

32.85  
К68

*В. И. Корольков, Н. Рахимов*

**ДИОДЫ,  
ТРАНЗИСТОРЫ  
И ТИРИСТОРЫ  
НА ОСНОВЕ  
ГЕТЕРОСТРУКТУР**

32.85  
1568

МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ УЗБЕКСКОЙ ССР  
НАМАНГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
ИМ. Х. Х. НИЯЗИ

В. И. КОРОЛЬКОВ, Н. РАХИМОВ

ДИОДЫ,  
ТРАНЗИСТОРЫ И ТИРИСТОРЫ  
НА ОСНОВЕ  
ГЕТЕРОСТРУКТУР

Ответственный редактор  
академик АН СССР *Ж. И. Алферов*

~~397409~~  
387408

ADIB SOBIR TERMIZIY NOMIDAGI  
SURXONDARYO VILOYATI AXBOROT  
KUTUBXONA MARKAZI  
Kol. No *73288*  
200 *8* y.

ТАШКЕНТ  
ИЗДАТЕЛЬСТВО «ФАН» УЗБЕКСКОЙ ССР  
1986 г.

УДК 621.382.2/3

Корольков В. И., Рахимов Н. Диоды, транзисторы и тиристоры на основе гетероструктур. Ташкент: Фан, 1986, 152 с.

В монографии рассмотрены принципы действия и перспективы применения широкозонных полупроводниковых материалов типа  $A^3B^5$  в силовых диодах, транзисторах и тиристорах. Изложены физические основы и конструктивные особенности транзисторов на основе гетеропереходов. Приведены результаты исследования диодов, транзисторов и тиристоров на базе нового принципа действия, основанного на электронно-фотонном переносе неравновесных носителей заряда.

Для студентов, аспирантов, инженерно-технических работников, преподавателей вузов.

Рис.—80, библи.—250 назв.

Рецензенты:

доктор технических наук *В. М. Андреев*,  
кандидат технических наук *Р. Х. Каримов*, *К. Сабиров*,  
кандидаты физ.-мат. наук *Ф. Гайбуллаев*, *М. Мамадалиев*



К  $\frac{2403000000-3167}{M355(04)-86}$  127--86

© Издательство «Фан» Узбекской ССР, 1986 г.

## ВВЕДЕНИЕ

Повышенное внимание в последнее десятилетие к изучению гетероструктур вызвано объективными причинами: дальнейшее развитие полупроводниковой электроники потребовало поиска принципиально новых путей решения задачи улучшения основных параметров полупроводниковых приборов (кпд, мощности, быстродействия и др.). Гетероструктуры наряду с традиционными способами управления свойствами прибора (типом проводимости, уровнем легирования и количеством  $p-n$ -переходов) открыли возможность управления внутри структуры важнейшей характеристикой полупроводника — шириной запрещенной зоны, а значит, и оптическими константами и тем самым направленно улучшать основные параметры и характеристики почти всех полупроводниковых приборов, в ряде случаев создавать и принципиально новые.

Огромный интерес к гетероструктурам и быстрое завоевание ими полупроводниковой электроники связаны с созданием и исследованием в 1967 г. в ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР под руководством академика Ж. И. Алферова гетеропереходов в системе GaAs — AlAs, близких по своим свойствам к идеальным.

В основе работы большинства полупроводниковых приборов лежит явление инжекции, поэтому создание полупроводниковых приборов на основе гетероструктур стало возможным после получения эффективно инжектирующих гетеропереходов в системе GaAs — AlAs [1, 6]. Именно гетероструктуры на основе GaAs — AlAs обусловили реализацию многих интересных предложений по использованию гетероструктур в различных приборах, дали толчок интенсивной разработке принципиально новых приборов, указали пути поиска и реализации новых идеальных гетеропереходов.

Создание гетеропереходов, близких по своим свойствам к идеальным, позволило приступить к исследованию специфических особенностей электрических и оптических явлений, обусловленных особенностями зонной энергетической диаграммы идеального гетероперехода, наметить пути использования гетероструктур в полупроводниковых приборах.

Таким образом, фундаментальные исследования гетеропереходов привели к рождению нового направления в полупроводниковой технике. Гетеропереходы широко используются в таких полупроводниковых приборах, как лазеры и светодиоды, преобразователи солнечной энергии и фотодетекторы, биполярные и полевые транзисторы, диоды и тиристоры. В книге в значительной мере отражены результаты исследований авторов, выполненных в ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР под руководством академика Ж. И. Алферова — инициатора работ по изучению гетероструктур, которому авторы выражают искреннюю благодарность.

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

В последние годы в физике и технике полупроводников возникло новое направление, связанное с изучением и использованием гетероструктур в полупроводниковой электронике.

В. И. Корольков и Н. Рахимов предприняли попытку в сжатом виде изложить основные физические процессы в идеальных гетероструктурах, которые лежат в основе работы полупроводниковых приборов с гетеропереходами.

Вопросы использования гетеропереходов в лазерах и светодиодах достаточно полно отражены в литературе [1—3], чего нельзя сказать относительно применения гетероструктур в самых массовых приборах современной электроники — диодах, транзисторах и тиристорах. Сведения об использовании гетероструктур в таких приборах разбросаны в многочисленных статьях. Имеющиеся же на русском языке монографии [4, 5] уже не отражают современного состояния дел. Поэтому публикация данной книги представляется весьма своевременной. Несмотря на небольшой объем авторами охвачен широкий круг вопросов — дано описание современных представлений о физических процессах, протекающих в гетероструктурах, а также существующих методов изготовления гетероструктур, и на примере диодов, биполярных и полевых транзисторов и тиристоров рассмотрены и проиллюстрированы новые возможности существенного улучшения параметров и характеристик этих приборов при использовании гетеропереходов.

Монография будет полезна для широкого круга читателей, занимающихся изучением полупроводников и разработкой полупроводниковых приборов, а также для студентов, специализирующихся в области физики полупроводников и полупроводниковой электроники.

Академик *Ж. И. Алферов*

## Глава I

### ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Гетеропереход — контакт двух различных по химическому составу полупроводников. Мы будем рассматривать только переходы, образующие монокристалл двух полупроводников с различными ширинами запрещенных зон. В зависимости от протяженности области изменения ширин запрещенных зон ( $E_g$ ) и электронных средств ( $\Theta$ ) контактирующих материалов различают резкие и плавные гетеропереходы. В плавных гетеропереходах  $E_g$  и  $\Theta$  являются непрерывными функциями координаты, нормальной к границе раздела. Электронное средство определяется как энергия, необходимая для перевода электрона со дна зоны проводимости на уровень вакуума. Считается, что электронное средство не зависит от уровня легирования полупроводника.

В зависимости от типа проводимости контактирующих материалов гетеропереходы бывают изотипными, когда по обе стороны гетерограницы находятся материалы одного типа проводимости, и анизотипными. Изотипный плавный гетеропереход, в котором пространственный заряд отсутствует, называется кристаллом переменной ширины запрещенной зоны (в отечественной литературе часто — варизонным полупроводником).

#### I.1. Зонные энергетические диаграммы гетеропереходов

Свойства гетеропереходов в значительной мере определяются зонной энергетической диаграммой. При этом все явления при различных воздействиях (электрическое поле, освещение) могут быть описаны с помощью этой диаграммы. Кроме того, в основе работы всех полупроводниковых приборов с гетероструктурами лежат характерные особенности зонной энергетической диаграммы идеального гетероперехода (гетероперехода без дефектов и поверхностных состояний на границе раздела), предложенной в [1, 2]. В соответствии с принятым делением гетероструктур на резкие и плавные рассмотрим два типа переходов.

**Резкие гетеропереходы.** Условимся все величины, относящиеся к узкозонному материалу, обозначать индексами 1, к широкозон-

ному — 2, тип проводимости узкозонного полупроводника — строчной буквой, широкозонного — заглавной.

В связи с разницей ширины запрещенных зон и электронных средств контактирующих материалов Андерсон ввел понятие разрывов зон на границе раздела (зоны проводимости —  $\Delta E_c$  и валентной зоны —  $\Delta E_v$ ). Величины разрывов зон

$$\Delta E_c = \theta_1 - \theta_2 = \Delta\theta, \quad (I.1)$$

$$\Delta E_v = (E_{g2} + \theta) - (E_{g1} + \theta_1) = \Delta E_g - \Delta E_c \quad (I.2)$$

являются константами для данной пары материалов и не зависят от типа проводимости и уровня легирования обоих материалов.

Модель Андерсона, в которой постулированы соотношения (I.1) — (I.2), получившие название правила электронного сродства, в настоящее время является общепринятой. Однако вот уже в течение

двадцати лет предпринимается попытки непосредственного расчета и экспериментального определения величин  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  [3—6]. Для определения основных параметров зонной энергетической диаграммы существует два подхода. В одном из них [3] величины  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  рассчитываются исходя из объемных свойств обоих материалов, в другом [4] — исходя из электронной структуры контактирующих материалов. В принципе оба метода позволяют рассчитать величины разрывов достаточно точно. Однако для проверки правильности расчетов необходимы надежные прямые методы измерения  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$ . Появившиеся новые методы исследования поверхности — фотоэмиссионная спектроскопия, оже-электронная спектроскопия, спектроскопия характеристических потерь электронов и другие поверхностно-чувствительные методики позволяют установить точную физическую картину границы раздела. Пока успешно используется модель Андерсона.

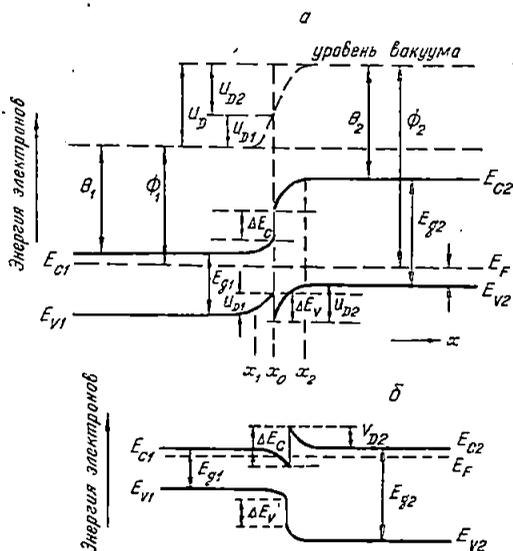


Рис. 1.1. Зонные энергетические диаграммы резких  $p-p$  (а) и  $p-N$  (б) гетеропереходов

исследования поверхности — фотоэмиссионная спектроскопия, оже-электронная спектроскопия, спектроскопия характеристических потерь электронов и другие поверхностно-чувствительные методики позволяют установить точную физическую картину границы раздела. Пока успешно используется модель Андерсона.

При контакте двух полупроводников с различными  $E_g$  (рис. 1.1) в состоянии равновесия уровень Ферми в обоих материалах становится одинаковым и между ними возникает контактная разность потенциалов —  $(qU_D)$ , обусловленная разницей в термодинамических работах выхода

$$qU_D = \Phi_1 - \Phi_2.$$

Уровень энергии в вакууме изображается кривой  $E_0 = q\varphi(x)$ , где  $\varphi(x)$  — электростатический потенциал. Пространственное распределение потенциала (ход краев зоны проводимости  $E_c$  и валентной  $E_v$ ) в каждом полупроводнике находится из решения уравнения Пуассона с учетом того, что электростатический потенциал в вакууме и электростатическая индукция непрерывны.

**Анизотипные гетеропереходы (p—N и n—P).** Из решения уравнения Пуассона для обеих частей гетероперехода в случае нулевого смещения легко получить выражение для величин изгибов зон в каждом материале (доли контактного потенциала, приходящиеся на каждый полупроводник):

$$\frac{U_{D1}}{U_{D2}} = \frac{N_{a2} \varepsilon_2}{N_{d1} \varepsilon_1},$$

где  $U_D = U_{D1} + U_{D2}$ ,  $N_{d1}$  и  $N_{a2}$  — концентрации доноров акцепторов в  $n$  и  $P$  материалах соответственно;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

Общая толщина области пространственного заряда (ОПЗ)  $W = W_1 + W_2$ , где  $W_1$  и  $W_2$  толщина ОПЗ в каждом материале пары:

$$W_1 = \left[ \frac{1}{2\pi q} \frac{N_{a2} \varepsilon_1 \varepsilon_2 U_D}{N_{d1} (\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2})} \right]^{1/2}, \quad (1.3)$$

$$W_2 = \left[ \frac{1}{2\pi q} \frac{N_{d1} \varepsilon_1 \varepsilon_2 U_D}{N_{a2} (\varepsilon_1 N_{d1} - \varepsilon_2 N_{a2})} \right]^{1/2}, \quad (1.4)$$

их отношение

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{N_{a2}}{N_{d1}}.$$

Барьерная емкость анизотипного гетероперехода при приложении отрицательного смещения определяется так:

$$C = \left[ \frac{q}{8\pi} \frac{N_{d1} N_{a2} \varepsilon_1 \varepsilon_2}{(\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2})} \frac{1}{(U_D - U)} \right]^{1/2}. \quad (1.5)$$

Для асимметричного гетероперехода, когда, например,  $N_{d1} \ll N_{a2}$

$$C = \left[ \frac{q}{8\pi} \frac{N_{d1} \varepsilon_1}{U_D - U} \right]^{1/2}. \quad (1.6)$$

Изотипные гетеропереходы ( $n-N$ ,  $p-P$ ). Ход зависимостей краев зон и связь между величинами  $U_{D1}$  и  $U_{D2}$  определяются из решения уравнения Пуассона: в узкозонном материале

$$\frac{dE_1}{dx} = -\frac{4\pi q}{\varepsilon_1} [n(x) - N_{d1}], \quad (I.7)$$

в широкозонном

$$\frac{dE_2}{dx} = \frac{4\pi q}{\varepsilon_2} N_{d2}. \quad (I.8)$$

Интегрируем эти уравнения по ОПЗ с учетом того, что поле на границах ОПЗ ( $x_1$  и  $x_2$ ) равно нулю, а на гетерогранице в точке  $x_0$   $\varepsilon_1 E_1(x_0) = \varepsilon_2 E_2(x_0)$ , находится связь между  $U_{D1}$  и  $U_{D2}$ :

$$U_{D2} = \frac{\varepsilon_1 N_{d1}}{\varepsilon_2 N_{d2}} \left\{ \frac{kT}{q} \left( \exp \frac{qU_{D1}}{kT} - 1 \right) - U_{D1} \right\}. \quad (I.9)$$

В случае  $\varepsilon_1 N_{d1} \approx \varepsilon_2 N_{d2}$  и  $qU_{D1} \gg kT$  с учетом того, что  $U_D = U_{D1} + U_{D2}$ , из (I.9) получим

$$U_D \approx \frac{kT}{q} \exp \frac{qU_{D1}}{kT}. \quad (I.10)$$

На рис. I.1, б приведена зонная энергетическая диаграмма резкого  $n-N$ -гетероперехода. В материале с меньшим электронным сродством всегда имеется обедненная область, а с большим сродством — отрицательный пространственный заряд подвижных носителей.

Из рассмотренной зонной энергетической диаграммы следует, что в изотипных гетеропереходах ( $n-N$ ,  $p-P$ ) даже при одинаковом уровне легирования обеих частей структуры благодаря наличию барьера высотой  $qU_D \approx \theta_1 - \theta_2 = \Delta E_c$  (для  $n-N$ ),  $qU_D \approx \Delta E_v$  (для  $p-P$ ) возможно заметное выпрямление. При этом в изотипных гетеропереходах в пропускном направлении проводимость осуществляется только основными носителями. Поэтому эффекта накопления неосновных носителей, связанного с конечным временем жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) при переключении диодов на основе изотипных структур из пропускного направления в заперное, не происходит.

Итак, для построения зонной энергетической диаграммы гетероперехода в отличие от гомо- $p-n$ -перехода необходимо знание дополнительного параметра — величины электронного сродства. Сведения об электронном сродстве в полупроводниках неполны и часто противоречивы. Поэтому зонная энергетическая диаграмма гетеропереходов обычно находится экспериментально.

Для определения основных параметров зонной диаграммы  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  необходимо точное знание величины контактного потенциала, которая находится из результатов исследования электрических свойств гетеропереходов: ток — напряжение и емкость — напряжение. Например, для невырожденных  $p$ — $N$ - и  $n$ — $P$ -гетеропереходов по известной величине  $U_D$  разность электронных средств и равную ей величину разрыва зоны проводимости  $\Delta E_c$  можно выразить:

$$\Delta E_c = \Theta_1 - \Theta_2 = E_{g2} - qU_D^{p-N} - (E_{f2} - E_{f1}) = U_D^{n-P} - E_{g1} + (E_{f1} - E_{f2}), \quad (I.11)$$

где  $U_D^{p-N}$  и  $U_D^{n-P}$  — контактные разности потенциалов (высоты барьеров) для  $p$ — $N$ - и  $n$ — $P$ -гетеропереходов соответственно;  $E_{f1}$  и  $E_{f2}$  — абсолютные значения расстояний уровня Ферми до края ближайшей зоны в обоих полупроводниках.

Доказательством правильности установленной зонной энергетической диаграммы является адекватность величин  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$ , определенных из изучения хотя бы двух различных типов гетеропереходов (например,  $p$ — $N$  и  $n$ — $P$ ). Эта методика широко используется для нахождения  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$ .

В настоящее время к числу наиболее изученных гетеропереходов на основе материалов типа  $A^3B^5$  и их твердых растворов относятся гетеропереходы в системах  $GaAs$ — $Al_xGa_{1-x}As$  и  $InGaAs$ — $InP$ . Зонная энергетическая диаграмма гетеропереходов  $GaAs$ — $Al_xGa_{1-x}As$  впервые была описана в работе [8]. В гетеропереходах  $GaAs$ — $Al_xGa_{1-x}As$   $\Delta E_c \approx \Delta E_g = E_{g_2}^{Al_xGa_{1-x}As} - E_{g_1}^{GaAs}$ , а  $\Delta E_v \approx 0$  (с точностью до  $(2-3) kT$  при комнатной температуре), т. е. для твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  ( $x < 0,4$ ) выполняется условие  $E_g(x) + \Theta(x) = \text{const}$ . Более точные данные относительно величин разрывов зон получены из анализа квантовых размерных эффектов, наблюдаемых в спектрах поглощения очень тонких  $Al_xGa_{1-x}As$ — $GaAs$ — $Al_xGa_{1-x}As$ -гетероструктур [7]: при  $x = 0,2$   $\Delta E_c \approx 0,88 \Delta E_g$ , а  $\Delta E_v \approx 0,120 \Delta E_g$ . По-видимому, это соотношение сохраняется для всего диапазона  $E_g$  твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  в области прямой зонной структуры [9]. Для гетеропереходов  $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ — $InP$  при  $\Delta E_g \approx 0,62$  эВ,  $\Delta E_c = 0,22$  эВ, а  $\Delta E_v = 0,41$  эВ [10].

