5	0.46
Коэффициент тепловой диффузии, $\text{см} \cdot \text{с}^{-2}$ . . . . .	0.36	0.9	0.44

## П Р И Л О Ж Е Н И Е 3

Свойства соединения  $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ 

Параметр	Значение
Кристаллическая структура .....	Типа цинковой обманки
Плотность, $\text{г/см}^3$ .....	$5.36 - 1.6x$
Диэлектрическая проницаемость .....	
низкочастотная .....	$13.18 - 3.12x$ (при 300 К)
высокочастотная .....	$10.89 - 2.78x$ (при 300 К)
Эффективная масса электронов $m^*/m_e$	
Г-минимум .....	$0.067 + 0.083x$ (плотности состояний)
Х-минимум .....	$0.85 - 0.14x$ (плотности состояний)
L-минимум .....	$0.56 + 0.10x$ (плотности состояний)
G-минимум .....	$0.067 + 0.083x$
Х-минимум .....	$0.32 - 0.06x$
L-минимум .....	$0.11 + 0.03x$
Эффективная масса дырков $m^*/m_e$	
тяжелые дырки .....	$0.62 + 0.14x$ (плотности состояний)
легкие дырки .....	$0.087 + 0.063x$ (плотности состояний)
в отщепленной зоне ...	$0.15 + 0.09x$ (плотности состояний)
Электронное сродство, эВ .	$4.07 - 1.1x$ ( $x < 0.45$ ) $3.64 - 0.14x$ ( $0.45 < x < 1.0$ )
Ширина запрещенной зоны, эВ .....	$1.424 + 1.247x$ ( $x < 0.45$ ) $1.9 + 0.125x + 0.143x^2$ ( $0.45 < x < 1.0$ )
Разрыв зоны проводимости	$\Delta\varepsilon_c = \Delta\varepsilon_g - \Delta\varepsilon_v$
Параметр решетки, нм ....	$0.56533 + 0.00078x$
Температура плавления, К	
при затвердевании ....	$1511 - 58x + 560x^2$
при плавлении .....	$1511 + 1082x - 580x^2$

Продолжение прил. 3

Параметр	Значение
Подвижность, $cm^2/(B \cdot c)$ электронов . . . . .	$\approx 8000 - 22000x + 10000x^2$ ( $x < 0.45$ ) $\approx -225 + 1160x - 720x^2$ ( $x > 0.45$ )
дырок . . . . .	$\approx 370 - 970x + 740x^2$
Теплопроводность, $Вт/(см \cdot град)$ . . . . .	$(2.27 + 20.83x - 30x^2)^{-1}$
Коэффициент линейного расширения, $10^{-6} K^{-1}$ . . . . .	$6.4 - 1.2x$
Модуль Юнга, $10^{11} дин/см^2$	$8.53 - 0.18x$
Разрыв зон на гетерогранице $Al_x Ga_{1-x} As - In_y Ga_{1-y} As$ валентной зоны . . . . .	$\Delta\varepsilon_v = 0.4 \Delta\varepsilon_{gg}$ , где $\Delta\varepsilon_{gg}(\text{эВ}) =$ $= 1.247x + 1.5y - 0.4y^2$ — разница между положениями $\Gamma$ -долины в $Al_x Ga_{1-x} As$ и $In_y Ga_{1-y} As$
запрещенной зоны . . . . .	$\Delta\varepsilon_g = \Delta\varepsilon_{gg}$ ( $x < 0.45$ ) $\Delta\varepsilon_g = 0.476 + 0.125x + 0.143x^2 +$ $+ 1.5y - 0.4y^2$ ( $x \geq 0.45$ )
зоны проводимости . . . . .	$\Delta\varepsilon_c = \Delta\varepsilon_g - \Delta\varepsilon_v$