**Плавные гетеропереходы.** Плавные гетероструктуры, исследование которых началось лишь после разработки технологии получения твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  с наперед заданным законом изменения ширины запрещенной зоны, находят все более широкое применение в полупроводниковой электронике. Учитывая важность такого рода структур, рассмотрим их несколько подробнее. Впервые зонная энергетическая диаграмма плавного гетероперехода (рис. 1.2, а) изучена на примере изотипного  $n$ — $N$ -перехода [11], так как в анизотипных переходах непрерывность  $E_g$  и  $\Theta$  в пределах ОПЗ не сказы-

вается существенно на свойствах гетероперехода. Из решения уравнения Пуассона с учетом подвижных носителей заряда авторами [11] найдены не только зависимость положения края зоны проводимости от закона изменения  $\Theta(x)$  с координатой, но и условия, необходимые для образования ОПЗ. Показано, что для образования ОПЗ необходимо, чтобы

$$\frac{d^2\Theta}{dz^2} \gg 1, \quad (I.12)$$

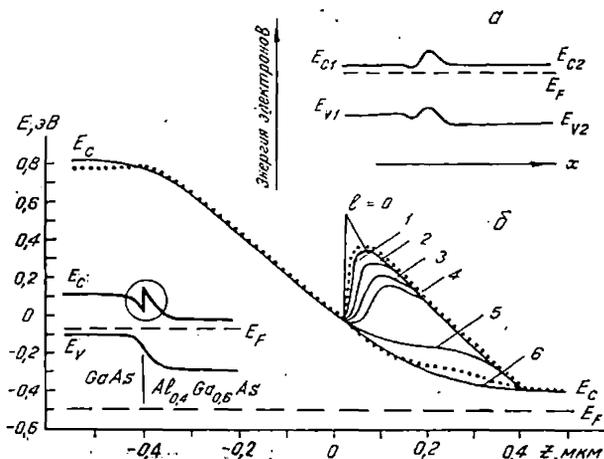


Рис. 1.2. Зонные энергетические диаграммы плавных  $n$ - $N$ - (а) и  $p$ - $N$ - (б) гетеропереходов:

1—100Å; 2—200; 3—300; 4—600; 5—1000; 6—1500Å

где  $\Theta = \frac{\Theta}{kT}$ ;  $z = \frac{x}{L_\Delta}$  — координата, нормальная к границе раздела, отнесенная к соответствующему радиусу дебаевского экранирования:  $L_\Delta = \left( \frac{kT\epsilon}{q^2 N_d} \right)^{1/2}$ . Это условие означает, что характерная длина, на которой изменяется средство, должна быть много меньше соответствующей дебаевской длины:

$$L_\Delta = \left( \frac{\Delta\Theta\epsilon}{q^2 N_d} \right)^{1/2}. \quad (I.13)$$

Это довольно жесткое условие, накладываемое на степень размытости гетерограницы и уровни легирования. Плавное изменение  $\Theta$  и  $E_g$  приводит к уменьшению высоты барьера по сравнению с резким гетеропереходом. Действительно, долгое время при изготовле-

нии  $n-N$ -гетеропереходов в системе AlGaAs методом жидкостной эпитаксии не удавалось получить структуры с выпрямлением. И только сравнительно недавно при использовании слабелегированных GaAs и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $N_d \approx 10^{14} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) методами жидкостной [12] и молекулярной эпитаксии при использовании как легированных, так и нелегированных структур [13] получены выпрямляющие  $n\text{GaAs}-N\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -гетеропереходы.

В рассмотренной модели плавного гетероперехода для построения зонной энергетической диаграммы необходимо численное решение видоизмененной записи уравнения Пуассона. Несколько иной подход к построению зонной энергетической диаграммы плавного

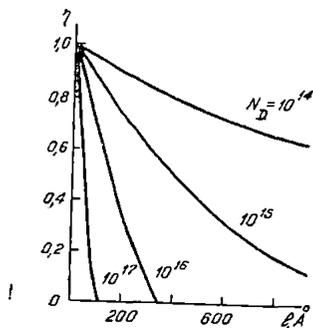


Рис. 1.3. Зависимость величины снижения барьера ( $\eta$ ) от уровня легирования и толщины переходной области

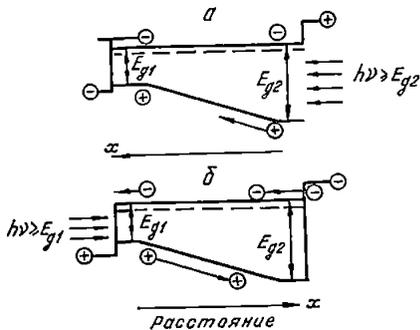


Рис. 1.4. Движение неосновных носителей тока в направлении тянущего поля (а) и против него (б)

гетероперехода на примере анизотипного  $p^+\text{GaAs}-N\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ -гетероперехода развит в работе [14]. Форма барьера в зоне проводимости является результатом суперпозиции двух потенциальных энергий различной природы. На плавное изменение краев зон, обусловленное электростатическим потенциалом гомо- $p-n$ -перехода на основе узкозонного материала с концентрацией  $n=N_d$ , накладывается величина  $\Delta E_c(x)$ , связанная с разницей в энергиях электронов на дне зоны проводимости широкозонного и узкозонного материалов. На рис. 1.2, б приведен расчетный по этой методике профиль зоны проводимости  $p-N$ -гетероперехода для различных значений толщин переходной области в широкозонной части (1—100 Å, 2—200, 3—300, 4—600, 5—1000, 6—1500 Å).

Влияние уровня легирования широкозонной части и толщины переходной области на величину снижения барьера в зоне проводимости проиллюстрировано на рис. 1.3. Здесь величина понижения барьера в плавной гетероструктуре характеризуется  $\eta$ , в резкой —  $\eta=1$ .

В случае, когда контакт двух полупроводников одного типа проводимости разделен широкой областью переменного состава (условие (1.12) не выполняется), обычно говорят о кристалле с координатно зависимой шириной запрещенной зоны. Контакт подобного рода возможен между полупроводниками, образующими твердые растворы. В кристаллах с переменной шириной запрещенной зоны в общем случае сродство к электрону, эффективные массы носителей и ряд других фундаментальных свойств полупроводника меняются с расстоянием.

Кристаллы с координатно зависимой шириной запрещенной зоны рассмотрены Кгоетер [15]. Еще в 1957 г. он развил теорию деформационного потенциала Бардина и Шокли и показал применимость его независимо от формы и природы изменений межатомного потенциала. Решение волнового уравнения, описывающего поведение электронов в таком кристалле, показало существование полей, получивших название «квазиэлектрических», действие которых различно от действия внешнего электрического поля, прикладываемого к кристаллу, или электрического поля контактной разности потенциалов в  $p$ - $n$ -переходах (рис. 1.4).

Кремером показано, что в кристаллах с координатно зависимой шириной запрещенной зоны локальная плотность состояний и распределение электронов по энергии в каждой точке кристалла могут быть описаны, как и в полупроводниках с резким краем ширины запрещенной зоны, а ширина запрещенной зоны и эффективная масса носителей в каждой точке — как и в гомогенном полупроводнике того же состава.

## 1.2. Особенности протекания тока в гетероструктурах при прямых смещениях

### 1.2.1. Односторонняя инжекция и эффект сверхинжекции

В общем случае благодаря наличию разрывов в зоне проводимости и валентной зоне потенциальные барьеры для электронов и дырок разные, а значит, и потоки носителей из узкозонного материала в широкозонный различны. Легко показать, что токи инжектированных электронов и дырок отличаются на множитель, пропорциональный

$$\exp\left(-\frac{\Delta E_c + \Delta E_v}{kT}\right).$$

Обычно наиболее четкую деформацию об одностороннем ха-

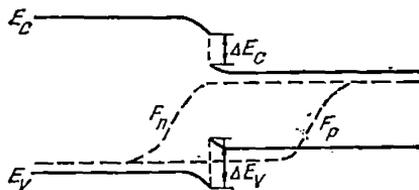


Рис. 1.5. Зонная энергетическая диаграмма идеального  $n$ - $P$ -гетероперехода при положительном смещении

рактуре инжекции в гетеропереходах дает изучение спектров инжекционной люминесценции [16, 26], когда в спектрах излучения наблюдается полоса, связанная с излучательной рекомбинацией в узкозонном материале пары. Спектры инжекционной люминесценции дают не только качественную картину зонной энергетической диаграммы гетероперехода, но и позволяют установить механизмы протекания тока и выявить их специфические особенности [17, 37].

О преимущественном характере инжекции можно судить и по данным температурного хода прямой ветви вольт-амперной характеристики при установленном механизме протекания тока. Так, если прямая ветвь описывается моделью Шокли — Нойса — Саа, то по значению энергии активации в предэкспоненциальном множителе

$I_0 \sim e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$  можно судить о том, в каком материале пары происходит преимущественная рекомбинация инжектированных носителей.

С наличием разрывов на границе гетеропереходов связана одна из наиболее интересных особенностей инжекции в гетеропереходах, заключающаяся в том, что при некотором значении приложенного напряжения в пропускном направлении плотность инжектированных в узкозонный материал носителей превышает плотность равновесных носителей в широкозонном эмиттере — эффект сверхинжекции. Впервые на эту особенность инжекции указано авторами [18], которые в предположении постоянства квазиуровня Ферми для неравновесных носителей показали, что максимально достижимое отношение концентрации инжектированных носителей  $p_n(n_p)$  к равновесной концентрации в широкозонном эмиттере  $N_a(N_d)$  равно

$$\frac{p_n}{N_a} = e^{\frac{\Delta E_v}{kT}} < \frac{L}{l_d} \quad \text{для } n - P\text{-гетеропереходов;} \quad (I.14)$$

$$\frac{n_p}{N_d} = e^{\frac{\Delta E_c}{kT}} < \frac{L}{l_d} \quad \text{для } p - N\text{-гетеропереходов,} \quad (I.15)$$

где  $N$  — равновесная концентрация в широкозонном материале;

$$l_d = \left( \frac{q^2 N}{\varepsilon k T} \right)^{-1/2} \quad (I.16)$$

соответствующий радиус дебаевского экранирования;  $L$  — диффузионная длина.

Впервые экспериментальное наблюдение эффекта сверхинжекции описано в [19] на гетеропереходах  $p\text{GaAs} - N\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , которые были получены эпитаксиальным наращиванием слоев  $N\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с концентрацией  $N_d = 5 \cdot 10^{14} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$  на подложках  $p\text{GaAs}$  с  $p = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Условия получения исключали возмож-

ность образования как плавного гетероперехода, так и ложного  $p$ — $n$ -перехода в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , что подтвердилось данными микро-рентгеноспектрального анализа и исследованием тока, индуцированного электронным зондом.

Концентрация алюминия в твердых растворах  $N$ — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  варьировалась от 0,1 до 0,3, т. е. при этих значениях  $x$  твердые растворы имели зонную структуру, аналогичную GaAs, что позволяло не учитывать барьер эффективных масс. Для экспериментального наблюдения эффекта сверхинжекции необходимо знать концентрацию инжектированных носителей в узкозонный материал. Прямые методы определения концентрации инжектированных носителей, развитые для материалов с большими диффузионными длинами неосновных носителей [20], в связи с малыми длинами диффузии в GaAs ( $L \approx 1$  мкм) не применимы. Поэтому оценка концентрации инжектированных носителей проводилась по наблюдению стимулированного излучения, свидетельствующего о том, что концентрация инжектированных носителей (электронов) сравнима с плотностью состояний в зоне проводимости GaAs. Стимулированное излучение отмечалось для всех гетеропереходов этого типа, даже при концентрации в широкозонной части  $N_d \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Стимулированное излучение при наличии слаболегированного эмиттера  $N_d \ll N_a$  является доказательством эффекта сверхинжекции и позволяет оценить концентрацию инжектированных носителей. По данным [34], она составляла  $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что существенно превышает равновесную концентрацию электронов в эмиттере.

Поскольку работа большинства полупроводниковых приборов основана на явлении инжекции, односторонний характер инжекции и эффект сверхинжекции позволяют существенно улучшить их параметры за счет свободы выбора уровней легирования узко- и широкозонной частей структуры.

### 1.2.2. Электронное ограничение

С наличием разрывов зон на гетерогранице связана еще одна важная особенность рекомбинационных процессов в гетеропереходах — эффект электронного ограничения, который заключается в локализации НЗ в узкозонной части гетероструктуры, расположенной между двумя широкозонными материалами.

Рассмотрим на примере гетеропереходов в системе GaAs—AlGaAs структуру, получившую название двойной гетероструктуры. Зонная энергетическая диаграмма двойной гетероструктуры с толщиной активной области  $d$ , меньшей диффузионной длины электронов, показана на рис. 1.6. Наличие барьера высотой  $\Delta E_c \gg kT$  на изотипном  $p$ — $P$ -гетеропереходе препятствует сквозной диффузии инжектированных электронов в широкозонный материал. Таким образом, в отличие от обычных  $p$ — $n$ -переходов, где распределение инжекти-

рованных носителей по координате пропорционально  $\exp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$ , в двойной гетероструктуре за счет отражения от гетерограницы при  $d < L_n$  носители в средней области распределены равномерно. Прямой ток в этом случае определяется рекомбинационными свойствами узкозонной части:

$$I = \frac{q \Delta n d}{\tau_{\text{эфф}}}, \quad (I.17)$$

где  $\Delta n$  — концентрация НЗ;  $\tau_{\text{эфф}}$  — эффективное время жизни НЗ.

Отсюда видно, что в двойной гетероструктуре концентрация НЗ при одной и той же плотности тока в  $L_n/d$  раз превышает концентрацию НЗ в аналогичной структуре, средняя область которой значительно больше  $L_n$ . Возможность увеличения концентрации в активной области двойной гетероструктуры благодаря эффекту электронного ограничения играет важную роль в работе многих приборов с гетеропереходами и прежде всего полупроводниковых источников спонтанного и когерентного излучения [64].

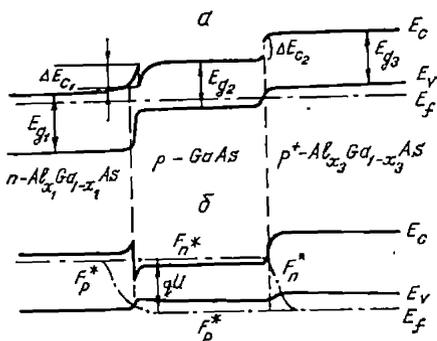


Рис. I.6. Энергетические диаграммы двойной гетероструктуры ( $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) — ( $p\text{-GaAs}$ ) — ( $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) в условиях равновесия (а) и при прямом смещении (б)

никовых источников спонтанного и когерентного излучения [64].

### I.2.3. Влияние туннельного эффекта на вольт-амперную характеристику

В гетеропереходах возможны туннельные переходы носителей внутри зоны через потенциальный барьер в широкозонном материале. Впервые на это указал Anderson [1, 2], выявивший, что данный эффект может понижать величину эффективного потенциального барьера. Им проведен расчет туннелирования в  $n\text{-}N$  и  $n\text{-}P$ -гетеропереходах для случая линейной формы барьера. Вероятность туннельного проникновения для электронов с энергией, меньшей высоты барьера на величину  $\Delta$ , записывается

$$T(\Delta) = \exp\left(-\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2m^*q}{\hbar^2}} \frac{\Delta^{3/2}}{E}\right), \quad (I.18)$$

где  $m^*$  — эффективная масса;  $E$  — напряженность электрического поля.

Туннельный ток получается интегрированием числа электронов с энергией  $V_{D1} - \Delta$  на вероятность туннелирования  $T(\Delta)$  по величине  $\Delta$  от 0 до  $V_{D1}$ . Увеличение тока за счет туннелирования можно представить как понижение барьера на величину  $\Delta\phi$ , которое обеспечило бы такое же возрастание тока.

Более простое, но менее точное объяснение туннельного эффекта дано в работе [21], где введен параметр  $\chi_c$  — критическая толщина барьера: при меньшей величине барьер полностью прозрачен, при большей — полностью не прозрачен. Тогда  $\Delta\phi = E_0\chi_c$ . Значение  $\chi_c$  берется из эксперимента. В рассмотренных работах туннельный ток приводит лишь к относительно небольшим изменениям высоты барьера и не играет определяющей роли. Однако при достаточной узости барьера носители преодолевают его главным образом за счет туннельного эффекта, и тепловой заброс уже не имеет существенного значения. В этом случае вид зависимости тока от напряжения определяется исключительно изменением коэффициента прозрачности барьера с приложенным напряжением.

Более строгий расчет туннелирования внутри зоны на примере гетеропереходов  $p\text{GaAs} - N\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  проведен в работе [22] с учетом возможности туннелирования через барьер в зоне проводимости электронов при напряжениях, когда дно зоны проводимости  $N\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  находится ниже дна зоны проводимости  $p\text{GaAs}$ . Расчет дает также экспоненциальную зависимость тока от напряжения:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qU}{E'_0}\right). \quad (I.19)$$

При этом характер зависимости  $E'_0$  от температуры определяется приложенным напряжением. Так, при  $U > U_{\text{гп}} \approx \frac{1}{E_{g1}^{\text{GaAs}}}$  зависимость от температуры определяется выражением

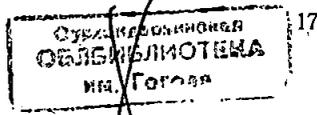
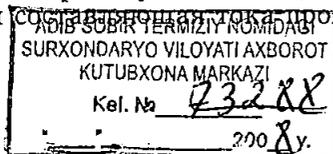
$$E'_0 = E_0 \text{cth} \frac{E_0}{kT}, \quad (I.20)$$

где

$$E_0 = q\hbar \left( \frac{\pi N_{d2}}{\epsilon_2 m_2^*} \right);$$

$N_{d2}$ ,  $\epsilon_2$ ,  $m_2^*$  — концентрация доноров, диэлектрическая проницаемость и эффективная масса носителей в твердых растворах  $N\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

При  $E_0 > kT E'_0$  не зависит от температуры и определяется только  $N_{d2}$ . Авторами установлено, что при комнатной температуре туннельная составляющая тока появляется при  $N_{d2} \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а уже



при  $N_{d_2} \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  барьер в зоне проводимости становится полностью прозрачным для электронной составляющей тока.

Из проведенного анализа туннельного тока ясно, что в гетеропереходах благодаря эффекту внутризонного туннелирования характер зависимости тока от напряжения, даже когда уровень легирования обеих частей структуры исключает межзонное туннелирование и туннелирование на примесные состояния вблизи границы

раздела отсутствует, имеет вид  $I \sim e^{\frac{qU}{\varepsilon_0}}$ , где  $\varepsilon_0$  — не зависит от температуры. Этот эффект может привести к занижению величины контактного потенциала, определенной из экспериментально найденного токового напряжения отсечки, а, следовательно, неверному определению параметров зонной энергетической диаграммы, и, кроме того, обусловить снижение эффективности инжекции, поэтому его необходимо учитывать при разработке инжекционных приборов с гетеропереходами.

#### 1.2.4. Движение ННЗ в кристаллах переменной ширины запрещенной зоны

В кристаллах с координатно зависимой шириной запрещенной зоны наблюдается ряд новых особенностей движения ННЗ. Так, в однородно легированном кристалле  $n$ -типа при инжекции (или освещении) со стороны широкозонной части и приложении электрического поля параллельно градиенту ширины запрещенной зоны (рис. 1.4, а) движение электронов и дырок описывается следующими уравнениями [23, 24]:

$$\left. \begin{aligned} j_n &= qn\mu_n E_n + qD_n \frac{dn}{dx}; \\ j_p &= qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} + p\mu_p \frac{dE_V}{dx}; \\ j &= j_n + j_p. \end{aligned} \right\} \quad (I.21)$$

Уравнение непрерывности для стационарного случая

$$\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} = -U, \quad (I.22)$$

где  $U$  — скорость объемной рекомбинации.

Для решения системы уравнений (I.21) — (I.22) необходимо конкретизировать закон изменения ширины запрещенной зоны и механизм рекомбинации. Для простоты считаем, что эффективная масса носителей на протяжении всего кристалла одинакова, т. е. барьер эффективных масс отсутствует, а ширина запрещенной зоны линейно изменяется с расстоянием. Можно показать, что в любой точке кристалла скорость рекомбинации не зависит от ширины запрещенной зоны, и с учетом обычных допущений статистики Шокли—Рида

$p \gg p_0$ ,  $U = \frac{p}{\tau}$ . Уравнение, описывающее концентрацию дырок как функцию положения в стационарном состоянии, получается комбинированием формул (I.21) — (I.22):

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{1}{kT} \left( qE + \frac{dE_V}{dx} \right) \frac{dp}{dx} - \frac{p}{\tau_p D_p} = 0 \quad (I.23)$$

с граничными условиями  $p = p_0|_{x=0}$  и  $p = 0|_{x=\infty}$ . Решение этого уравнения можно записать в виде

$$p = p_0 e^{-\frac{x}{L_{эфф}}};$$

$$\frac{1}{L_{эфф}} = -\frac{1}{2kT} \left( qE + \frac{dE_V}{dx} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\left( qE + \frac{dE_V}{dx} \right)^2}{k^2 T^2} + \frac{4}{L_p^2}}. \quad (I.24)$$

В том случае, если направления внешнего электрического поля и поля градиента ширины запрещенной зоны не совпадают (рис. I.4, б), эффективная диффузионная длина записывается

$$\frac{1}{L_{эфф}} = \frac{1}{kT} \left( \frac{dE_V}{dx} - qE \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\left( \frac{dE_V}{dx} - qE \right)^2}{k^2 T^2} + \frac{4}{L_p^2}}. \quad (I.25)$$

Как видно из выражения (I.24), в случае движения неосновных носителей в тянущем поле градиента ширины запрещенной зоны диффузионная длина увеличивается, причем пропорционально градиенту ширины запрещенной зоны и квадрату диффузионной длины в гомогенном материале той же концентрации. На рис. I.7 изображена расчетная зависимость эффективной диффузионной длины от градиента ширины запрещенной зоны в системе GaAs—AlAs.