## П Р И Л О Ж Е Н И Е 4

## Свойства арсенида индия In As

Параметр	Значение
Кристаллическая структура.....	Типа цинковой обманки
Плотность, г/см <sup>3</sup> .....	5.667 (при 300 К)
Диэлектрическая проницаемость . низкочастотная .....	15.15 (при 300 К)
высокочастотная .....	12.3 (при 300 К)
Эффективная масса электронов $m^*/m_e$ .....	0.0231 (при 150 К) 0.0219 (при 250 К)
Эффективная масса дырок $m^*/m_e$ тяжелые дырки .....	0.43 (в направлении [111]) 0.35 (в направлении [100])
легкие дырки .....	0.026 (при 20 К)
Ширина запрещенной зоны, эВ ..	0.354 (при 295 К) 0.414 (при 77 К) 0.418 (при 4.2 К)
Показатель преломления .....	3.51
Собственная концентрация носителей, см <sup>-3</sup> .....	$1.3 \cdot 10^{15}$ (при 300 К)
Параметр решетки, нм .....	0.60583 (при 298.15 К)
Температура плавления, °С .....	942
Подвижность, см <sup>2</sup> /(В·с) электронов .....	$1 \cdot 10^5$ (при 77 К)
дырок .....	$3.3 \cdot 10^4$ (при 300 К) 100 ÷ 450 (при 300 К)
Коэффициент линейного расширения, К <sup>-1</sup> .....	$4.52 \cdot 10^{-6}$

## П Р И Л О Ж Е Н И Е 5

Свойства соединения  $In_x Ga_{1-x} As$ 

Параметр	Значение
Кристаллическая структура ..	Типа цинковой обманки
Эффективная масса электронов $m^*/m_e$ .....	0.041 (при $T \rightarrow 0$ К для $x = 0.53$ )
Эффективная масса дырок $m^*/m_e$ при $x = 0.53$	
тяжелые дырки .....	0.465 (в направлении [001]) 0.56 (в направлении [110]) 0.6 (в направлении [111])
легкие дырки .....	0.0503
Ширина запрещенной зоны, эВ	0.75 (при 300 К для $x = 0.53$ )
Параметр решетки, нм .....	$0.6058 - 0.0405x$
Подвижность электронов при $x = 0.53$ , $cm^2/(V \cdot c)$ .....	13 800 (при 300 К)
....	70 000 (при 77 К)
Разрыв зон на гетерогранице $Al_x Ga_{1-x} As - In_y Ga_{1-y} As$ валентной зоны .....	$\Delta\varepsilon_v = 0.4 \Delta\varepsilon_{gg}$ , где $\Delta\varepsilon_{gg}(\text{эВ}) = 1.247x + 1.5y - 0.4y^2$ — разница между положениями $\Gamma$ -долины в $Al_x Ga_{1-x} As$ и $In_y Ga_{1-y} As$
запрещенной зоны .....	$\Delta\varepsilon_g = \Delta\varepsilon_{gg}$ ( $x < 0.45$ ) $\Delta\varepsilon_g = 0.476 + 0.125x + 0.143x^2 + 1.5y - 0.4y^2$ ( $x \geq 0.45$ )
зоны проводимости .....	$\Delta\varepsilon_c = \Delta\varepsilon_g - \Delta\varepsilon_v$

## П Р И Л О Ж Е Н И Е 6

## Свойства фосфида индия InP

Параметр	Значение
Кристаллическая структура.....	Типа цинковой обманки
Плотность, г/см <sup>3</sup> .....	4.81
Диэлектрическая проницаемость.....	
низкочастотная.....	12.56 (при 300 К) 11.93 (при 300 К)
высокочастотная.....	9.61
Коэффициент диффузии, см <sup>2</sup> /с	
электронов.....	118 (при 300 К)
дырок.....	4 (при 300 К)
Эффективная масса электронов $m^*/m_e$	
в Г-долине.....	0.077 (при 300 К)
Г-долине.....	0.068 (при 500 К)
L-долине.....	0.325 (при 300 К)
X-долине.....	0.26 (при 300 К)
Эффективная масса дырок $m^*/m_e$	
тяжелые дырки.....	0.60 (при 110 К)
легкие дырки.....	0.12 (при 4.2 К)
Ширина запрещенной зоны, эВ.....	1.34 (при 300 К) 1.414 (при 77 К)
Собственная концентрация носителей, см <sup>-3</sup> .....	$1.2 \cdot 10^8$ (при 293 К)
Показатель преломления.....	3.1
Параметр решетки, нм.....	5.8687 (при 291.15 К)
Температура плавления, °С.....	1062
Подвижность, см <sup>2</sup> /(В·с)	
электронов.....	$4.6 \cdot 10^3$ (при 300 К) $4 \cdot 10^4 \div 6 \cdot 10^4$ (при 77 К)
дырок.....	150 (при 300 К) 1200 (при 77 К)

*Продолжение прил. 6*

Параметр	Значение
Максимальная скорость электронов, $10^5$ м/с.....	2.3 (при 300 К)
Скорость насыщения электронов, $10^5$ м/с.....	0.92 (при 300 К)
Скорость звука, см/с.....	$5.13 \cdot 10^5$
Коэффициент линейного расширения, $K^{-1}$ .....	$4.75 \cdot 10^{-6}$ (при 298.15 К)

## П Р И Л О Ж Е Н И Е 7

## Свойства антимонида индия In Sb

Параметр	Значение
Кристаллическая структура.....	Типа цинковой обманки
Постоянная решетки, нм.....	0.64794
Плотность, г/см <sup>3</sup> .....	5.78
Температура плавления, К.....	798
Ширина запрещенной зоны, эВ.....	0.17 (при 300 К) 0.235 (при 0 К)
Подвижность, см <sup>2</sup> /(В·с)	
электронов.....	8 · 10 <sup>4</sup> (при 300 К) 1.2 · 10 <sup>6</sup> (при 77 К)
дырок.....	1250 (при 300 К) 10 <sup>4</sup> (при 77 К)
Эффективная масса электронов $m^*/m_e$	0.0145
Эффективная масса дырок $m^*/m_e$	
тяжелые дырки.....	0.6
легкие дырки.....	0.012
Относительная диэлектрическая проницаемость.....	17.7
Энергия оптических фононов, эВ	
продольных.....	0.0244
поперечных.....	0.0229



## П Р И Л О Ж Е Н И Е 8

## Свойства аморфного кремния

Параметр	Значение
Уровень Ферми в собственном материале ( $\varepsilon_c - \zeta$ ), эВ .....	$\sim 0.6 \div 0.7$
Плотность глубоких локализованных состояний при $\varepsilon = \zeta$ , $\text{см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ .....	$10^{15} \div 10^{16}$
Характеристическая энергия глубоких состояний, мэВ .....	86
Плотность локализованных состояний в хвосте распределения по энергии при $\varepsilon = \varepsilon_c$ , $\text{см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$	$2 \cdot 10^{21}$
Характеристическая энергия хвоста плотности состояний, мэВ .....	23
Ширина хвоста плотности состояний, мэВ .....	150
Диэлектрическая проницаемость .....	11
Коэффициент диффузии, $\text{см}^2/\text{с}$	
электроны в зоне проводимости при 300 К ..	$0.26 \div 0.52$
дырки в валентной зоне при 300 К .....	$0.13 \div 0.26$
Эффективная плотность состояний, $\text{см}^{-3}$	
в зоне проводимости при 300 К .....	$10^{19}$
в валентной зоне при 300 К .....	$10^{19}$
Ширина запрещенной зоны при 300 К, эВ .....	1.72
Показатель преломления .....	3.32
Подвижность, $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	
электроны в зоне проводимости при 300 К ..	$10 \div 20$
дырки в валентной зоне при 300 К .....	$5 \div 10$

## П Р И Л О Ж Е Н И Е 9

## Греческий алфавит

Буква	Строчная	Прописная	Буква	Строчная	Прописная
Альфа	$\alpha$	Α	Ню	$\nu$	Ν
Бета	$\beta$	Β	Кси	$\xi$	Ξ
Гамма	$\gamma$	Γ	Омикрон	$\omicron$	Ο
Дельта	$\delta$	Δ	Пи	$\pi$	Π
Эпсилон	$\varepsilon$ $\epsilon$	Ε	Ро	$\rho$ $\varrho$	Ρ
Дзета	$\zeta$	Ζ	Сигма	$\sigma$ $\varsigma$	Σ
Эта	$\eta$	Η	Тау	$\tau$	Τ
Тета	$\theta$ $\vartheta$	Θ	Ипсилон	$\upsilon$	Υ
Йота	$\iota$	Ι	Фи	$\phi$ $\varphi$	Φ
Каппа	$\kappa$ $\kappa$	Κ	Хи	$\chi$	Χ
Лямбда	$\lambda$	Λ	Пси	$\psi$	Ψ
Мю	$\mu$	Μ	Омега	$\omega$	Ω