Особенности движения ННЗ в плавной гетероструктуре наиболее просто и наглядно можно выявить с помощью исследования характера спектров комбинационного излучения [24, 25]. Это позволяет определить не только характер взаимодействия носителей и структуру материала, но и глубину проникновения ННЗ.

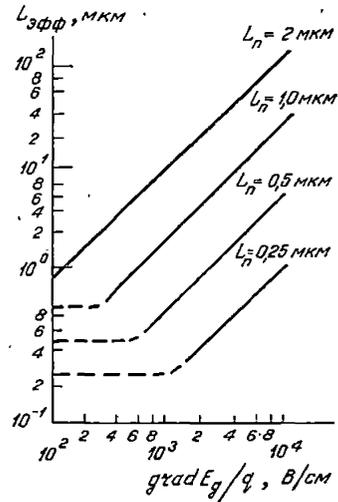


Рис. I.7. Зависимость эффективной диффузионной длины от градиента ширины запрещенной зоны

В заключение отметим, что внутреннее электрическое поле, обусловленное градиентом примесей, известно давно и широко используется в полупроводниковой электронике. Однако величина его невелика ( $\Delta E_f$  не может превышать половину ширины запрещенной зоны). Кроме того, в случае использования таких материалов в полупроводниковых приборах при улучшении одного параметра ухудшаются другие и, в первую очередь, температурная стабильность. В плавных гетероструктурах или кристаллах с координатно зависимой шириной запрещенной зоны открылась возможность управлять движением ННЗ без изменения уровня легирования.

### 1.3. Гетеропереходы при отрицательных смещениях

#### 1.3.1. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики

Для многих приборов на основе гетероструктур, работающих при обратных смещениях, важное значение имеет механизм протекания тока в запиорном направлении. В общем случае ввиду наличия разрывов в зоне проводимости и валентной зоне механизмы протекания тока в обратном направлении, как и в пропускном, обладают рядом специфических особенностей.

Рассмотрим случай сравнительно слабого легирования обеих частей гетероперехода, когда отсутствует классическое туннелирование зона — зона. Тогда ток обратно смещенных гетеропереходов определяется тепловой генерацией неосновных носителей и их прохождением через потенциальный барьер. Поэтому особенности формы потенциального барьера на гетерогранице будут проявляться и в электрических свойствах при подаче отрицательного смещения. При рассмотрении зонных энергетических диаграмм идеальных анизотипных гетеропереходов выявляется, что в обратном смещенных гетеропереходах наряду с известными механизмами протекания тока (генерация неосновных носителей в объеме материала — модель Шокли [35]; генерация неосновных носителей в слое объемного заряда — модель Шокли — Нойса — Саа [36]) возможен механизм, обусловленный внутризонным туннелированием неосновных носителей [38].

Доминирующая роль того или иного механизма протекания будет определяться временем жизни неосновных носителей, уровнем легирования и параметрами зонной энергетической диаграммы (величинами  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$ ). В случае  $\Delta E_v=0$  для  $n-P$  или  $\Delta E_c=0$  для  $p-N$ -гетеропереходов обратная ветвь ВАХ ничем не отличается от ВАХ гомо —  $p-n$ -перехода в узкозонном материале при тех же уровнях легирования. Действительно, в гетеропереходах  $nGaAs-pAl_xGa_{1-x}As$  при  $N_d < N_a$  обратный ток определяется тепловой генерацией неосновных носителей в ОПЗ узкозонного материала [8], т. е. описывается моделью Шокли — Нойса — Саа.

В случае, когда разрывы зон не равны нулю, т. е. в зоне проводимости или валентной зоне имеются потенциальные барьеры, препятствующие прохождению неосновных носителей, зависимость тока от обратного напряжения носит более сложный характер. Подробное исследование температурных зависимостей обратных ВАХ для этого случая проведено в работе [38].

На примере гетеропереходов  $p\text{-GaAs}-N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  показано, что начальный участок обратной ветви ВАХ при  $N_a > N_d$  обусловлен тепловой генерацией носителей в области простраивенного заряда широкозонного материала, хотя скорость тепловой генерации в узкозонной части выше, но наличие барьера высотой  $\Delta E_c$  в зоне проводимости препятствует прохождению носителей, генерируемых в узкозонной части. По мере роста обратного смещения несмотря на то что толщина ОПЗ в широкозонном материале увеличивается, прозрачность барьера высотой  $\Delta E_c$  растет, и в обратной ветви ВАХ наблюдается более резкая зависимость. Используя выражение для вероятности туннелирования через барьер высотой  $\Delta E_c$

$$T \sim \exp\left(-\frac{2(2m^*)^{1/2}}{3q\hbar} \frac{\Delta E_c^{3/2}}{E}\right) \quad (1.26)$$

и значение напряженности поля на границе гетероперехода  $E$ , выраженное через толщину слоя объемного заряда,

$$E = \frac{4\pi q\omega_0}{\epsilon_1} \frac{(U_D - U)^{1/2}}{U_D^{1/2}} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d}, \quad (1.27)$$

легко показать, что туннельный ток без учета предэкспоненциальных множителей пропорционален

$$I \sim \exp\left(-\frac{\alpha U_c^{3/2}}{(U_D - U)^{1/2}}\right), \quad (1.28)$$

где

$$\alpha = \frac{\sqrt{2}\epsilon_1 (m_1^*)^{1/2} (N_a + N_d)}{6\pi \hbar q^{1/2} \omega_1 N_a N_d}, \quad (1.29)$$

$$U_c = \Delta E_c/q, \quad \omega_1 = \omega_0/\sqrt{U_D};$$

$\omega_0$  — толщина слоя объемного заряда гетероперехода при нулевом смещении;  $U_D$  — контактный потенциал;  $m^*$  — эффективная масса туннелирования.

Из выражения (1.28) видно, что для туннельного механизма протекания тока при туннелировании неосновных носителей через барьер зоны проводимости характерна экспоненциальная зависимость тока от величины  $(U_D - U)^{-1/2}$ . При дальнейшем росте обратного смещения барьер в зону проводимости становится прозрачным, и обратный ток уже определяется тепловой генерацией неосновных но-

сителей в узкозонном материале. Напряжение, при котором это происходит, зависит от уровня легирования широкозонного материала. Таким образом, при наличии разрывов зон на гетерогранице и концентрации в широкозонной части  $N < 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  обратный ток в определенном интервале приложенных напряжений меньше тока в  $p-n$ -переходе на основе узкозонного материала на фактор  $e^{\frac{\Delta E_c}{kT}}$

(или  $e^{\frac{\Delta E_v}{kT}}$ ). Этот эффект используется для разработки высокотемпературных диодов с малым обратным током [39].

В гетеропереходах на основе узкозонных материалов по сравнению с гомопереходами на основе узкозонного материала открывается возможность снижения обратного тока. Действительно, в материалах с малой шириной запрещенной зоны ввиду большой скорости тепловой генерации неосновных носителей при любых уровнях легирования  $p$ - и  $n$ -областей практически невозможно получить малый обратный ток. Так, ток обратно смещенного  $p-n$ -перехода при  $U > 3 \text{ kT}$  без учета поверхностных утечек выражается [35]:

$$I = q \left( \frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) = q \left( \frac{L_p p_n}{\tau_p} + \frac{L_n n_p}{\tau_n} \right). \quad (I.30)$$

Видно, что для уменьшения обратного тока необходимо увеличение уровня легирования  $p_n = \frac{n_i^2}{n_n}$  и  $n_p = \frac{n_i^2}{p_p}$  для того, чтобы снизить концентрации неосновных носителей. Обычно наибольший вклад в обратный ток из-за большей диффузионной длины электронов дает  $p$ -область. Но увеличение уровня легирования гомо- $p-n$ -перехода не приводит к желаемому снижению обратного тока ввиду вклада туннельной составляющей тока, так как вероятность туннелирования

$$T \sim \exp [-(m^* E_g)^{1/2} w] \quad (I.31)$$

растет с уменьшением ширины запрещенной зоны и эффективной массы, увеличением уровня легирования. Снижение величины обратного тока, а это особенно важно для приемников излучения, возможно при использовании гетероперехода — контакта узкозонного материала с более широкозонным.

При рассмотрении такого одиночного гетероперехода со слабо легированной широкозонной частью (для предотвращения туннелирования) видно, что, изменяя уровень легирования узкозонной области, можно в широких пределах варьировать величину обратного тока и снизить его на 2...3 порядка. Разумеется, все это справедливо, если граница раздела не вносит дополнительных туннельно-генерационных центров.

### 1.3.2. Особенности ударной ионизации в гетероструктурах

Пробой анизотипного резкого перехода имеет ряд особенностей, обусловленных различием как диэлектрических проницаемостей материалов по обе стороны от гетерограницы, так и пороговой энергии ионизации вдоль области пространственного заряда. Все это может привести к сильной зависимости коэффициентов ионизации электронов и дырок от координаты. Одна из наиболее интересных особенностей ударной ионизации гетероструктур связана с наличием разрывов на границе раздела. Если параметры зонной энергетической диаграммы таковы, что величина разрыва в одной из зон, например  $\Delta E_c$ , больше, чем пороговая энергия ионизации в узкозонном материале, то уже при нулевом смещении электроны, поступившие из широкозонного материала, обладают энергией, достаточной для рождения электронно-дырочной пары [40]. Это обстоятельство дает возможность существенно снизить напряжение, необходимое для начала лавинного умножения по сравнению с гомо- $p-n$ -переходом в широкозонном материале. Для того чтобы электроны могли использовать энергию скачка, необходима достаточно резкая гетерограница, т. е. переходная область должна быть меньше длины пробега горячих носителей (в большинстве полупроводниковых материалов типа  $A^3B^5$  составляет порядка 100 Å). Современный уровень развития технологии изготовления гетероструктур позволяет получать резкие гетеропереходы, удовлетворяющие этому условию.

Квантовомеханический расчет ударной ионизации в полупроводниковых гетероструктурах проведен в работе [41], где показано, что наряду с рассмотренной выше особенностью (носитель проходит гетерограницу и попадает в узкозонный материал) существует и возможность ударной ионизации на самой гетерогранице. Блоховские волны, описывающие поведение электронов в кристалле, на гетерогранице частично отражаются. Это приводит к тому, что закон сохранения для нормальной составляющей волнового вектора электрона не выполняется, в результате существенно снижается пороговая энергия ионизации и происходит умножение носителей на гетерогранице. Авторами получено выражение для вероятности ударной ионизации на границе раздела двух полупроводников и показано, что вероятность ионизации возрастает с увеличением нормальной составляющей волнового вектора электрона, с уменьшением ширины запрещенной зоны узкозонного материала и повышением разницы ширины запрещенных зон контактирующих материалов. Следует отметить, что параметры всех приборов, работающих в режиме ударной ионизации, сильно зависят от отношения коэффициентов ударной ионизации дырок электронов ( $\beta/\alpha$ ) [63].

Недавно предложен один из наиболее кардинальных способов управления величиной отношения  $\beta/\alpha$ , основанный на использовании скачков потенциала на резкой гетерогранице в многослойной

гетероструктуре, когда существует заметная разница между  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$ . Метод молекулярной эпитаксии позволяет получать не только резкие одиночные гетеропереходы, но и многослойные гетероструктуры с заданными толщинами слоев, составом и уровнем легирования, которые находят все большее применение в электронике. Так, в работе [42] описан  $p-i-n$ -фотодиод со сверхрешеткой на основе гетеропереходов GaAs—Al<sub>0,45</sub>Ga<sub>0,55</sub>As, в котором нелегированная  $i$ -область имеет концентрацию  $10^{14} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и состоит из пятидеся-

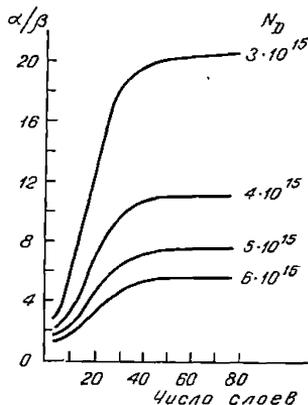
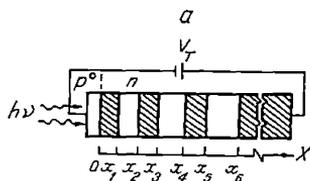


Рис. 1.8. Схематическое изображение многослойной гетероструктуры со скачками потенциала  $\Delta E_c > \Delta E_v$  на гетерограницах

Рис. 1.9. Зависимость отношения  $\alpha/\beta$  от числа слоев в многослойной гетероструктуре GaAs—AlAs при различных уровнях легирования

ти чередующихся слоев Al<sub>0,45</sub>Ga<sub>0,55</sub>As ( $d_1=550 \text{ \AA}$ ) и GaAs ( $d_2=450 \text{ \AA}$ ). Схематическое изображение такой структуры дано на рис. 1.8. При приложении отрицательного смещения, когда в  $i$ -области достигаются поля  $E > 10^5 \text{ В/см}$ , горячие электроны, выходящие из слоя Al<sub>0,45</sub>Ga<sub>0,55</sub>As и попадающие в слой GaAs, приобретают дополнительную энергию  $\Delta E_c$  и могут сразу ионизовать. Это приводит к увеличению  $\alpha$  по сравнению с  $\beta$  (разрыв  $\Delta E_v$  в этой системе мал,  $\Delta E_c \gg \Delta E_v$ ). Кроме того, длина пробега электронов в такой сверхрешетке гораздо меньше длины пробега электронов, что также вызывает уменьшение коэффициента ионизации дырок. Оценки показывают, что отношение  $\alpha/\beta$  может возрастать в 10...20 раз в зависимости от числа слоев, структуры и концентрации в активной области (рис. 1.9). Такая структура недавно реализована и описана в работе [43].

Идея использования многослойных гетероструктур для управления отношением  $\beta/\alpha$  развита авторами [46]. Предложены многослойные структуры, в которых перенос носителей заряда осуществляется параллельно, а не перпендикулярно плоскости изотипных гетеропереходов. При этом процессы ударной ионизации электронами и дырками пространственно разделены благодаря действию скачков потенциала, а выбор материалов позволяет управлять отношением  $\beta/\alpha$  в широких пределах. Можно утверждать, что в ближайшее время подобного рода гетероструктуры сыграют важную роль в создании малошумящих лавинных фотодиодов, а также найдут применение в разработке лавинно-пролетных диодов на основе GaAs.

В плавной гетероструктуре, изображенной на рис. 1.10, при обратных смещениях благодаря наличию электрического поля градиента ширины запрещенной зоны силы, действующие на электроны и дырки, неодинаковы. При определенных отрицательных смещениях начинается процесс ударной ионизации. А поскольку коэффициенты ударной ионизации экспоненциально зависят от электрического поля, то, несмотря на небольшую разницу в величине электрического поля, действующего на электроны и дырки, отношение  $\alpha/\beta$  по сравнению с однородным материалом заметно увеличивается [44—45].

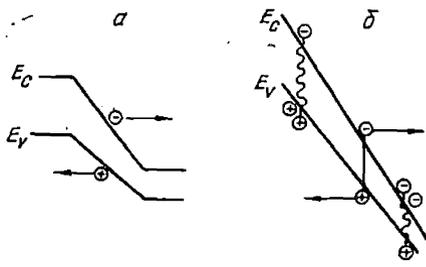


Рис. 1.10. Зонная энергетическая диаграмма (а) и схематическое изображение ударной ионизации в плавной гетероструктуре (б)

## 1.4. Фотоэлектрические свойства гетероструктур

### 1.4.1. Резкие гетеропереходы

Появление фототока в резких гетероструктурах, как и в гомо- $p-n$ -переходах, обусловлено пространственным разделением созданных светом электронно-дырочных пар контактным полем перехода, т. е. связано с прохождением неравновесных носителей заряда через границу раздела. Фототок в гетероструктурах определяется формой и толщиной потенциального барьера, а также состоянием границы раздела. Поэтому исследование фотоэлектрических свойств гетеропереходов имеет важное значение при построении и изучении особенностей их зонной энергетической диаграммы.

**Идеальная модель с нулевым разрывом в одной из зон.** Зонные энергетические диаграммы идеального гетероперехода с нулевым разрывом в валентной зоне и  $\Delta E_c > 0$  показаны на рис. 1.11, а, б.

Поскольку гетеропереходы в системе GaAs—AlAs описываются идеальной моделью с  $\Delta E_V \approx 0$ , то рассмотрение фотоэлектрических свойств гетеропереходов проведем на примере  $n\text{GaAs}-p\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Фототок, возникающий при освещении гетероперехода (рис. I.11) через широкозонное окно монохроматическим светом с энергией  $h\nu < E_{g2}$ , является суммой двух слагаемых — фототока, обусловленного генерацией носителей в области объемного заряда, и тока, обусловленного поглощением вне слоя объемного заряда.

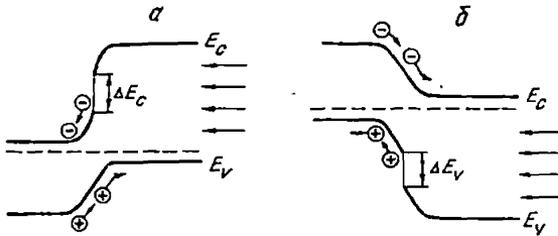


Рис. I.11. Зонные энергетические диаграммы  $n-p$  (а) и  $p-n$  (б) гетеропереходов с нулевым разрывом в одной из зон

Скорость генерации неосновных носителей в узкозонном материале (поглощением в широкозонной части пренебрегаем)

$$g = a_1 k_1 \Phi \exp(-k_1 x); \quad (I.32)$$

$a_1$  — квантовый выход;  $\Phi$  — падающий световой поток;  $k_1$  — коэффициент поглощения в узкозонном материале.

Фототок, обусловленный генерацией в области объемного заряда с учетом изменения поглощения в слое объемного заряда (эффект Франца — Келдыша), рассчитывается так:

$$I_p^w = - \int_0^w q a_1 k_1 \Phi \exp(-k_1 x) dx = q a_1 \Phi \left[ 1 - \exp\left(-\int_0^w k_1(x) dx\right) \right]. \quad (I.33)$$

Распределение неравновесных носителей вне слоя объемного заряда описывается обычным диффузионным уравнением:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \frac{p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0 \quad (I.34)$$

с граничными условиями

$$p = 0 \big|_{x=w} \text{ и } p = 0 \big|_{x=\infty},$$

а фототок

$$I_p = -q D_p \frac{\partial p}{\partial x} \bigg|_{x=w} = \frac{q a_1 k_1 L_p}{1 + k_1 L_p} \Phi \exp\left[-\int_0^w k_1(x) dx\right]. \quad (I.35)$$

## Суммарный фототок

$$I_{\Phi} = I_p^W + I_p = qa_1 \Phi \left[ 1 - \exp \left( - \int_0^w k_1(x) dx \right) + \frac{k_1 L_p}{1 + k_1 L_p} \exp \left( - \int_0^w k_1(x) dx \right) \right] = qa_1 \Phi \left[ 1 - \frac{\exp \left( - \int_0^w k_1(x) dx \right)}{1 + k_1 L_p} \right]. \quad (I.36)$$

Это выражение отличается от выражения для фототока в гомо —  $p-n$ -переходах отсутствием членов, содержащих рекомбинационные потери в  $p$ -области и скорость поверхностной рекомбинации на освещаемой поверхности. Вблизи длинноволновой границы чувствительности  $k_1 L_p \ll 1$  и  $\int_0^w k_1(x) dx < 1$ . Тогда

$$I_{\Phi}(U) \sim \left( \int_0^w k_1(x) dx + k_1 L_p \right),$$

и изменение фототока с напряжением в основном будет определяться изменением поглощения в слое объемного заряда, что весьма удобно для исследования эффекта Франца — Келдыша [30].

Из формулы (I.36) видно, что в случае  $N_d \ll N_a$  выражение для фототока аналогично таковому для фототока в  $p-i-n$ -диодах [47]

$$I_{\Phi} = qa_1 \Phi \left[ 1 - \frac{1}{1 + k_1 L_p} e^{-k_1 w} \right] \quad (I.37)$$

и для получения максимального фототока необходимо, чтобы  $k_1 w \gg 1$  и  $k_1 L_p \gg 1$ , т. е. в качестве узкозонного материала желательно использовать слабелегированные материалы с большими длинами неосновных носителей. Это обусловит увеличение толщины слоя объемного заряда, а значит, и времени пролета неосновных носителей, которое при определенных уровнях легирования может стать сравнимым с временем жизни неосновных носителей — наиболее чувствительной к различного рода дефектам и несовершенствам границы раздела характеристикой материала. Поэтому, например, исследования гетеропереходов  $nGaAs-pAl_xGa_{1-x}As$  (с различным содержанием алюминия) на основе слабелегированного GaAs по экспериментально найденному значению  $Q$  позволяют в наиболее чистом виде оценить влияние границы раздела гетероструктуры [48].

На рис. I.12 показана зависимость квантовой эффективности от энергии падающего света для образцов, отличающихся уровнем легирования узкозонного материала ( $a-n=10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $b-n=10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $v-n=10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) и различным составом широкозонной части. Сплошной линией показаны расчетные значения  $Q$  в предположе-

нии, что коэффициент разделения неосновных носителей не зависит от состава  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (значения  $x$ ) и близок к единице. Экспериментальные результаты, нанесенные соответствующими символами, хорошо совпадают с расчетными.

Из анализа формы полученных кривых следует, что только слаболегированная узкозонная область обеспечивает высокое соби-

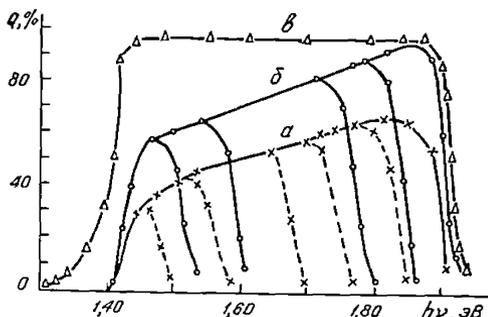


Рис. 1.12. Зависимость величины квантовой эффективности от энергии падающего света

реты типа  $n-p(\text{GaAs})-p\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Фотозлектрические свойства таких структур довольно подробно рассмотрены в работах [49, 50]. Физические процессы, протекающие в них, мало чем отличаются от рассмотренных выше в одиночной гетероструктуре.

рывает неосновных носителей во всей области спектральной чувствительности гетерофотоприемника, так как в противном случае часть света поглощается на расстояниях, больших толщины слоя объемного заряда и диффузионной длины. Вот почему для преобразователей солнечной энергии используются гетероструктуры с  $p$ -об-

ластью в GaAs толщиной 0,5...1,0 мкм, т. е. структу-

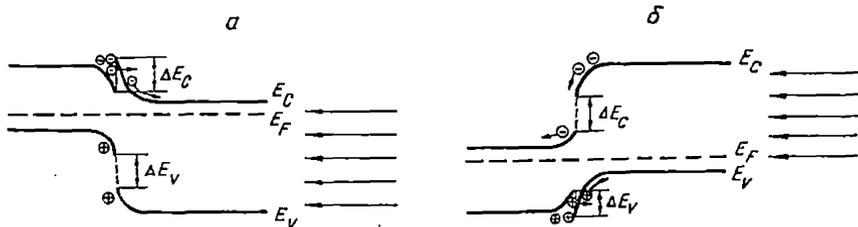


Рис. 1.13. Зонные модели  $p-N$ - (а) и  $n-P$ - (б) гетеропереходов

**Разделение носителей при наличии разрывов зон.** В общем случае гетеропереходы характеризуются разрывом как в зоне проводимости, так и в валентной зоне (рис. 1.13). Уже из простого рассмотрения зонной энергетической диаграммы  $p-N$ - или  $n-P$ -гетеропереходов видно, что при освещении такой структуры со стороны широкозонной части разрывы в зоне проводимости или валентной зоне препятствуют разделению генерированных светом в узкозонной части неравновесных носителей заряда. Однако в ряде случаев гетеропереходы, описываемые зонной энергетической диаграммой (рис. 1.13), обладают заметной фоточувствительностью [53]. При

этом имеется зависимость фототока от величины приложенного отрицательного смещения. Причем рост фототока наблюдается до некоторого значения напряжения, и при дальнейшем увеличении отрицательного смещения фототок вплоть до начала лавинного умножения остается неизменным.

Рассмотрим влияние разрыва в зоне проводимости на коэффициент разделения на примере гетеропереходов  $p\text{GaAs}-\text{NAl}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . В резком гетеропереходе (рис. I.14) при освещении через широко-

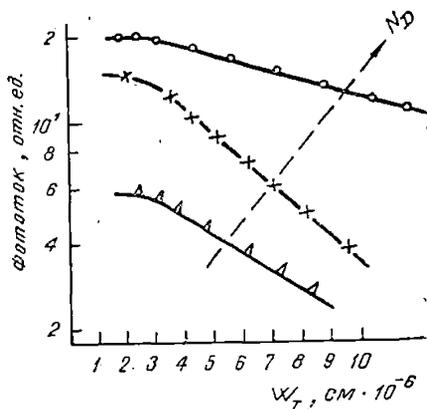
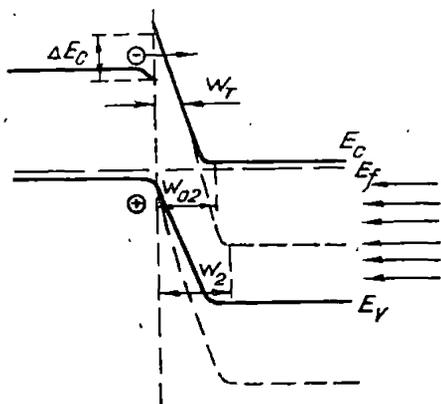


Рис. I.14. Профиль зоны проводимости  $p$ - $N$ -гетероперехода и схематическое изображение туннельного разделения носителей

Рис. I.15. Зависимость фототока в  $p$ - $N$ -структурах от толщины ОПЗ для ряда образцов с различной концентрацией в  $N$ - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

зонную часть происходит разделение неравновесных носителей (электронов), т. е. фототок может быть обусловлен двумя механизмами — надбарьерным прохождением электронов и туннельным прохождением через барьер высотой  $\Delta E_c$ . В рассматриваемом случае, когда  $\Delta E_c \gg kT$  и  $h\nu \leq E_q^{GaAs} + \Delta E_c$ , доминирующую роль в возникновении фототока должна играть только туннельная составляющая тока.

При приложении смещения  $\Delta E_c$  остается неизменным, а край зоны проводимости сдвигается и толщина слоя объемного заряда меняется. Если общая толщина слоя объемного заряда при подаче отрицательного смещения увеличивается по хорошо известной зависимости  $W_2 \sim (V_D - V)^{1/2}$ ;  $N_d \ll N_a$ , то толщина барьера по линии туннелирования (на высоте  $\Delta E_c$ ) уменьшается:

$$W_T \approx \frac{\Delta E_c}{V_D - V} W_2 = \Delta E_c \left( \frac{8\pi \epsilon_2}{q N_d} \right)^{1/2} (V_D - V)^{1/2}. \quad (I.38)$$

Поток электронов, туннелирующих через барьер высотой  $\Delta E_c$ , определяется распределением электронов по энергиям в зоне проводимости и плотности конечных состояний для туннельных переходов, прозрачностью барьера  $T(U)$  и зависимостью величины барьера от приложенного смещения. Прозрачность барьера

$$T(U) = \exp\left(-2 \int_0^{W_T} \sqrt{2m_n^* \Delta E_c} \frac{dx}{\hbar}\right) = \\ = \exp\left[-\frac{16}{\hbar} \left(\frac{m_n^* \varepsilon_2}{q N_d}\right)^{1/2} \Delta E_c^{3/2} (V_D - V)^{-1/2}\right] \quad (I.39)$$

и фототок описывается зависимостью

$$I_\Phi = I_0 \exp[-\beta (V_D - V)^{-1/2}]. \quad (I.40)$$

Из этого выражения видно, что фототок, обусловленный туннельными переходами неосновных носителей, растет с увеличением приложенного смещения по экспоненциальному закону (рис. I.15).

По мере роста приложенного отрицательного смещения барьер высотой  $\Delta E_c$  становится полностью прозрачным, и величина квантовой эффективности приближается к единице, наклон зависимости  $\ln I_\Phi = f(U)$  при неизменном значении  $\Delta E_c$  определяется только уровнем легирования широкозонной части.

Исследование зависимости величины квантовой эффективности от уровня легирования широкозонной части показало, что при концентрации  $N_d \gg 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  уже при нулевом смещении барьер в зоне проводимости полностью прозрачен и  $Q=1$ .

Рассмотрение механизма туннельного разделения неосновных носителей заряда в резких гетеропереходах позволяет сделать следующие выводы:

1) большинство гетеропереходов, зонные энергетические диаграммы которых известны, имеют ненулевые разрывы зон. Тем не менее при соответствующем выборе уровня легирования широкозонной части все они могут быть использованы в качестве эффективных фотодетекторов с расширенной областью спектральной чувствительности.

Исследование фотоэлектрических свойств гетеропереходов  $p\text{InAs}-n\text{AlGaSb}$  [55],  $N\text{InP}-n\text{InGaAsP}$  [10] показало наличие туннельного механизма разделения;

2) зависимость  $Q$  от приложенного смещения позволяет создавать гетеропереходы с модулируемой чувствительностью.

#### I.4.2. Особенности фотоэффекта в плавных гетероструктурах

**Малый уровень возбуждения.** Из проведенного анализа фотоэлектрических свойств резких гетероструктур видно, что коротковолновая граница спектральной чувствительности определяется ши-

риной запрещенной зоны материала «окна», его толщиной и скоростью поверхностной рекомбинации. Область спектральной чувствительности можно расширить в сторону больших энергий падающего света для фотонов с энергией  $h\nu \geq E_g^{\text{пов}}$  с помощью плавных гетероструктур, в которых ширина запрещенной зоны увеличивается в направлении от  $p$ — $n$ -перехода к освещаемой поверхности (рис. 1.16). Именно поэтому по мере развития технологии изготовления плавные гетероструктуры находят все большее применение в высокоэффективных преобразователях солнечной энергии и различного рода быстродействующих фотодетекторах.

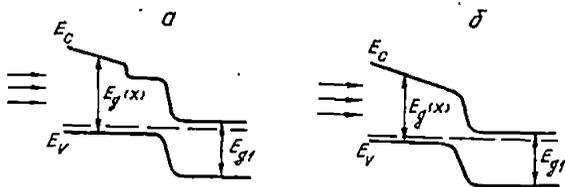


Рис. 1.16. Зонные энергетические диаграммы солнечных преобразователей на основе плавных гетероструктур

Фотоэффект в плавных гетероструктурах имеет ряд специфических особенностей, обусловленных наличием градиента ширины запрещенной зоны.

Впервые фотоэффект в кристаллах с координатно зависимой шириной запрещенной зоны рассмотрен в работе [56]. Однако детальное экспериментальное исследование особенностей фотоэффекта в таких структурах началось после разработки методов получения плавных гетероструктур в системе GaAs—AlGaAs. В настоящее время на основе плавных гетероструктур GaAlAs предложены и созданы различные варианты фотоэлементов, проведены расчеты спектральных характеристик с учетом конкретных свойств твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  переменной ширины запрещенной зоны, изучены особенности их работы в условиях высоких уровней освещенности [57—59].

Ввиду громоздкости выражения для фототока описывать его здесь не будем, а проведем качественный анализ, дающий достаточно ясную картину работы фотоэлементов на основе плавных гетероструктур.

Очевидно, для того чтобы в такой структуре не было «завала» чувствительности в коротковолновой области для квантов света с энергиями, превышающими ширину запрещенной зоны на поверхности  $h\nu > E_g^{\text{пов}}$ , скорость ухода носителей от поверхности ( $v$ ) дол-

жна быть значительно больше скорости рекомбинации на поверхности ( $S_n$ ):

$$v_n = \frac{1}{q} \mu_n \text{grad } E_g \gg S_n. \quad (I.41)$$

Поскольку скорость поверхностной рекомбинации в GaAs и твердых растворах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  велика и лежит в пределах  $(2...5) \cdot 10^6$  см/с, требуемые значения  $\text{grad } E_g$  в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  для выполнения условия (I.41) должны быть значительно больше  $(5...10) \cdot 10^3$  В/см.

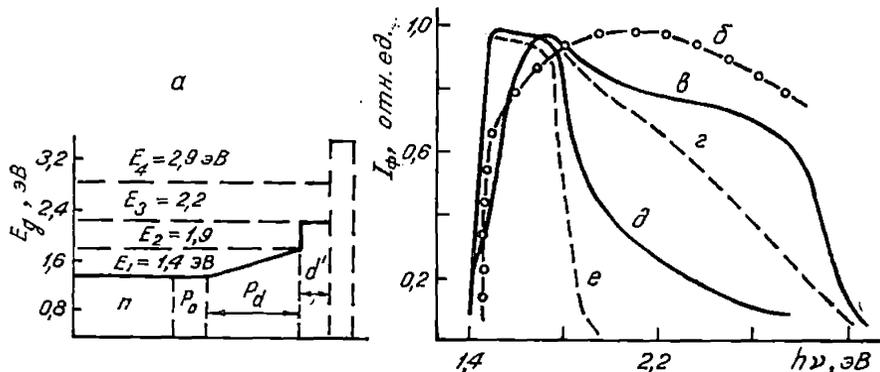


Рис. I.17. Спектральные характеристики фоточувствительности гетероструктур в системе Al—Ga—As:

*a* — распределение ширины запрещенной зоны по толщине; *б* —  $\frac{1}{q} \text{grad } E_g \sim 10^4$  В/см; *в* —  $\frac{1}{q} \text{grad } E_g \sim 10^3$  В/см, защитный слой AlAs; *г* — то же без AlAs; *д*, *е* — резкие гетеропереходы  $n$ - $p$  (GaAs) —  $p\text{Al}_{0,75}\text{Ga}_{0,25}\text{As}$  ( $d=2$  мкм) без и со слоем AlAs

Таким образом, в фотоэлементах на основе плавных гетероструктур в системе GaAs—AlAs для снижения вклада поверхности в «завал» фоточувствительности в коротковолновой области ( $h\nu > E_g^{\text{нов}}$ ) необходимы малые толщины слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  переменной ширины запрещенных зон, которые при перепадах ширин запрещенных зон  $E_g=0,5$  эВ составляют  $0,2...1,0$  мкм, или снижение скорости поверхностной рекомбинации специальными методами.

Действительно, исследование фотоэлементов на основе плавных гетероструктур  $n\text{GaAs}-p\text{GaAs}$  ( $0,5$  мкм)  $p-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с увеличивающимся параметром  $x$  к освещаемой поверхности от 0 до  $0,3...0,4$  (рис. I.16, *a*) и различной толщиной области переменного состава показало, что только тянущие поля  $\sim 10^4$  В/см [ $d = (0,2...0,3)$  мкм] сводят влияние поверхностной рекомбинации к минимуму и обеспечивают высокую чувствительность для света с энергией  $h\nu=1,9...3,1$  эВ, превышающей ширину запрещенной

ТРИ  
НЫ  
а

о раствора  $Al_xGa_{1-x}As$  на поверхности структуры. На рис. 1 представлены спектры фотосвета рассматриваемых фотоэлементов на основе плавных гетероструктур с различными толщинами области переменного состава, а также спектральная характеристика «обычного» гетерофотоэлемента на основе резкой гетероструктуры.

Наличие тонкой области переменного состава, улучшая спектральную характеристику, приводит к значительному возрастанию сопротивления растекания. Избавиться от этого недостатка позволяют структуры с толщиной области переменного состава 4...5 мкм и тонким защитным слоем  $Al_{0,8...0,95}Ga_{0,2...0,05}As$ , практически прозрачным для света с энергией  $h\nu < (3,0 \text{ эВ})$ . В этом случае носители, генерированные коротковолновым светом с  $h\nu = 1,9...3,0 \text{ эВ}$ , отделены от поверхности фотоэлемента потенциальным барьером  $\Delta E = E_3 - E_2 \gg kT$ , что и обеспечивает снижение вклада поверхностной рекомбинации и эффективное увлечение носителей тянущим полем градиента ширины запрещенной зоны, даже при  $E \approx (1...2) \cdot 10^3 \text{ В/см}$ . Стравливание слоя  $AlAs$  приводит к заметному снижению чувствительности в области энергий 2,0...3,0 эВ (кривая  $\sigma$ ) за счет поверхностной рекомбинации.

Вторым условием, необходимым для получения высокой эффективности, является снижение потерь, связанных с рекомбинацией в объеме. Это условие, конечно, является менее жестким. Очевидно, что для снижения рекомбинационных потерь в слое переменной ширины запрещенной зоны необходимо, чтобы время пролета носителей от области генерации до области разделения было существенно меньше времени жизни, т. е.  $t_{пр} \ll \tau$ , а поскольку  $t_{пр} = \frac{qd}{\mu \text{ grad } E_g}$ , то это условие можно записать в виде

$$\text{grad } E_g \gg \frac{kT}{L_{n(p)}^2} d. \quad (1.42)$$

Последнее условие выполнить тем легче, чем больше диффузионная длина неосновных носителей.

Из изложенного выше ясно, что в том случае, когда носители генерируются далеко от поверхности и  $d \ll L$  (рекомбинационные потери в объеме отсутствуют), выражение для фототока в плавной гетероструктуре аналогично формуле для фототока в резкой гетероструктуре, а для света с энергией  $h\nu > E_g^{\text{пов}}$  выражение для фототока подобно таковому для фототока в обычных фотоэлементах [57] (с заменой диффузионной длины на эффективную).

**Высокий уровень возбуждения.** При высоких уровнях освещенности, когда концентрация ННЗ превышает концентрацию основных носителей в плавных гетероструктурах, наблюдается ряд новых эффектов, связанных с наличием градиента ширины запрещенной

зоны. Так, в изотипной плавной гетероструктуре (рис. 1.18) освещении световым потоком, параллельным градиенту ширины запрещенной зоны, возникает объемное напряжение, которое зависит с уровнем освещенности и при  $\Delta n = \Delta p \gg p_0$ ,  $n_0$  становится равным [56]:

$$U_{об} = \int_0^d \left( \frac{b}{b+1} \frac{1}{q} \frac{dE_g}{dx} + \frac{kT(b-1)}{q(b+1)} \frac{d \ln \Delta n}{dx} \right) dx; \quad (1.43)$$

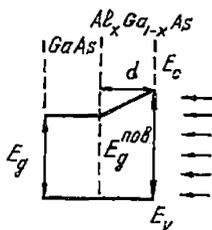


Рис. 1.18. Схема профиля ширины запрещенной зоны изотипной плавной гетероструктуры

здесь  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$  — соотношение подвижностей электронов и дырок;  $d$  — толщина области переменного состава; последний член представляет собой эдс Дембера, обусловленную амбиполярностью диффузионного процесса. Видно, что при  $b \gg 1$  и исключении эдс Дембера это напряжение становится близким к перепаду ширины запрещенной зоны:

$$U_{об} = \frac{b}{b+1} \frac{\Delta E_g}{q} \approx \frac{\Delta E_g}{q}. \quad (1.44)$$

Таким образом, с энергетической точки зрения фото-эдс, генерируемая в области переменного состава, существенна лишь при высоких уровнях освещенности, когда концентрация генерированных носителей превышает уровень легирования этой области.