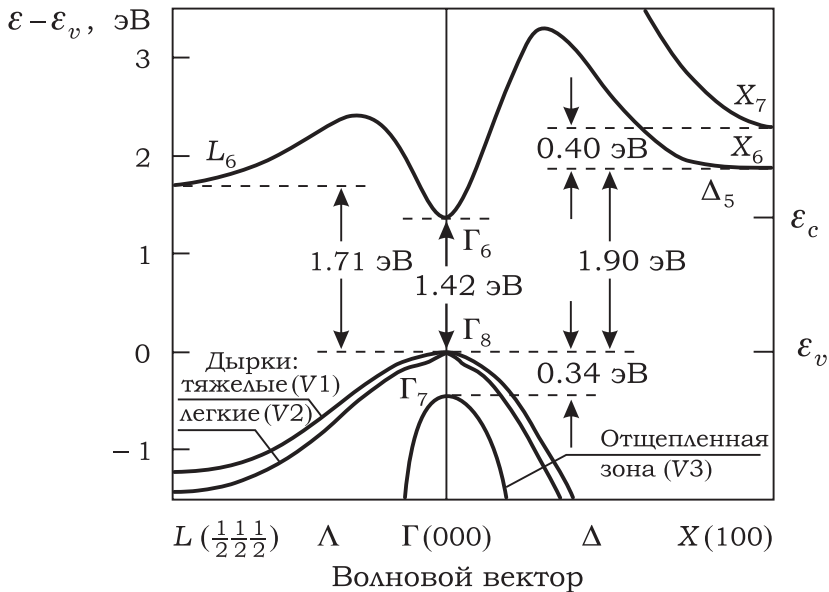
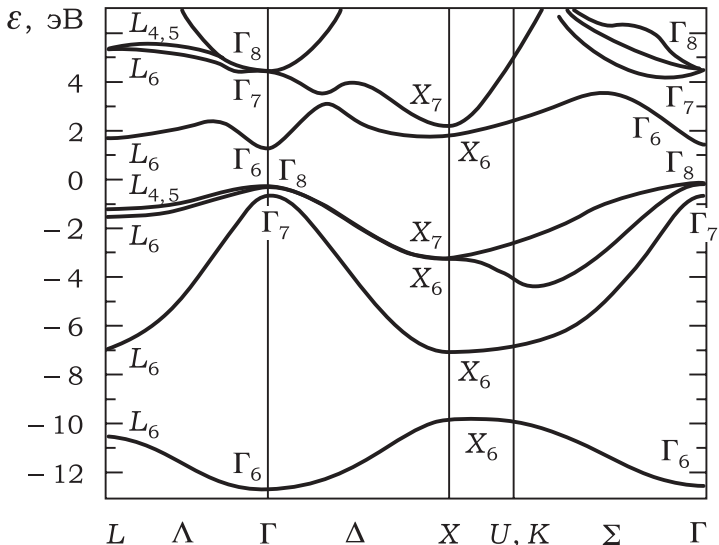
## П Р И Л О Ж Е Н И Е 10

## Приставки кратных и дробных единиц

Наименование	Обозначение	Множитель	Наименование	Обозначение	Множитель
Экса	Э	$10^{18}$	Милли	м	$10^{-3}$
Пета	П	$10^{15}$	Микро	мк	$10^{-6}$
Тера	Т	$10^{12}$	Нано	н	$10^{-9}$
Гига	Г	$10^9$	Пико	п	$10^{-12}$
Мега	М	$10^6$	Фемто	ф	$10^{-15}$
Кило	к	$10^3$	Атто	а	$10^{-18}$