Впервые экспериментальное наблюдение объемной фото-эдс проведено в работе [51], в которой исследовались плавные изотипные  $p$ — $P$ -гетероструктуры на основе твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  с прямой структурой зон и перепадом ширин запрещенных зон  $\Delta E \approx 0,5$  эВ.

Поскольку знак объемной фото-эдс совпадает со знаком эдс холостого хода  $U_{xx}$  в анизотипных плавных гетероструктурах, то в условиях концентрированного солнечного излучения появляется возможность увеличения  $U_{xx}$  солнечных элементов на основе таких структур. В связи с этим обстоятельством возникают обнадеживающие прогнозы относительно возможности заметного увеличения КПД преобразователей солнечной энергии на основе плавных гетероструктур в условиях высоких уровней освещенности. Так, в рабо-

те [60] рассмотрен модельный случай, когда весь падающий свет поглощается на поверхности и реализуется высокий уровень инжекции. Однако для решения вопроса повышения КПД необходимо найти зависимость напряжения от протекающего тока в реальных структурах при поглощении света в объеме  $P$ -области. Использовать при этом априори предположение о высоком уровне инжекции нельзя, поскольку наличие тянущего поля приводит к уменьшению концентрации носителей в слое переменного состава.

Для оценки влияния объемной эдс на эффективность преобразования в [58] проведено численное решение системы уравнений, описывающих поведение фотоэлемента при различных значениях тока, построены нагрузочные характеристики. Оказалось, что полное напряжение на  $\text{AlGaAs}$ -преобразователе в области рабочих токов максимальной мощности практически равно напряжению на  $p$ - $n$ -переходе. Объясняется это тем, что омические потери в области переменного состава с ростом тока полностью «съедают» приращение напряжения за счет объемной эдс.

Подробные результаты расчетов и экспериментального исследования влияния уровня освещенности и температуры, толщины и уровня легирования области переменного состава на величину объемной фото-эдс в изотипных  $p\text{GaAs}-p\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и эдс холостого хода в анизотипных  $n\text{GaAs}-p\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  плавных гетероструктур приведены в работах [57—59].

В заключение отметим наиболее важные моменты, играющие огромную роль в современной полупроводниковой электронике.

Гетероструктуры позволяют:

1) управлять потоками основных и неосновных носителей — односторонняя инжекция, сверхинжекция, электронное ограничение;

2) управлять световыми потоками — вывод и ввод света без поглощения через широкозонный полупроводник;

3) вводить излучение непосредственно в область объемного заряда узкозонного материала и тем самым совмещать области поглощения света и разделения ННЗ;

4) создавать без изменения уровня легирования тянущие или тормозящие электрические поля градиента ширины запрещенной зоны и тем самым управлять диффузионной длиной ННЗ.

Таким образом, гетероструктуры открыли возможность управления внутри структуры важнейшей характеристикой полупроводника — шириной запрещенной зоны и тем самым направленного улучшения основных параметров и характеристик почти всех полупроводниковых приборов, а в ряде случаев создания и принципиально новых.

Использование гетероструктур, как будет показано ниже, в большинстве случаев исключает характерную для полупроводниковой электроники противоречивость требований к параметрам структуры любого полупроводникового прибора, возникающую при стремле-

нии обеспечить высокие значения всей совокупности параметров прибора. При этом основные параметры и характеристики приборов на основе гетероструктур чаще всего определяются свойствами узкозонного материала, а возможность управления ими — свойствами широкозонного материала.

Следует отметить, что высокий внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации в GaAs приводит к явлению распространения НЗ на расстояния, существенно превышающие диффузионную длину НЗ за счет вклада процессов перепоглощения и переизлучения собственного рекомбинационного излучения. Эта особенность дает возможность по-новому подойти к разработке полупроводниковых приборов, особенно предназначенных для работы при высоких обратных напряжениях.

Все описываемые в этой книге приборы — диоды, биполярные и полевые транзисторы, тиристоры выполнены на основе гетероструктур в системе AlGaAs—GaAs. Поэтому рассмотрим основные электрофизические свойства GaAs, AlAs и твердых растворов на их основе.

**Арсенид галлия и арсенид алюминия.** К характеристикам любого полупроводникового материала, определяющим основные параметры полупроводниковых приборов с гомо—*p*—*n*- или гетеропереходами относятся: ширина запрещенной зоны и зонная структура, эффективные массы и подвижности основных и неосновных носителей. Все эти, а также ряд других параметров GaAs и AlAs, важных для гетероструктур (постоянные решетки, термические коэффициенты расширения, диэлектрические проницаемости), приведены ниже по данным [28, 29, 33]:

Основные параметры и характеристики	GaAs	AlAs
Ширина запрещенной зоны ( $E_g$ ), эВ	1,42	2,16
Минимальный прямой энергетический зазор ( $E_g^r$ ), эВ	1,427	3,03
Минимальный непрямой электрический зазор ( $E_g^x$ ), эВ	1,9	2,16
Параметр решетки ( $a$ ), Å [11]	5,6532	5,6605
Сродство к электрону ( $\Theta$ ), эВ	4,07	—
Эффективные массы $m_n^*$	0,066 $m_0$	0,11 $m_0$
$m_p^*$	0,4 $m_0$	0,4 $m_0$
Температурный коэффициент линейного расширения при 300 К, $10^{-6}$ , °C $^{-1}$	5,8	5,2
Низкочастотная ( $\epsilon_0$ ) и высокочастотная ( $\epsilon_\infty$ ) диэлектрические проницаемости	$\epsilon_0=10,9$ $\epsilon_\infty=11,0$	$\epsilon_0=13,1$ $\epsilon_\infty=8,5$
Температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны $\left(\frac{dE_g}{dT}\right) 10^4$ , эВ/К	5,0	—

Подвижности электронов и дырок (макс.), см <sup>2</sup> /В·с	$\mu_n=10\ 000$ $\mu_p=400$	$\mu_n=1000$ $\mu_p=100$
Температура плавления, °С	1238	1600
Плотность, г/см <sup>3</sup>	5,32	3,6

Благодаря прямой структуре зон, сравнительно большой ширине запрещенной зоны, высокой подвижности носителей заряда и высокому внутреннему квантовому выходу излучательной рекомбинации GaAs в настоящее время стал одним из основных материалов полупроводниковой электроники и наиболее изученных из группы А<sup>3</sup>В<sup>5</sup>.

Арсенид алюминия по сравнению с GaAs изучен значительно слабее, что обусловлено трудностями его получения. Он нестабилен на воздухе и во влажной среде корродирует, подвергаясь гидролизу [4]. Арсенид алюминия является «непрямым» полупроводником, близким по своим свойствам фосфиду галлия. Арсенид галлия и арсенид алюминия образуют непрерывный ряд твердых растворов, использование которых открывает возможность управления основными свойствами полупроводника — шириной запрещенной зоны, зонной структурой, сродством к электрону, периодом решетки, показателем преломления и др. Это обстоятельство в свою очередь позволяет управлять свойствами гетероструктуры и при конструировании приборов выбирать оптимальные параметры материалов. Твердые растворы в системе GaAs—AlAs так же, как и исходные компоненты, кристаллизуются в решетку цинковой обманки. Зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As от состава в общем виде описывается выражением

$$E_g(x) = E_g(0) + [E_g(1) - E_g(0)]x - cx(1-x),$$

где  $E_g(0)$  и  $E_g(1)$  — ширины запрещенных зон GaAs и AlAs соответственно;  $c$  — константа, характеризующая данный твердый раствор: для Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As  $c^x=0,0$ ;  $c^x=0,03$ ; GaAs имеет прямую структуру зон, а AlAs — непрямую, поэтому в ходе зависимости  $E_g(x)$  наблюдается переход от прямой структуры зон к не прямой. Значения  $x_c$  и  $E_c$ , определяющие состав и энергетическое положение точки, где не прямой и прямой энергетические зазоры совпадают, т. е.  $E_g^x(x_c) = E_g^r(x) = E_c$  для Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, составляют 0,37 и 2,02 эВ соответственно.

Таким образом, однотипность кристаллической структуры, близость значений параметров решеток, возможность управления шириной запрещенной зоны широкозонной части гетероперехода, однотипность зонной структуры GaAs и Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x < 0,37$ ) и позволили получить гетеропереходы, описывающиеся идеальной моделью Андерсона.

## Глава II

### МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Гетеропереход — это контакт двух различных по своей химической природе веществ, осуществленный в одном монокристалле, поэтому свойства гетеропереходов в значительной мере определяются способом получения. Разработка методов эпитаксиального выращивания полупроводников дала мощный толчок развитию исследований гетеропереходов. Рождение гетеропереходов и создание на их основе новых полупроводниковых приборов обязано технологии эпитаксиального выращивания. В данной главе кратко рассмотрим основные методы получения гетероструктур и приборов на их основе.

В настоящее время для получения монокристаллических слоев полупроводников,  $p-n$ -гомо- и гетеропереходов на их основе используются в основном следующие методы: метод газовой эпитаксии; молекулярно-лучевой эпитаксии; жидкостной эпитаксии. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и недостатки, однако все они дают возможность выращивать материалы при более низких температурах и давлениях, чем непосредственным синтезом, что особенно важно для большинства полупроводниковых соединений типа  $A^3B^5$ . Кроме того, эпитаксиальные методы позволяют совместить во времени процесс выращивания полупроводникового материала с процессом получения приборной структуры. Необходимость вести процесс выращивания при возможно более низких температурах во избежание образования ложного  $p-n$ -перехода, простота легирования и определили широкое распространение этих методов для изготовления  $p-n$ -гомо- и гетероструктур.

Первые гетеропереходы, с которых началось исследование физических процессов, были получены либо вакуумным напылением, либо методом газотранспортных реакций. Начиная с середины 60-х годов наибольшее распространение получил метод жидкостной эпитаксии, который и сейчас является основным при изготовлении большинства полупроводниковых приборов с  $p-n$ -гомо- и гетероперехо-

дами на основе полупроводниковых материалов типа  $A^3B^5$ . Особенно широко он используется для изготовления электролюминесцентных источников спонтанного и когерентного излучения. Это связано с тем, что при выращивании, например GaAs, этим методом внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации благодаря более равновесным условиям и избытку галлия значительно выше, чем при получении GaAs из стехиометрических расплавов [1, 30].

Восьмидесятые годы характеризуются поисками новых методов выращивания полупроводниковых материалов типа  $A^3B^5$  и их твердых растворов. Так, необходимость управляемого выращивания сверхтонких слоев различных материалов привела к возникновению прецизионного метода молекулярной эпитаксии [17]. Дальнейшее развитие получил метод газотранспортных реакций — появился МОС-гидридный метод газофазной эпитаксии [5]. Оба метода находят все большее распространение для изготовления различных полупроводниковых приборов и становятся мощным инструментом исследования гетероструктур.

## II.1. Метод газовой эпитаксии

### II.1.1. Метод газотранспортных реакций

Создание первых гетеропереходов связано с использованием газотранспортного метода выращивания. Процесс газотранспортной эпитаксии арсенида галлия включает перенос галлия и мышьяка с помощью подходящего транспортирующего агента или газоносителя, введение соответствующих газообразных легирующих добавок и осаждение эпитаксиальных слоев на монокристаллические подложки. Процесс может быть осуществлен как в замкнутой, так и в проточной (открытой) системах.

Эпитаксиальное наращивание из газовой фазы проводят в системе, стенки которой имеют высокую температуру, а транспортирующим агентом является хлор. При получении материалов высокой степени чистоты обычно используют хлористый мышьяк и галлий (так называемый хлоридный метод). Твердое вещество АВ (источник), взаимодействуя по обратимой реакции с каким-либо газообразным веществом (транспортером); образует только газообразные продукты. Эти продукты посредством диффузии или конвекции переносятся в другую часть системы, находящуюся при более низкой температуре, где реакция протекает в обратном направлении. Необходимым условием осуществления переноса вещества рядом с обратимостью реакции является наличие градиента концентраций, который возникает за счет разности температур или при изменении соотношения давлений газообразных веществ. Перенос твердого вещества (АВ) осуществляется только в процессе перемещения газообразной фазы.

Метод газотранспортных реакций широко используется при массовом производстве светодиодов видимого диапазона на основе соединений типа GaAsP и для выращивания нелегированных слоев арсенида галлия [7, 17].

В последние годы для создания гетероструктур на основе полупроводниковых соединений A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> интенсивно применяется новый метод газофазной эпитаксии, основанный на совместном термическом разложении металлоорганических соединений (МОС) элементов III и гидридов V групп. В отечественной литературе МОС-гидридный метод часто называют пиролитическим синтезом из металлоорганических соединений.

### II.1.2. МОС-гидридный метод

Пиролитический синтез металлоорганических соединений сравнительно недавно используется для эпитаксии полупроводниковых соединений. В работах [5, 6] впервые показаны возможности получения этим методом всего класса соединений A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> и твердых растворов на их основе в виде эпитаксиальных слоев на полупроводниковых и изолирующих подложках типа сапфира и окиси бериллия.

В отличие от газотранспортного метода МОС-гидридный позволяет выращивать соединения, содержащие алюминий. Поскольку пиролитический синтез протекает на нагретой подложке, а стенки реактора остаются холодными, окисление алюминия и его взаимодействие с кварцем исключаются.

Исходными материалами для выращивания Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As являются этиловые и метиловые соединения металлов: триэтилгаллий, триметилгаллий, триэтилалюминий и др. В качестве источника мышьяка используется его гидрид-арсин или триэтиларсин, триметиларсин, либо алкилы триметилмышьяка. Источниками примесных элементов служат металлоорганические соединения типа диэтилцинк, диметилцинк и др. Газы поступают в камеру для смешивания и затем выводятся в реактор. Подложку располагают на тигле из графита высокой чистоты, нагреваемом индукционными токами. Для обеспечения однородности осаждения держатель подложек вращают.

Электрические свойства нелегированных эпитаксиальных слоев Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, выращенных МОС-гидридным методом, зависят от температуры осаждения: при низких температурах (600 ... 700 °C) получают полуизолирующие слои, при более высоких (750 ... 800 °C) — слои *n*-типа проводимости. Таким образом, основные преимущества МОС-гидридного метода перед традиционными методами газовой эпитаксии (хлоридным и хлоридно-гидридным) следующие: более низкая температура наращивания слоев (600 ... 750 °C); проведение процесса в реакторе с холодными стенками и одной зо-

ной нагрева; возможность независимого изменения содержания соединений III группы в исходной газовой среде; необратимость химических реакций и, как следствие этого, отсутствие сегрегационных явлений кристаллизации. К недостаткам можно отнести: сложность в обращении с МОС и гидридами; возможность загрязнения эпитаксиальных пленок углеродом; термическую нестабильность МОС и гидридов и, следовательно, нежелательное гомогенное зародышеобразование.

Потенциальные возможности МОС-гидридного метода велики. Он позволяет реализовать не только гомо- и гетероэпитаксиальные структуры на основе сложных полупроводниковых соединений и их твердых растворов [8, 9], но и новые полупроводниковые материалы — метастабильные твердые растворы  $C_2^V A^{III} B^V$  [10].

С помощью МОС-гидридного метода получены очень однородные по толщине эпитаксиальные слои  $Al_x Ga_{1-x} As$  на подложках диаметром 50 мм [11], периодические структуры сверхрешетки со слоями GaAs и  $Al_x Ga_{1-x} As$  толщиной 60 Å [12] и множество других полупроводниковых приборов, таких, как гетеролазеры [15], полевые и биполярные транзисторы [13, 14], солнечные элементы [15] и др.

## II.2. Молекулярная эпитаксия

Метод выращивания полупроводниковых слоев из молекулярных пучков — один из самых молодых. Разработка его началась в начале 70-х годов, когда Эсаки и Тсу предложили осуществить периодическую структуру посредством создания чередующихся слоев различных кристаллов — сверхрешетку [26].

Выращивание полупроводниковых слоев проводят в высоком вакууме порядка  $10^{-10} \dots 10^{-12}$  мм рт. ст. Направленные пучки атомов или молекул, создающихся в специальных печах в квазиравновесных условиях, осаждаются на подложку, которую помещают на прогреваемой подставке. При выращивании арсенида галлия температура подложки обычно лежит в области 500 ... 650 °С. При более высоких температурах наблюдается преимущественное испарение мышьяка из растущей пленки. При компенсации этого испарения подачей мышьяка из молекулярного пучка можно получить пленки и при более высоких температурах. Продвижение в более низкотемпературную область осложняется тем, что при температурах ниже 450 °С электрические свойства слоев ухудшаются, а ниже 72 °С образуются аморфные слои [17]. Обычно между подложкой и подставкой помещают слой индия, который обеспечивает хороший тепловой контакт и достаточное механическое закрепление подложки. Нагрев может осуществляться разными способами: посредством внутренней спирали, радиационным путем или даже пропусканием тока через подложку.

Типичные системы, предназначенные для молекулярно-лучевой эпитаксии, содержат несколько отдельных ячеек для основных компонентов и примесного элемента. Следует тщательно контролировать температуру источника, особенно при выращивании легированных пленок, поскольку изменения скорости осаждения могут вызывать неоднородности в пленках. Для попеременного осаждения GaAs- и AlAs-слоев [18] рекомендуют использовать непосредственное управление интенсивностью пучков. Потoki на подложку составляют около  $(2 \dots 3) \cdot 10^{15}$  ат/см<sup>2</sup>·с для элементов III группы, потоки легирующих веществ значительно ниже —  $10^8 \dots 10^{11}$  ат/см<sup>2</sup>·с. Обычно условия роста контролируются с помощью ЭВМ. Несмотря на сложность оборудования, метод молекулярной эпитаксии обладает следующими достоинствами: низкой температурой выращивания, малыми скоростями роста (от 0,1 до 10 Å/с), что позволяет выращивать сверхтонкие слои и точно контролировать толщину; возможность анализа состояния поверхности подложки и ее очистки ионным травлением.

Обычно установка молекулярной эпитаксии включает в себя квадрупольный масс-спектрометр для контроля потока атомов или ионов, дифрактометр электронов высоких энергий, Оже-анализатор для локальных поверхностных исследований.

Кроме изготовления сверхрешеток, рассматриваемый метод благодаря возможности управления составом и его точного контроля все более широко распространяется для получения изорешеточных гетероструктур на основе многокомпонентных твердых растворов [20]. Метод молекулярной эпитаксии позволяет получать эпитаксиальные слои  $n$ -GaAs с параметрами, не уступающими кристаллам GaAs, полученным другими методами [17].

### II.3. Жидкостная эпитаксия

Почти все рассмотренные в данной работе полупроводниковые приборы с гетеропереходами (диоды, транзисторы, тиристоры) изготовлены методом жидкостной эпитаксии.

Для эффективной работы полупроводникового прибора к каждой из выращиваемых приборных структур предъявляются свои специфические требования. Поэтому методика их изготовления должна быть достаточно универсальной, способной обеспечивать воспроизводимость и возможность получения многослойных структур со слоями различного типа проводимости и уровня легирования, состава, толщины, заданного закона изменения ширины запрещенной зоны, а также при необходимости и массовость производства в заводских условиях при сравнительно простом аппаратном оформлении. Наилучшим образом всем этим требованиям в настоящее время удовлетворяет метод жидкостной эпитаксии.

### И.3.1. Особенности жидкостной эпитаксии

В методе жидкостной эпитаксии выращивание монокристаллических слоев полупроводника осуществляется из раствора-расплава этого материала в легкоплавком металле-растворителе.

При выборе металла-растворителя необходимо, чтобы фазовая диаграмма системы растворитель — компоненты соединения содержала эвтектическую точку с возможно более низкой температурой. Среди металлов-растворителей предпочтение отдается элементу, входящему в состав соединения и не вносящему примеси в растущий кристалл. Именно поэтому наибольшее распространение метод жидкостной эпитаксии получил при выращивании эпитаксиальных слоев на основе бинарных соединений типа  $A^3B^5$  с использованием галлия в качестве металла-растворителя для полупроводников на основе Ga— $B^5$  и индия для In— $B^5$ . В растворителе при определенной температуре растворяется кристаллизующее вещество или его компоненты, после этого чаще всего понижением температуры создается пересыщение раствора-расплава, при поддержании которого получают кристаллы растворенного вещества.

Методика выращивания эпитаксиальных слоев  $Al_xGa_{1-x}As$  и гетеропереходов в системе GaAs—AlAs разработана в 1967 г. почти одновременно в нашей стране под руководством академика Ж. И. Алферова [2, 3] и американскими исследователями [4]. Эта методика оказалась основной для получения совершенных гетероструктур и приборов на их основе. При разработке методов изготовления полупроводниковых приборов с гетеропереходами необходимо учитывать следующие особенности кристаллизации твердых растворов AlGaAs из раствора-расплава:

1) сегрегационное обеднение раствора-расплава в твердой фазе алюминием приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны к поверхности эпитаксиального слоя. В ряде случаев, например в высоковольтных диодах на основе  $Al_xGa_{1-x}As$ , этот эффект используется как для улучшения модуляции сопротивления базовой области, так и для изготовления надежного, низкоомного контакта;

2) присутствие в растворе-расплаве алюминия обычно приводит к образованию окисной пленки, не восстанавливающейся в атмосфере водорода даже при высоких температурах, что требует ее принудительного удаления;

3) высокая реакционная способность раствора-расплава, содержащего алюминий, предъявляет особые требования к материалу контейнера.

Поскольку требования к параметрам эпитаксиальных слоев (концентрация и тип проводимости, толщины и количество слоев, ширина запрещенной зоны и закон ее изменения) в зависимости от назначения структуры различны, мы здесь не будем останавливаться на особенностях изготовления каждой конкретной структуры,

а рассмотрим аппаратуру эпитаксиального выращивания GaAs и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и основные технологические методы управления этими параметрами.

### II.3.2. Аппаратура для жидкостной эпитаксии

Установка для эпитаксиального выращивания (рис. II.1) состоит из кварцевого реактора, соединенного с системой очистки водорода, печи сопротивления и системы питания. Процесс выращивания производится в потоке очищенного водорода, расход которого

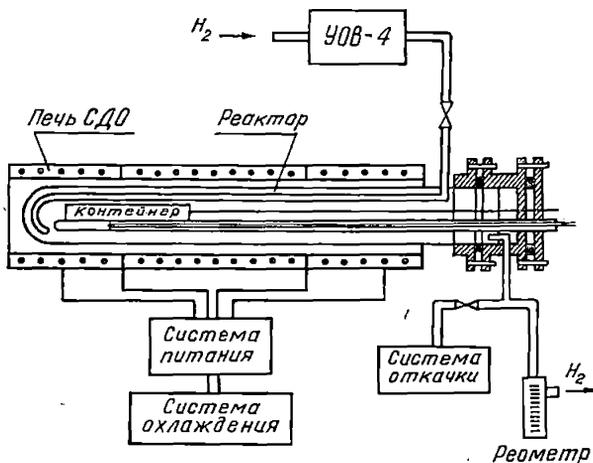


Рис. II.1. Схема экспериментальной установки для выращивания эпитаксиальных слоев

обычно составляет  $50 \dots 300 \text{ см}^3/\text{мин}$ . Распределение температуры вдоль длины печи имеет «плато» — горизонтальный участок, отклонение от которого не превышает  $0,5^\circ\text{C}$ . Скорость охлаждения обычно регулируется величиной сбрасываемого напряжения питания. В зависимости от требований, предъявляемых к выращиваемой структуре, установка обеспечивает варьирование температурного режима в широких пределах, температура начала кристаллизации может быть выбрана от  $650$  до  $1050^\circ\text{C}$ , время выдержки перед смачиванием — от 10 мин до нескольких часов, скорость охлаждения — от  $0,2$  до  $15^\circ\text{C}/\text{мин}$ , интервал охлаждения —  $20 \dots 500^\circ\text{C}$ .

На рис. II.2, а показан типичный температурный режим получения гетеропереходов в системе GaAs—AlAs без предварительного смачивания [1, 32]. В графитовую лодочку отдельно загружаются

монокристаллическая пластина арсенида галлия — подложка и навеска с добавлением алюминия. В навеску также помещается GaAs для насыщения раствора-расплава мышьяком, а при легировании — донорная или акцепторная примесь. После загрузки контейнера реактор продувается очищенным водородом, затем система нагревается до необходимой температуры. В течение времени  $t_3 - t_2$  осуществляется выдержка системы, а в момент времени  $t_3$  раствор-расплав приводится в контакт с подложкой, при этом происходит частичное

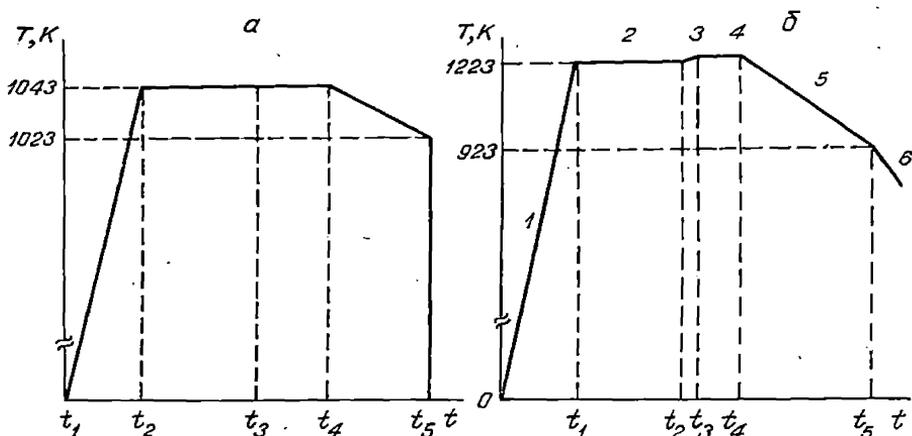


Рис. 11.2. Температурный режим выращивания твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  (а), нелегированных эпитаксиальных слоев арсенида галлия (б)

подрастворение подложки до установления равновесного состояния, определяемого поверхностью ликвидуса диаграммы состояния Ga—As—Al [1]. С момента времени  $t_4$  начинается программированное охлаждение системы. В конце процесса ( $t_5$ ) подложка выдвигается из-под раствора-расплава и печь выключается.

Выбор температуры начала кристаллизации, интервала и скорости охлаждения определяется требованиями, предъявляемыми к каждой конкретной структуре. Так, для воспроизводимого получения тонких слоев кристаллизацию следует проводить при возможных меньших температурах, а для получения слоев твердых растворов постоянного состава необходимо снижение интервала и скорости охлаждения. Например,  $p-n-p$ - и  $p-n-p-n$ -структуры выращивались при температуре 750 ... 800 °C и скорости охлаждения 0,2 ... 1 °C/мин в интервале 20 ... 60 °C [1].

Для получения многослойных структур с гетеропереходами, когда толщины отдельных слоев составляют единицы микрона, применялась аппаратура с принудительным удалением раствора-расплава [32].

## II.4. Выращивание нелегированных эпитаксиальных слоев арсенида галлия

Результаты изучения нелегированных эпитаксиальных слоев GaAs *n*-типа проводимости показали, что при выращивании в графитовых контейнерах получить концентрации подвижных носителей менее  $(1 \dots 5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  практически невозможно из-за наличия неконтролируемых примесей даже в тщательно отожженном ультрачистом графите [1, 31]. Такой «фон» неконтролируемых примесей в настоящее время еще вполне допустим при изготовлении электролюминесцентных источников спонтанного и когерентного излучения. В то же время для большинства других полупроводниковых приборов, где необходимо увеличение рабочих напряжений и частот, требуются эпитаксиальные слои слаболегированного GaAs. Именно отсутствием слаболегированного GaAs и объясняется тот факт, что до последнего времени он не нашел широкого практического применения для производства быстродействующих высоковольтных диодов, триодов и транзисторов.

Совсем недавно разработана методика выращивания из жидкой фазы эпитаксиальных слоев слаболегированного арсенида галлия, пригодных для формирования высоковольтных *p-n*-переходов [25]. Эпитаксиальные слои получены выращиванием из жидкой фазы в горизонтальной системе в потоке очищенного водорода. Кристаллизация осуществлялась из ограниченного объема раствора-расплава при величинах зазора между пластинками GaAs 0,5 ... 2,0 мм. Для изготовления высоковольтных *p<sup>+</sup>-n<sup>0</sup>*-переходов использовались арсенид-галлиевые подложки, легированные цинком ( $p = (1,0 \dots 5,0) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), ориентированные в плоскости  $\langle 100 \rangle$ . При получении слоев слаболегированного GaAs предъявляются повышенные требования к чистоте водорода и материалам реактора и контейнера, а также исходного галлия и материала для насыщения. В качестве контейнера используется кварц оптической чистоты. Растворителем служит галлий особой чистоты, дополнительно очищенный зонной плавкой или перекристаллизацией по методу Чохральского, а материалом для насыщения — GaAs с  $\mu_n = 5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

Кристаллизация из ограниченного объема раствора-расплава мышьяка в галлии осуществляется путем принудительного охлаждения с постоянной скоростью. Конструкции реактора и контейнера (рис. II.3) позволяют сливать расплав в зазор между горизонтально расположенными подложками при повороте реактора вокруг оси. Кристаллизации слаболегированных слоев предшествует режим длительной термообработки раствора-расплава, который в значительной степени определяет свойства слоев и *p-n*-переходов на их основе.

Температурный режим выращивания слаболегированного арсе-

нида галлия, приведенный на рис. II.2, б, состоит из следующих этапов: 1 — включение печи; 2 — длительная выдержка перед смачиванием; 3 — контролируемое подрастворение подложки; 4 — установление равновесного состояния раствора-расплава с подложкой; 5 — регулируемое охлаждение; 6 — выключение печи [1, 32].

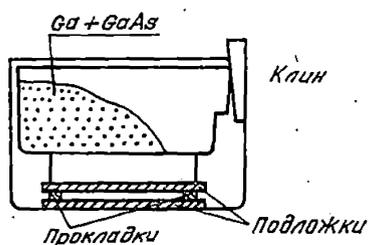


Рис. II.3. Схематическое изображение одной ячейки кварцевого контейнера после загрузки

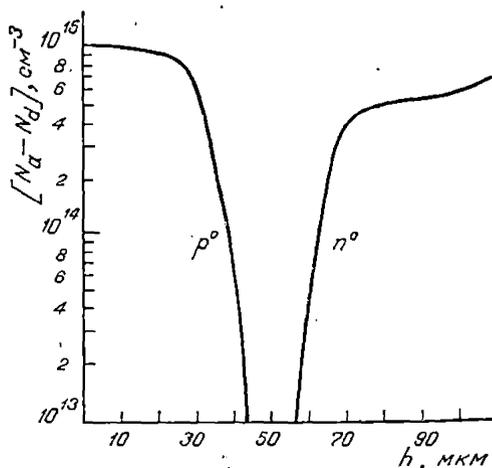


Рис. II.4. Распределение концентрации примесей в  $p^0-n^0$ -структуре

В момент  $t_2$  расплав галлия приводится в контакт с подложкой и происходит частичное подрастворение подложки для удаления нарушенного слоя и загрязнений на ее поверхности.

Как уже отмечалось, степень чистоты выращиваемого слоя зависит от чистоты насыщающего материала. Так, наиболее чистые слои с концентрацией  $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_n^{77\text{K}} = 105600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  получены при насыщении расплава GaAs, выращенного методом направленной кристаллизации с  $\mu_n^{300\text{K}} = 7000 \text{ см}^2/\text{В}$  [32].

Изменяя расход водорода, температуру начала кристаллизации и время термообработки раствора-расплава, можно получать слаболегированные эпитаксиальные слои  $p$ - или  $n$ -типа проводимости. Обычно в начале охлаждения системы на подложках независимо от типа ее проводимости растут слои  $p$ -типа, затем постепенно происходит инверсия типа проводимости и формируется высоковольтный  $p^0-n^0$ -переход. Типичное распределение примесей в слаболегированных слоях с высоковольтным  $p^0-n^0$ -переходом показано на рис. II.4.

Заметим, что в полученных таким образом эпитаксиальных слоях  $n^0$ -GaAs концентрация распределена неравномерно — мини-

мальная у границы с  $p$ -областью, затем плавно возрастает и на расстоянии 40 ... 50 мкм достигает  $(0,5 \dots 1) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Варьирование зазора между подложками позволяет управлять градиентом концентрации примесей и толщиной слоя объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода. Типичные значения слоя объемного заряда при нулевом смещении лежат в пределах 15 ... 50 мкм.

### II.5. Выращивание многослойных гетероструктур в системе арсенид галлия — арсенид алюминия

Выращивание твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  методом жидкостной эпитаксии из раствора-расплава, как уже отмечалось, имеет свои специфические особенности, связанные с большой химической активностью алюминия.

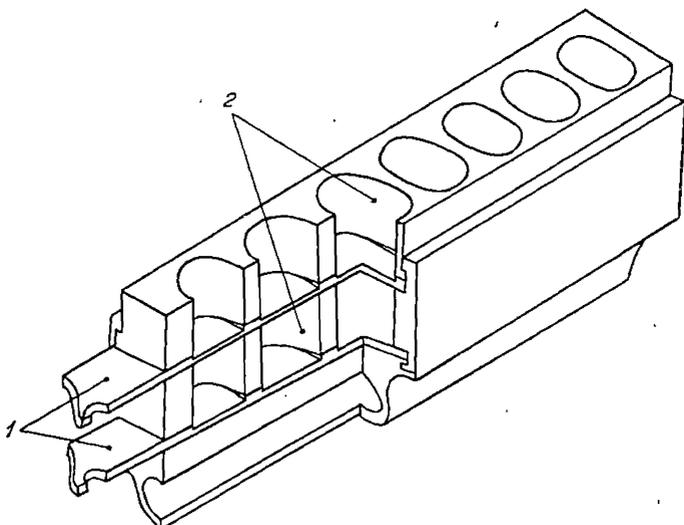


Рис. II.5. Графитовый контейнер пенального типа:  
1 — слайдеры для подложек; 2 — ячейки для растворов-расплавов

Для выращивания  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  применяются графитовые лодочки сдвигового (рис. II.5) и поршневого (рис. II.6) типов. В лодочках сдвигового типа раствор-расплав располагается неподвижно в углублении, а подложка закрепляется в движущейся части лодочки — слайдере. Движением слайдера снимается окисная пленка с раствора-расплава, и смачивание подложки производится чистым раствором-расплавом. Возвратное движение слайдера выдвигает подложку из-под раствора-расплава и удаляет остатки расплава с поверхности эпитаксиального слоя.

Для выращивания многослойных структур чаще применяется графитовая лодочка поршневого типа (рис. II.6), которая позволяет выращивать из ограниченного объема раствора-расплава несколько слоев различного типа проводимости в едином технологическом процессе. В таких лодочках смачивание подложек осуществляется выдавливанием раствора-расплава в зазор между подложками, который можно варьировать в широких пределах (от 100 мкм до

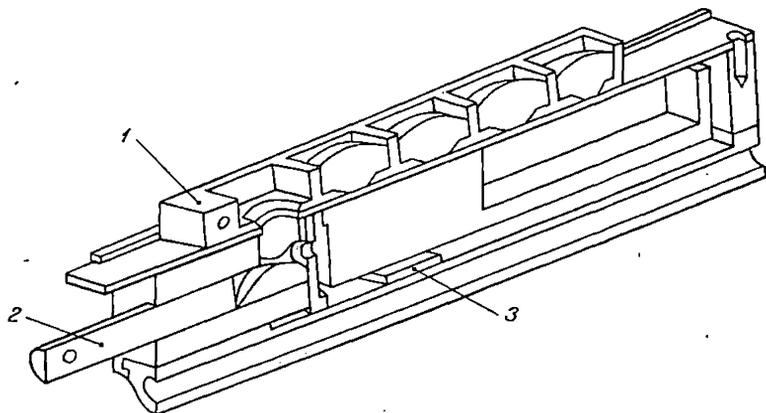


Рис. II.6. Графитовый контейнер поршневого типа:  
1 — контейнер с ячейками для расплавов; 2 — поршень; 3 — подложки

2 мм). Замена раствора-расплава с поверхности подложек в этом случае производится принудительным выдавливанием предыдущего раствора-расплава последующим. В таких лодочках в зависимости от толщины зазора между подложками можно выращивать слои твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с разными градиентами состава. Число эпитаксиальных слоев зависит от количества ячеек в подвижном контейнере.

В графитовых кассетах из-за адсорбирующих свойств графита имеется большое количество примесей, поэтому графитовая лодочка перед использованием в процессе жидкостной эпитаксии подвергается термообработке. Обычно она отжигается сначала в вакууме при  $1050^\circ\text{C}$  в течение 12 ч, затем — в потоке очищенного водорода в присутствии галлия при  $950^\circ\text{C}$  в течение 6...10 ч.

### II.5.1. Управление составом

Возможность управления ширинами запрещенных зон (а если иметь в виду гетероструктуры в системе  $\text{GaAs}-\text{AlAs}$ , то составом  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) внутри приборной структуры лежит в основе использования гетеропереходов в полупроводниковых приборах. Управление

составом твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  осуществляется соответствующей добавкой алюминия в раствор-расплав. Кристаллизация твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  в равновесных условиях происходит в соответствии с диаграммой состояния тройной системы Ga—Al—As. Практически наиболее важным является галлиевый угол тройной диаграммы состояния Ga—Al—As в интервале температур 700 ... 1000 °С [23, 24], изображенной на рис. II.7. Как уже отмечалось, основной особенностью кристаллизации твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  из растворов-расплавов является большая величина коэффициента распределения алюминия, что приводит к выращиванию эпитаксиальных слоев с убывающим содержанием алюминия. Поскольку в условиях принудительного охлаждения раствора-расплава эффективный коэффициент распределения алюминия растет с увеличением скорости охлаждения, то для получения эпитаксиальных слоев  $Al_xGa_{1-x}As$  с незначительным изменением состава по толщине слоя охлаждение

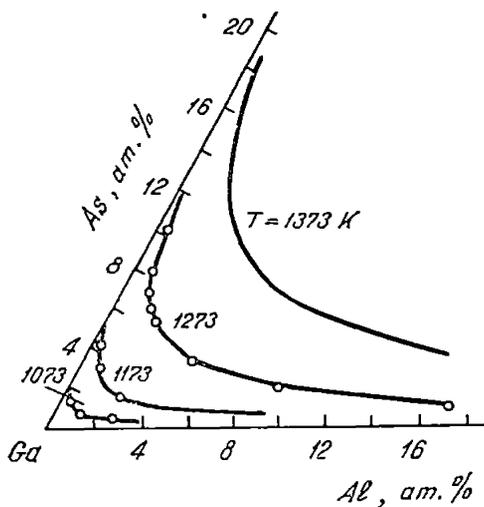


Рис. II.7. Изотермы ликвидуса в галлиевом углу тройной диаграммы галлий — алюминий — мышьяк

системы производят со скоростью не более 0,5 °С/мин [21], а после окончания процесса выращивания раствор-расплав с поверхности эпитаксиального слоя удаляют.

В многослойных структурах управление составом осуществляется путем изменения соотношения алюминия и галлия в растворе-расплаве за счет добавления одного из них или замены раствора-расплава над подложкой. В ряде случаев, например в транзисторах с базовой областью переменного состава и фотоэлементах на основе плавных гетероструктур, необходимы структуры со слоями с увеличивающейся от подложки к поверхности шириной запрещенной зоны. Такие структуры изготавливаются следующими способами:

- 1) однократовой подпиткой раствора-расплава в изотермических условиях;
- 2) плавной (по заданному закону) подпиткой алюминием с использованием кассет поршневого типа;
- 3) кристаллизацией слоев переходного состава при вытеснении одного раствора-расплава другим с помощью поршня.

Последним методом возможно получение слоев с  $\frac{1}{q}$  grad  $E_g > > 10^4$  В/см, которые сложно получать первыми двумя способами [26, 33].

### II.5.2. Управление типом проводимости и уровнем легирования

Обычно для получения эпитаксиальных слоев GaAs и  $Al_xGa_{1-x}As$   $n$ -типа проводимости в качестве легирующей примеси используется теллур, а в качестве акцепторных примесей — цинк и германий. Легирование эпитаксиальных слоев осуществляется как введением в исходный раствор-расплав примесей в чистом виде, так и использованием в растворе-расплаве GaAs, легированного соответствующей примесью.