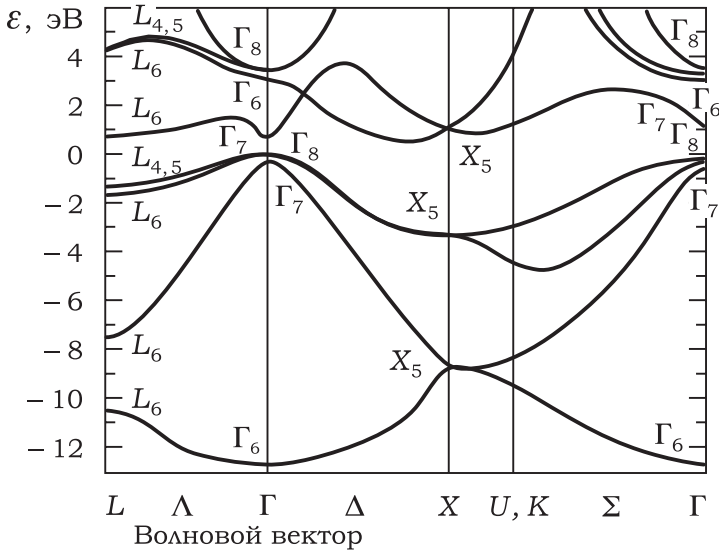
ПРИЛОЖЕНИЕ 11

Зонная структура GaAs



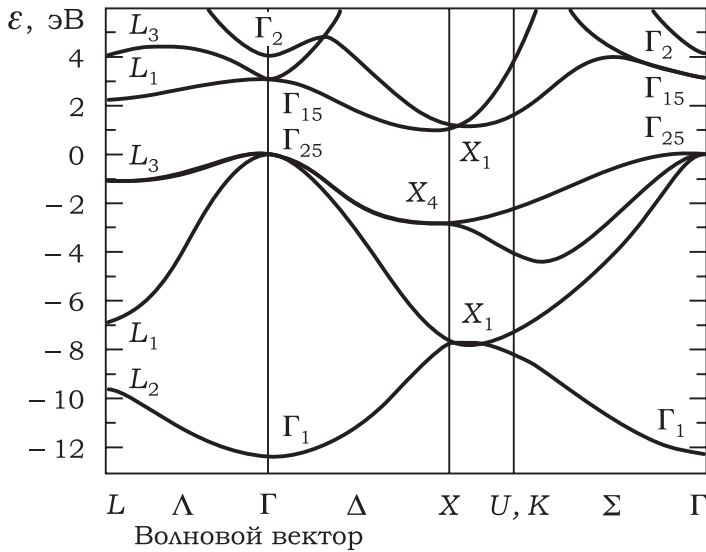
## ПРИЛОЖЕНИЕ 12

## Зонная структура Ge



## ПРИЛОЖЕНИЕ 13

## Зонная структура Si



## П Р И Л О Ж Е Н И Е 14

## Основные обозначения

- $A, A_1, A'$  . — константы  
 $a$  ..... — размер широкой стенки волновода;  
 $B$  ..... — индукция магнитного поля;  
 $b$  ..... — ширина потенциального барьера; размер узкой стенки волновода;  
 $C$  ..... — константа; емкость;  
 $D$  ..... — коэффициент поглощения;  
 $D_n, D_p$  ... — коэффициенты диффузии электронов и дырок;  
 $D_x$  ..... — плотность заполненных состояний;  
 $E$  ..... — напряженность электрического поля;  
 $f_c(\varepsilon), f_v(\varepsilon)$  — функции распределения Ферми — Дирака электронов в зоне проводимости и в валентной зоне;  
 $f_{cT}, f_{vT}$  .. — функции распределения Ферми — Дирака электронов в зоне проводимости и в валентной зоне с электронной температурой;  
 $G_n, G_p$  ... — скорости генерации электронов и дырок;  
 $g_c(\varepsilon), g_v(\varepsilon)$  — плотности энергетических состояний в зоне проводимости и в валентной зоне;  
 $h$  ..... — постоянная Планка;  $\hbar = h/2\pi$ ;  
 $I$  ..... — полный ток;  
 $I_{cv}$  ..... — туннельный ток из зоны проводимости в валентную зону;  
 $I_d$  ..... — диффузионный ток;  
 $I_p$  ..... — ток в максимуме ВАХ ТД;  
 $I_T$  ..... — туннельный ток;  
 $I_v$  ..... — ток в минимуме ВАХ ТД;  
 $I_{vc}$  ..... — туннельный ток из валентной зоны в зону проводимости;