Самой распространенной акцепторной примесью в эпитаксиальных слоях GaAs и  $Al_xGa_{1-x}As$  ( $x \leq 0,2$ ) является германий. Он не летуч, хорошо растворим, что позволяет управлять уровнем легирования от  $10^{16}$  до  $10^{19}$  см $^{-3}$ . Эпитаксиальные слои, легированные германием, обладают высоким внутренним квантовым выходом излучательной рекомбинации и сравнительно большими диффузионными длинами неосновных носителей. Концентрация германия в расплаве 0,05 . . . 3 ат. % обеспечивает изменение концентрации в твердой фазе от  $10^{16}$  до  $10^{19}$  см $^{-3}$ .

Заметим, что поведение примесей в твердых растворах  $Al_xGa_{1-x}As$  с прямой структурой зон ( $x \leq 0,37$ ) аналогично поведению в GaAs, и лишь акцепторный уровень германия заглубляется с ростом  $x$  [22]. Поэтому в слоях с большим содержанием алюминия обычно для получения слоев  $p$ - $Al_xGa_{1-x}As$  легирование осуществляется цинком [1—2].

Цинк из-за высокой упругости паров при температуре выращивания и сравнительно высокого коэффициента диффузии используется реже, в особых случаях. Например, в высоковольтных диодах [2] на основе  $Al_xGa_{1-x}As$  с переменной шириной запрещенной зоны  $p$ - $n$ -переходы изготавливаются в процессе роста эпитаксиальных слоев на подложках из GaAs  $p$ -типа, легированного цинком. В первый момент после начала охлаждения кристаллизуются слои  $p$ -типа, легированные цинком, вошедшим в раствор-расплав при частичном подрастворении подложки перед началом кристаллизации. По мере роста слоя из-за большого давления паров цинка при температурах 950 . . . 1000 °C его содержание в растворе-расплаве снижается до концентраций, меньших уровня фона  $n$ -типа примесей. В результате получается структура  $p^+$ - $i$ - $n$ -типа с компрессированной  $i$ -областью, имеющей концентрацию носителей  $10^{12}$  . . .  $5 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ .

Для получения слоев  $n$ -типа GaAs или  $Al_xGa_{1-x}As$  в раствор-расплав добавляется либо GaAs, легированный теллуrom, либо кристаллический теллур. Концентрация электронов в слоях варьирует-

ся в пределах  $10^{17} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при использовании в качестве легирующей примеси теллура с концентрацией в жидкой фазе  $0,001 \dots 0,1 \text{ ат.}\%$  [1, 31].

## II.6. Особенности изготовления высоковольтных приборов на основе $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Развитие методов получения слабелегированного арсенида галлия из раствора-расплава и создание высоковольтных  $p-n$ -переходов на его основе дало возможность приступить к созданию высоковольтных диодов, транзисторов и тиристоров [32, 33].

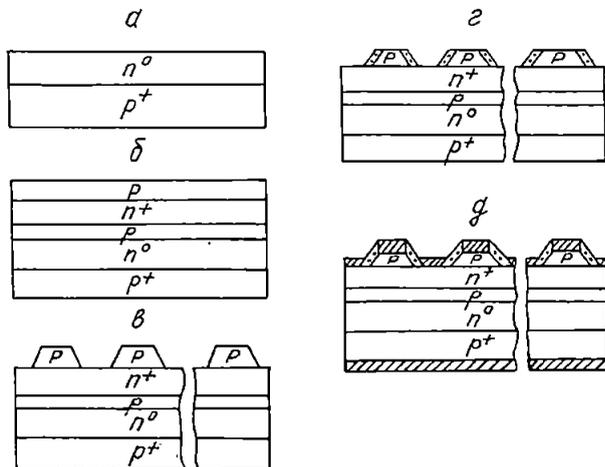


Рис. II.8. Процесс изготовления опотиристора:  
*a* — выращивание  $p^+-n^0$ -структуры; *б* — доращивание структуры опотиристора; *в* — вытравливание мезы; *г* — защита поверхности  $p-n$ -перехода  $\text{SiO}_2$  пленкой; *д* — создание омических контактов

Многослойные структуры с гетеропереходами на основе слабелегированного GaAs и твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  получались методом жидкостной эпитаксии в два этапа. Вначале на арсенид-галлиевой подложке наращивались слои слабелегированного арсенида галлия с высоковольтным  $p-n$ -переходом. На втором этапе на предварительно полученных структурах ( $p^+-n^0$ ,  $n^+-p^0-n^0$ -типа) наращивались эпитаксиальные слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  требуемого типа проводимости, состава и толщины.

Для вывода базы в транзисторных и тиристорных структурах применялась стандартная техника фотолитографии. Последовательность проведения фотолитографических операций на примере тиристора на основе пятислойной структуры (см. гл. VI) приведена на рис. II.8. Вытравливание меза-области на верхнем слое производи-

лось в полирующих травителях. В качестве химического травителя для твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  использовался следующий состав: ортофосфорная кислота, перекись водорода, изопропиловый спирт в соотношении 2 : 1 : 4. Скорость травления  $\sim 1$  мкм/мин при  $20^\circ\text{C}$ , не зависит от состава, что обеспечивает четкий профиль травления многослойных структур с резким и плавным изменением состава.

В тиристорах  $n^+ - p^0 - n^0 - p^+$ -типа, управляемых по  $n$ -базе, базовый электрод создавался в двух вариантах (рис. II.9, а, б). Второй вариант (рис. II.9, б) — вывод базы из углубления в центре

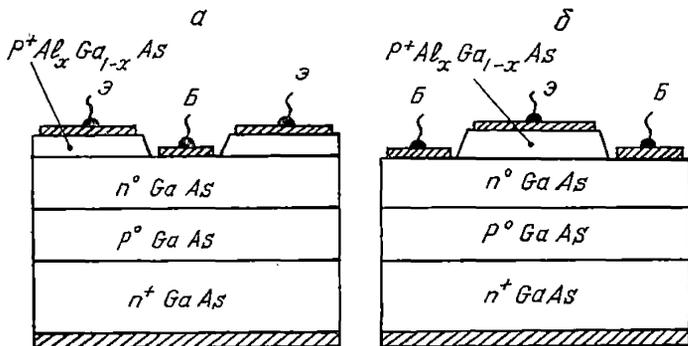


Рис. II.9. Схематическое изображение управляемой  $n^+ - p^0 - n^0 - p^+$ -структуры:

а — конструкция с кольцевым эмиттером; б — с кольцевым управляющим электродом

структуры оказался более оптимальным для данных тиристоров благодаря относительно большей площади эмиттерной области. Такие тиристоры позволяют пропускать большие прямые токи без увеличения общей площади структуры. На рис. II.10 показаны профиль ширины запрещенной зоны и распределение примесей в  $n^+ - p^0 - n^0 - p^+$ -структурах.

Вывод базы в транзисторных структурах осуществляется либо селективным травлением части эмиттерного слоя (мезатранзисторы), либо селективной диффузией цинка через защитную маску (планарные транзисторы).

Метод изготовления мезатранзисторов аналогичен методу изготовления тиристоров и оптодиристоров. В планарных транзисторах для вывода базы проводится селективная диффузия цинка в эмиттерную область через окисную пленку  $\text{SiO}_2$  либо в предварительно откачанных запаянных ампулах, либо в графитовых контейнерах в потоке водорода. Глубина залегания диффузионного  $p - n$ -перехода выбирается соответственно толщине эмиттерного слоя и варьируется в пределах 2 ... 4 мкм.

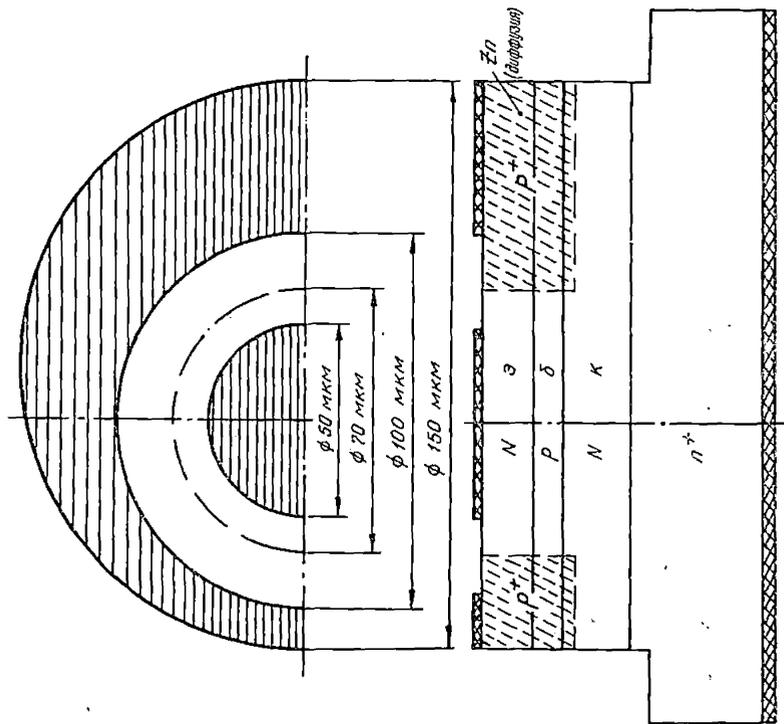


Рис. II.11. Структура планарного транзистора на основе двойной гетероструктуры



Рис. II.10. Профиль ширины запрещенной зоны (а) и распределение примесей (б) в  $n^+-p^0-n^0-p^+$ -структурах

Концентрация дырок в диффузионной  $p$ -области составляет  $10^{19} \dots 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , что обеспечивает хорошие омические контакты к базе и малые сопротивления растекания. На рис. II.11 показана структура быстродействующего планарного транзистора на основе двойной гетероструктуры  $N-p-N$ -типа с реальными размерами.

Дискретные транзисторные и тиристорные структуры получают-ся скрайбированием пластины. Особенности изготовления конкретных приборных структур изложены при описании самих приборов в последующих главах.

### Глава III

#### ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ НА ОСНОВЕ GaAs И ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaAs

Полупроводниковые гетероструктуры в системе AlGaAs широко используются главным образом в оптоэлектронике. Интенсивные работы по созданию на основе гетеропереходов GaAs—AlGaAs самых массовых приборов современной электроники — диодов, транзисторов и тиристоров фактически только начинаются. Благодаря высокому уровню развития технологии изготовления этих приборов на основе кремния, все возникающие потребности улучшения параметров удовлетворялись в рамках возможного. Однако существует предел бесконечного улучшения параметров, определяемый физическими свойствами самого материала. Расширение областей применения приборов, повышение требований к быстродействию и рабочим температурам обусловили поиск материалов с большей шириной запрещенной зоны, чем у Si, для изготовления диодов, транзисторов и тиристоров. Переход на широкозонные материалы и в первую очередь на GaAs отвечает общей тенденции развития полупроводниковой электроники — повышению быстродействия и мощности единичного прибора без увеличения его габаритных показателей. Чем больше ширина запрещенной зоны, тем выше предельная температура структуры. А поскольку ток через полупроводниковый прибор из-за рассеиваемой в нем мощности потерь ограничивается предельной температурой структуры, то ширина запрещенной зоны определяет и предельную плотность тока через полупроводниковую структуру с  $p$ — $n$ -переходом, а также значения напряжения пробоя, тока утечки и их температурные зависимости, позволяя значительно улучшить эти параметры при использовании более широкозонных материалов.

Рассмотрим применение GaAs и гетероструктур AlGaAs в полупроводниковых диодах на примере силовых диодов, где особенно отчетливо видна противоречивость требований к параметрам структуры и где наиболее ярко проявились новые тенденции в связи с использованием новых материалов. Не случайно одно из первых пред-

ложений по использованию гетеропереходов в полупроводниковых приборах относится к мощным диодам. Так, в 1967 г. Ж. И. Алферов предложил выпрямитель на сверхвысокие плотности тока на основе двойной гетероструктуры типа  $P-i-N$  ( $P-n-N^+$ ,  $N-p-P^+$ ) [1]. В такой структуре благодаря выводу рассеиваемой в пропускном направлении мощности в виде когерентного излучения может быть реализован вентиль на сверхвысокие плотности тока. В этом предлодении впервые речь зашла об использовании собственного рекомбинационного излучения структур для существенного улучшения параметров силовых диодов.

При рассмотрении физических процессов в гетеропереходах мы отмечали привлекательность резкого-изотипного  $n-N$ -гетероперехода для создания быстродействующих переключающих диодов, а также возможность снижения обратных токов в анизотипных гетеропереходах на фактор  $\exp\left(\frac{\Delta E_c}{kT}\right)$  или  $\exp\left(\frac{\Delta E_v}{kT}\right)$  по сравнению с гомо- $p-n$ -переходом в узкозонном материале. Эти особенности гетеропереходов начинают находить практическое применение. Все большее распространение находят в силовой и импульсной технике GaAs и гетероструктуры системы AlGaAs. Переход на новые материалы — это не простая замена одного материала другим. Потребовался целый комплекс технологических и физических исследований, прежде чем открылась возможность создания первых приборных структур на их основе.

Известно, что в выпрямительных диодах наиболее важны два взаимосвязанных параметра — величина потерь в пропускном направлении и величина обратного напряжения пробоя. Так, для повышения обратных напряжений необходимо увеличение толщины слаболегированной области, что приводит к возрастанию потерь в пропускном направлении из-за роста падения напряжения на базе диода. Особенно существен этот рост в материалах с малой диффузионной длиной неравновесных носителей заряда (ННЗ), чем и объясняются почти пятнадцатилетние неудачные попытки создания силовых диодов на основе широкозонных материалов  $A^3B^5$ . Все это потребовало поиска принципиально новых путей решения задачи эффективной модуляции сопротивления базовой области на основе прямых широкозонных материалов. В настоящее время намечились два пути решения этой проблемы.

### III.1. Высоковольтные диоды на основе плавной гетероструктуры

В 1967 г. описаны первые высоковольтные диоды на основе материалов типа  $A^3B^5$  [2]. Диоды представляют собой  $p^+-n^0-n^+$ -структуру на основе твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  с высокоомной базовой областью переменной ширины запрещенной зоны, убывающей

от  $p^+$ -области. Зонная энергетическая диаграмма диода приведена на рис. III.1.

Как было показано ранее (гл. I), в кристаллах с координатно зависимой шириной запрещенной зоны благодаря действию электрического поля  $\text{grad } E_g$  эффективная диффузионная длина НЗ при определенных условиях увеличивается. Поэтому использование таких кристаллов в силовой полупроводниковой технике весьма заманчиво, так как действие тянущих полей градиента ширины запрещенной зоны приводит к уменьшению прямых падений напряжения на диоде, поскольку модуляция сопротивления базовой области инжектированными носителями улучшается. Кроме того, наличие  $p-n$ -перехода в более широкозонной части структуры приводит к снижению обратных токов и увеличению пробивных напряжений по сравнению с материалом с меньшей шириной запрещенной зоны, так как при прочих равных условиях критическая напряженность поля при

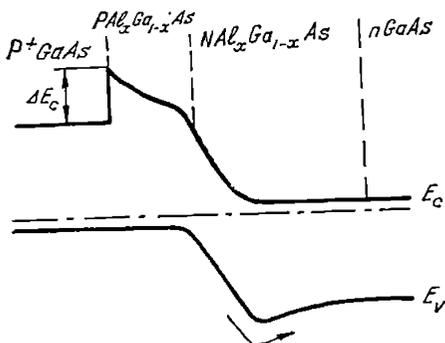


Рис. III.1. Высоковольтный диод на основе плавной гетероструктуры

пробое в широкозонных материалах больше.

В описываемых диодах ширина запрещенной зоны у границы с  $p^+$ -областью составляет 1,8 ... 1,9 В и плавно спадает до ширины запрещенной зоны GaAs на расстоянии 50 ... 100 мкм. Концентрация в  $n^0$ -области лежит в пределах  $10^{13}$  ...  $10^{14}$  см $^{-3}$ . Напряжение пробоя достигает 1 кВ. При этом возрастание обратного тока при напряжениях  $\sim 900$  В и следующий за ним пробой всегда связаны с локальными «утечками» по поверхности образца. Обратный ток при температуре 360 °С и напряжении 100 В не превышает  $1,6 \cdot 10^{-2}$  А/см $^2$ . Прямые падения напряжения составляют не более 2 ... 3 В при плотности тока  $j \approx 200$  А/см $^2$  [19].

В пропускном направлении диоды излучают свет с энергией в максимуме излучения  $h\nu_m = 1,75$  ... 1,9 эВ. Энергия излучения определяется местом локализации  $p-n$ -перехода, и исследование спектров рекомбинационного излучения позволяет наиболее наглядно выявить особенности движения НЗ в кристаллах с координатно зависимой шириной запрещенной зоны и характер их распределения. Времена переключения из прямого направления в обратное  $\sim 5 \cdot 10^{-8}$  с. Таким образом, уже в первой работе по высоковольтным диодам на основе широкозонных материалов типа  $A^3B^5$  убедительно показана перспективность их использования в силовой технике.

В настоящее время наибольшее распространение в силовой и импульсной технике получил GaAs благодаря разработке методов получения слаболегированного  $n^0$ -GaAs со сравнительно большими диффузионными длинами НЗ, высоким внутренним квантовым выходам излучательной рекомбинации ( $\eta_i$ ) и созданию на его основе высоковольтных  $p^+ - n^0$ -переходов.

### III.2. Фотонный перенос НЗ в GaAs

Известно, что в эпитаксиальных слоях GaAs, полученных выращиванием из жидкой фазы, доминирующим каналом рекомбинации является излучательная рекомбинация.

В [17] показано, что внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации  $\eta_i$  в GaAs <Ge, Zn> достигает 94 ... 98 % при 300 К. Значения  $\eta_i$ , близкие к 100 %, наблюдаются и в нелегированных слоях GaAs при высоких уровнях возбуждения [13, 17].

Процессы переноса НЗ в материалах с высоким внутренним квантовым выходом излучательной рекомбинации обладают рядом интересных особенностей. Как следует из теории ван Русбрека — Шокли, существует фундаментальная связь между скоростью рекомбинации и коэффициентом поглощения. Так, интенсивность излучательной рекомбинации с энергией  $E$  пропорциональна коэффициенту поглощения материала для этой энергии. Для энергий  $E$ , соответствующих прямым межзонным переходам, коэффициенты поглощения велики ( $k \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ ). Поэтому, как было отмечено в [12], излучательная рекомбинация не приводит к гибели НЗ благодаря поглощению фотонов и образованию новых электронно-дырочных пар, компенсирующих излучательный канал рекомбинации.

Перенос носителей заряда посредством многократного повторения цикла электронно-дырочная пара — фотон — пара можно описать, используя понятие коэффициента фотонной диффузии  $D_\Phi$ . Для малых уровней инжекции излучательное время жизни  $\tau_n = \text{const}$ . Полагая концентрацию НЗ, например электронов, плавно меняющейся функцией координаты  $z$ , Дитке [12] получил выражение для потока фотонов, равного потоку электронов.

Поток фотонов через произвольно выбранное в объеме полупроводника сечение  $z=0$

$$\begin{aligned} \Phi &= -D_\Phi \left( \frac{\partial n}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} = -\frac{1}{3\tau_n} \int_E \frac{\rho(E) dE}{k^2(E)} = \\ &= -\frac{1}{3\tau_n} \langle k^{-2} \rangle \left( \frac{\partial n}{\partial z} \right) \Big|_{z=0}, \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

где  $\rho(E)dE$  — вероятность нахождения фотонов в интервале энергий  $dE$ ;  $k$  — коэффициент поглощения для энергии излучения  $E$ .