- $I_x$  ..... — избыточный ток;  
 $I_{0d}$  ..... — ток насыщения в  $p - n$ -переходе;  
 $j_n, j_p$  ..... — плотности электронного и дырочного токов;  
 $k$  ..... — постоянная Больцмана;  
 $k(x)$  ..... — значение волнового вектора электрона;  
 $L_n, L_p$  ..... — диффузионные длины электронов и дырок;  
 $\ell_0$  ..... — толщина  $p - n$ -перехода;  
 $\ell_n, \ell_p$  ..... — толщина обедненного слоя в  $n$ - и  $p$ -областях;  
 $m_n, m_p$  ..... — эффективная масса электрона и дырки;  
 $m_0$  ..... — масса свободного электрона;  
 $N$  ..... — коэффициент отражения;  
 $N_D, N_A$  .. — концентрации доноров и акцепторов;  
 $N_c, N_v$  ..... — эффективная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне;  
 $n_i$  ..... — собственная концентрация носителей заряда;  
 $n_n, n_p$  ..... — концентрации электронов в  $n$ - и  $p$ -областях;  
 $P_{\text{внеш}}$  ..... — мощность внешнего СВЧ-сигнала;  
 $p_p, p_n$  ..... — концентрации дырок в  $p$ - и  $n$ -областях;  
 $q$  ..... — заряд электрона;  
 $R$  ..... — сопротивление; коэффициент отражения;  
 $S$  ..... — площадь поперечного сечения;  
 $T$  ..... — коэффициент прохождения;  
 $T_n, T_p$  ..... — температура электронов и дырок;  
 $T_t$  ..... — вероятность туннелирования;  
 $T_0$  ..... — температура решетки;  
 $T_{\sim}$  ..... — период СВЧ-колебаний;  
 $t$  ..... — время;  
 $U_{\ell}$  ..... — скорость звука;  
 $V, V_{\sim}$  ..... — напряжение;

- $V_{bi}, V_k$  ..... — контактная разность потенциалов;  
 $V_p$  ..... — напряжение в максимуме ВАХ ТД;  
 $V_v$  ..... — напряжение в минимуме ВАХ ТД;  
 $V_3$  ..... — напряжение на затворе;  
 $V_{тх}$  ..... — термоэдс холостого хода;  
 $V_0$  ..... — высота потенциального барьера;  
 $v$  ..... — скорость;  
 $W$  ..... — ширина обедненного слоя;  
 $Y$  ..... — комплексная проводимость диода;  
 $Y_H$  ..... — полная проводимость нагрузки;  
 $Y_0, Y_{вх}$  ... — входная проводимость;
- 
- $\alpha$  ..... — постоянная распространения волновой функции электрона в квантовой яме;  
 $\alpha_x$  ..... — константа;  
 $\beta$  ..... — постоянная затухания электронной волны в потенциальном барьере; коэффициент нелинейности подвижности;  
 $\beta_0$  ..... — постоянная распространения электромагнитной волны;  
 $\gamma$  ..... — постоянная распространения электромагнитной волны;  
 $\varepsilon$  ..... — энергия;  
 $\varepsilon_c, \varepsilon_v$  ..... — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны;  
 $\varepsilon_1$  ..... — энергия Ферми относительно дна зоны проводимости;  
 $\varepsilon_2$  ..... — энергия Ферми относительно потолка валентной зоны;  
 $\varepsilon_g$  ..... — ширина запрещенной зоны;  
 $\varepsilon_x$  ..... — энергия заполненных состояний;

- $\varepsilon_0$  ..... — постоянная вакуума;
- $\varepsilon'$  ..... — относительная диэлектрическая проницаемость;
- $\bar{\varepsilon}$  ..... — характерная энергия;
- $\eta, \eta_0$  ..... — приведенные уровни Ферми;
- $\zeta_n, \zeta_p$  ..... — квазиуровни Ферми;
- $\Theta$  ..... — температура Дебая;
- $\mu_n, \mu_p$  .... — подвижности электронов и дырок;
- $\rho$  ..... — плотность;
- $\tau$  ..... — время релаксации квазиимпульса электрона;
- $\tau_n, \tau_p$  ..... — время жизни неравновесных электронов и дырок;
- $\tau_\varepsilon, \tau_{\varepsilon p}$  .... — время релаксации энергии электронов и дырок;
- $\varphi$  ..... — потенциал;
- $\omega$  ..... — частота СВЧ-сигнала;
- $\omega_0$  ..... — частота оптического фонона;
- $\Delta n_n, \Delta n_p$  — концентрация избыточных электронов;
- $\Delta p_n, \Delta p_p$  — концентрация избыточных дырок.