Фотонный перенос ННЗ — разность потоков, проходящих через сечение слева и справа, характеризуется коэффициентом фотонной диффузии:

$$D_{\Phi} = \frac{1}{3\tau_{и}} \langle k^{-2} \rangle. \quad (\text{III.2})$$

При высоких уровнях инжекции

$$\tau_{и} = \frac{1}{B(n+p)} \quad (\text{III.3})$$

становится зависящим от концентрации ННЗ (здесь  $B$ -коэффициент излучательной рекомбинации). Такой подход справедлив при значениях  $\frac{1}{k(E)}$  меньших расстояний, на которых существенно меняется концентрация носителей. Поэтому  $D_{\Phi}$  определяется достаточно коротковолновой частью спектра рекомбинационного излучения. Оценки показывают, что многократное повторение цикла пара — фотон — пара увеличивает эффективный коэффициент диффузий на 10 ... 20 % и, как будет показано ниже, на модуляцию сопротивления слаболегированной базы существенного влияния не оказывает. Однако коэффициенты поглощения для длинноволнового края межзонного излучения сравнительно невелики. Это излучение может выходить из образца или поглощаться на значительных расстояниях от области генерации ННЗ. Такие фотоны создают однонаправленный поток и, если вдали от области возбуждения концентрация ННЗ мала, приводят к убыли числа носителей заряда. Поэтому соответствующий поток получил название рекомбинационного [13, 14].

Как будет показано ниже, длинноволновая часть рекомбинационного излучения играет определяющую роль в процессах переноса ННЗ в толстых слоях, которые используются во всех силовых приборах, а значит, и в модуляции сопротивления базовых областей таких приборов.

### III.3. Арсенидгаллиевые силовые диоды

#### III.3.1. Основные достигнутые результаты

Первые силовые диоды на основе GaAs описаны в работах [4—6]. Они представляют собой хорошо известную структуру типа  $p^+ - n^0 - n^+$ , которая изготавливается методом жидкостной эпитаксии. Разработанная методика позволяет получать высоковольтные структуры с площадями, превышающими  $1,0 \text{ см}^2$ . Свойства таких диодов изучены достаточно подробно.

Обычно прямые падения напряжения на диодах не превышают 2,0 ... 2,5 В при толщине  $n^0$ -базы 100 мкм и плотности прямого тока

$\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup>. Начальный участок прямой ветви ВАХ описывается экспоненциальной зависимостью

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qU}{\beta kT}\right),$$

где коэффициент  $\beta$  зависит от тока и температуры и лежит в пределах 1,1 ... 2.

Обратный ток при температурах выше 100 ... 150 °С определяется генерацией неосновных носителей в ОПЗ, т. е.  $j_{обр} \sim U_{обр}^{1/2}$ . При более низких температурах обратный ток оценивается поверхностными утечками. В диодах, полученных жидкостной эпитаксией  $j_{обр} \approx 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup> и  $j_{обр} = 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup> при  $U_{обр}$  равном 10 и 300 В соответственно при температуре 280 °С. Обратные токи диодов, изготовленных газовой эпитаксией [10], в области низких напряжений существенно меньше, а при  $U > 100$  В — того же порядка.

В большинстве описанных в литературе диодов напряжение пробоя лежит в пределах 400 ... 800 В, рекордные значения  $U_{проб}$  достигают 1,5 кВ. При этом пробой обычно носит локальный характер и происходит по поверхности.

Необходимо отметить и тот факт, что описываемые диоды обладают значительно более высокими по сравнению с кремниевыми допустимыми плотностями тока в пропускном направлении. Известно, что важной величиной, характеризующей способность диода работать при больших плотностях тока, является та максимальная температура  $p-n$ -перехода, до которой диод может работать при сохранении выпрямляющих свойств. Как уже отмечалось, из результатов изучения обратных ветвей ВАХ в широком диапазоне температур следует, что выпрямляющие свойства диодов сохраняются до температур 300 °С. Именно это обстоятельство обеспечивает высокие значения предельно допустимых плотностей тока в пропускном направлении [17].

Быстродействие силовых диодов на основе арсенида галлия при одинаковых предельных токах и пробивных напряжениях существенно превосходит быстродействие кремниевых диодов. Времена переключения  $p^+-n^0-n^+$ -структур из прямого смещения в обратное (время восстановления обратного сопротивления) составляют 100 ... 300 нс при  $j_{пр} = 500$  А/см<sup>2</sup> и величине обратного напряжения 100 В.

Исследование частотных характеристик показало, что вплоть до частот 1 МГц амплитуда выпрямленного тока почти не зависит от частоты [6].

Изменение времени восстановления в интервале температур 20 ... 300 °С незначительно. Поскольку диффузионные длины дырок в  $n^0$ -GaAs невелики и лежат в пределах 5 ... 10 мкм, наибольший интерес представляют прямые ветви ВАХ таких диодов.

### III.3.2. Прямые ветви ВАХ

Исследование прямых ветвей ВАХ до  $j \approx 2 \cdot 10 \text{ A/cm}^2$   $p^+ - n^0 - n^+$ -арсенидгаллиевых структур с различными толщинами слаболегированной  $n^0$ -области (40 ... 120 мкм,  $w_n/L_p = 5 \dots 15$ ) проведено в работе [6]. На рис. III.2 показаны типичные прямые ветви ВАХ при комнатной температуре. Наблюдается более слабая зависимость прямых падений напряжения от толщины базовой области  $w_n$ , чем это следует из существующих представлений [16], когда

$$U_{пр} \sim \exp\left(\frac{w_n}{2L}\right), \quad (\text{III.4})$$

где  $L = \sqrt{\frac{2b}{b+1}} L_p$  — длина диффузии при высоком уровне инжекции;  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$  (отношение подвижностей электронов и дырок).

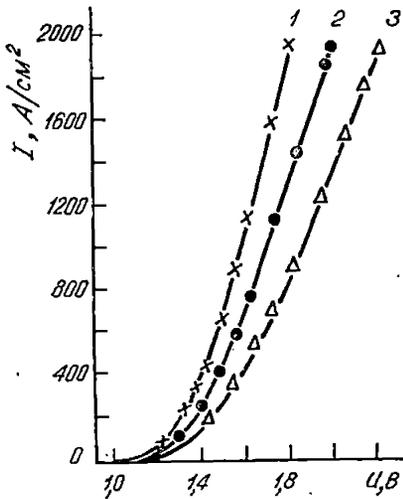


Рис. III.2. Прямые ветви вольт-амперной характеристики ( $T=300 \text{ K}$ ),  $w_n$ , мкм:  
1 — 40; 2 — 60; 3 — 100

В пропускном направлении диоды на основе GaAs излучают свет. Поэтому важную информацию о характере распределения инжектированных носителей в базе диода и роли рекомбинационного излучения может дать изучение распределения интенсивности рекомбинационного излучения вдоль базовой области диода. Интенсивность излучения

$$\Phi = \Delta p / \tau_{изл},$$

где  $\tau_{изл} = [B(n_n + \Delta p)]^{-1}$ ;  $B$  — коэффициент излучательной рекомбинации,  $n_n$  и  $\Delta p$  — соответственно равновесная и неравновесная концентрации носителей в базе. Поскольку в области малых уровней инжекции  $\Phi \sim \Delta p$ , а при больших уровнях  $\Phi \sim \Delta p^2$ , то по распределению интенсивности излучения легко определить распределение концентрации неравновесных носителей вдоль базовой об-

ласти  $p^+ - n^0 - p^+$ -структуры. Необходимое для расчета абсолютное значение концентрации дырок на границе  $p^+ - n^0$ -перехода  $\Delta p_0$  для большого уровня инжекции определяется из выражения для плотности тока

$$j = \frac{qD \Delta p_0}{L_{эф}}$$

где  $D=2D_p$ . Эффективная длина диффузии находится по наклону начального участка в зависимости

$$\ln \Phi^{1/2} = f(x).$$

Положение максимума и форма спектров электролюминесценции в структурах на основе только GaAs не зависят от величин про-

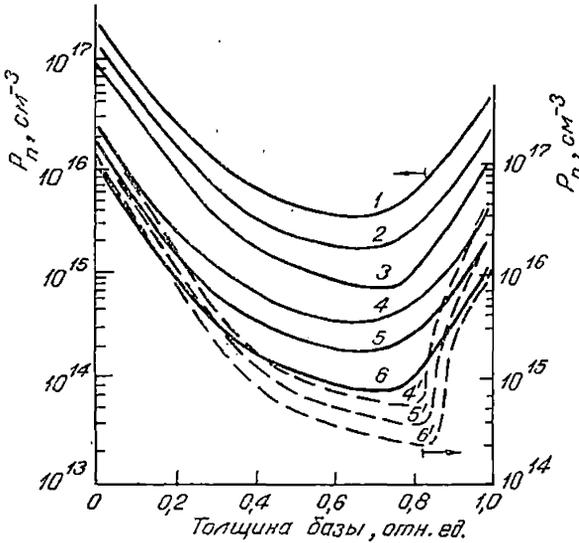


Рис. III.3. Распределение концентрации неравновесных носителей в базе 200 мкм (1, 2, 3) и 100 мкм (4, 5, 6, 4', 5', 6'). Кривые 4', 5', 6' рассчитаны без учета световой модуляции

текающего тока ( $j=1 \dots 10^3$  А/см<sup>2</sup>). Энергия максимума полосы излучения при комнатной температуре лежит в пределах 1,375...1,380 эВ при выводе света параллельно плоскости  $p-n$ -перехода.

Интенсивность рекомбинационного излучения с ростом тока возрастает по закону более сильному, чем линейный. Начальный участок характеристики ток — свет обычно описывается квадратичной зависимостью, а начиная с плотностей тока 100 А/см<sup>2</sup>,  $\Phi \sim j^n$ , где  $n$

зависит от толщины базовой области и лежит в пределах  $\sim 1 \dots 1,5$ . В области больших уровней инжекции  $j > (5 \dots 7) \cdot 10^2$  А/см<sup>2</sup>, для образцов с  $\omega/L_p < 6$  наблюдается переход на линейную зависимость, а для образцов с  $\omega/L_p > 6$  — на зависимость близкую к ней ( $n = 1,2$ ). Этот переход происходит тем раньше, чем меньше толщина базовой области. Так, для диодов с  $\omega_n/L_p = 4$  линейная зависимость наблюдается начиная с плотностей тока 300 ... 350 А/см<sup>2</sup>. Соответствующим образом изменяется и внешний квантовый выход излучения, величина которого достигает 0,3 % при сборе излучения с одной торцевой грани образца.

Установлено, что распределение концентрации инжектированных носителей зависит от толщины базы и уровня инжекции.

Для образцов с «тонкой» базой ( $\omega/L_p < 4$ ) уже при плотности тока  $\sim 10$  А/см<sup>2</sup> вся база «залита» носителями, а концентрация в начале и в конце базы отличается не более чем в 2 ... 3 раза. Для образцов с «толстой» базой распределение носителей имеет более сложный характер. Начальный участок описывается экспоненциальной зависимостью

$$\sim \exp(-x/L_{\text{эф}}),$$

где  $L_{\text{эф}}$  лежит в пределах 10 ... 20 мкм и растет с током. Обычно этот рост по мере увеличения толщины базы проявляется слабее.

Необходимо отметить, что интенсивность излучения с увеличением тока в различных точках базовой области растет неодинаково, особенно это проявляется на образцах с  $\omega/L_p > 4$ . В исследованном диапазоне токов  $\Phi \sim j\gamma$ , где  $\gamma = 1,5 \dots 1,3$  в максимуме излучения, и монотонно растет до 2,5 ... 2,8 по мере удаления от  $p$ - $n$ -перехода. Концентрация инжектированных носителей также описывается степенной зависимостью от тока  $\Delta p \sim j^\alpha$ , где  $\alpha$  увеличивается по мере удаления от  $p$ - $n$ -перехода до 1,5 ... 2.

Согласно существующим представлениям, в простейшем случае диода с полубесконечной базой концентрация инжектированных носителей при фиксированном расстоянии линейно растет с током. Наблюдаемое же распределение неравновесных носителей может быть объяснено участием дополнительного механизма модуляций сопротивления базы, поглощением в базовой области собственного рекомбинационного излучения и люминесценции  $p^+$ -области, приводящих к повышению концентрации. Поскольку излучение  $p^+$ -области сдвинуто по сравнению с рекомбинационным излучением базы в более длинноволновую область, оно должно существенно влиять на модуляцию в глубине базы, а на начальное распределение носителей в базе — перепоглощение собственного рекомбинационного излучения базы.

### III.4. Расчет прямых ветвей ВАХ высоковольтных диодов на основе прямых широкозонных материалов

Изложенные в предыдущем разделе результаты экспериментального исследования прямых ветвей ВАХ силовых диодов на основе слаболегированного GaAs показали определяющее влияние собственного рекомбинационного излучения структуры поглощаемого в высокоомной базе диода на величину сопротивления и падения напряжения в пропускном направлении. Это — новый механизм модуляции сопротивления базовой области силовых приборов, который имеет принципиальное значение для создания и конструирования силовых приборов на высокие рабочие напряжения с малыми потерями в пропускном направлении на основе материалов с прямой структурой зон и малыми диффузионными длинами НЗ. Естественно, возникает вопрос о количественной оценке этого явления и возможности эффективного управления модуляцией проводимости базовой области арсенидгаллиевых  $p^+ - n^0 - n^+$ -структур.

Впервые расчет прямых ветвей ВАХ с учетом влияния собственного рекомбинационного излучения на примере арсенидгаллиевой  $p^+ - n^0 - n^+$ -структуры выполнен в работах [9, 11].

Для выяснения относительной роли рекомбинационного излучения  $p^+$ - и  $n^0$ -областей расчеты распределения НЗ и вида прямых ветвей ВАХ проведены как при учете только излучения  $n^0$ -области, так и  $p^+$ - и  $n^0$ -областей одновременно.

Для определения концентрации НЗ в слаболегированной базе  $p^+ - n^0 - n^+$ -структуры и расчета ВАХ решается одномерная система уравнений для  $n^0$ - и  $p^+$ -областей при произвольном уровне инжекции, а для  $n^+$ -области — при малых уровнях инжекции. Запись исходной системы уравнений имеет общепринятый вид и состоит из уравнений для тока

$$\left. \begin{aligned} j_p &= qE \mu_p p - qD_p \frac{dp}{dz}, \\ j_n &= qE \mu_n n + qD_n \frac{dn}{dz}, \\ j &= j_p + j_n, \end{aligned} \right\} \quad (III.5)$$

к которым добавляются уравнение непрерывности и условие квазинейтральности соответственно для  $n^0$ -базы

$$\frac{1}{q} \frac{dj_p}{dz} = - \frac{p - p_0}{\tau_p} + G_p, \quad (III.6)$$

$$n = N_n + p$$

и  $p^+$ -эмиттера

$$- \frac{1}{q} \frac{dj_n}{dz} = - \frac{n - n_0}{\tau_n} + G_n, \quad (III.7)$$

$$p = P_p + n;$$

здесь  $p - p_0$ ,  $n - n_0$ ,  $N_n$ ,  $P_p$  — концентрации неравновесных дырок, электронов и ионизованных доноров и акцепторов;  $G_{p(n)}$ ,  $\tau_{p(n)}$  — скорость генерации неравновесных носителей рекомбинационным излучением и их времена жизни в  $n^0$ - и  $p^+$ -областях соответственно.

Время жизни принималось равным

$$\frac{1}{\tau_p(n)} = \frac{1}{\tau_{\text{изл}}} + \frac{1}{\tau_0^{p(n)}}, \quad (\text{III.8})$$

где  $\tau_{\text{изл}}$  и  $\tau_0^{p(n)}$  — излучательное и безызлучательное время жизни неравновесных носителей.

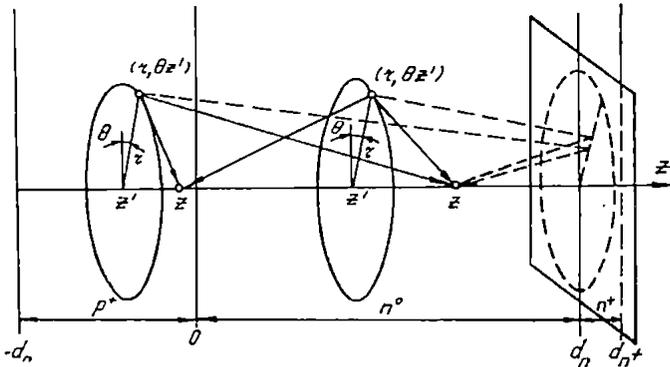


Рис. III.4. Схема хода световых лучей, поясняющая расчет скорости генерации носителей

Для  $n^0$ -области  $\tau_{\text{изл}} = 1/B^n(N_n + p)$ ,  $B^n = 7,2 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с [18]; для  $p^+$ -области  $\tau_{\text{изл}} = 1/B^p(P_p + n)$ ,  $B^p = 2 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с [19], где  $B^n$ ,  $B^p$  — коэффициенты излучательной рекомбинации для  $n^0$ - и  $p^+$ -областей с  $\rho \approx 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Задача решается при следующих допущениях:

1) безызлучательное время жизни, подвижности электронов и дырок не зависит от уровня инжекции, т. е.

$$\tau_0, \mu_n, \mu_p = \text{const};$$

2) рекомбинацией в слое объемного заряда  $p-n$ -переходов можно пренебречь;

3)  $p^+$ -эмиттер считается полубесконечным и на расстоянии  $d_p \gg L_n^p$  концентрация электронов принимается равной нулю;

4) уровень инжекции в  $n^+$ -эмиттере предполагается малым, а излучательная рекомбинация и генерация носителей светом не учитываются;

5) отражение на контакте  $n^+$ -области считается таким же, как и на границе GaAs — воздух.

Выражения для генерационного члена получены в ряде работ [12, 13] и в аналогичном виде использованы в [9, 11].

Скорость генерации носителей  $G_{p(n)}$  определяется поглощенной частью суммарного светового потока, приходящего в данную точку со всего объема базы и  $p^+$ -эмиттера. При этом учитывается разли-

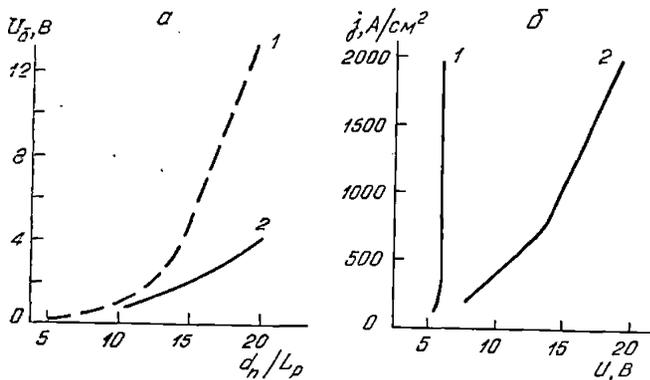


Рис. III.5. Зависимость падения напряжения (а) на  $n^0$ -базе от отношения  $d_n/L_p$  при токе  $1000 \text{ A/cm}^2$  и ВАХ (б)  $p^+-n^0-n^+$ -структуры ( $d_n=200 \text{ мкм}$ ) с учетом (1) и без учета (2) световой модуляции

чие спектров рекомбинационного излучения и коэффициентов поглощения в  $p^+$ - и  $n^0$ -областях. Схема хода световых лучей, поясняющая расчет скорости генерации в точках на оси  $z$ , соответствующих  $p^+$ - и  $n^0$ -областям, дана на рис. III.4. Сплошные линии соответствуют прямым лучам из точек излучения  $(r, \theta, z'_p)$ ;  $(r, \theta, z'_{n0})$   $p^+$ -эмиттера и  $n^0$ -базы, пунктирные — лучам, отраженным от контакта к  $p^+$ -области ( $z=d_n$ ). Скорости генерации дырков в  $n^0$ -базе ( $G_p$ ) и электронов в  $p^+$ -области ( $G_n$ ) могут быть записаны в виде [17].

$$G_p(z) = G_p^{n1}(z) + G_p^{p1}(z) + G_p^{n2}(z) + G_p^{p2}(z); \quad (\text{III.9})$$

$$G_n(z) = G_n^{n1}(z) + G_n^{p1}(z) \quad (\text{III.10})$$

(индексы  $n1, p1$  соответствуют генерации ННЗ, обусловленной поглощением «прямого», а  $n2, p2$  — «отраженного» излучения из  $n^0$ - и  $p^+$ -областей соответственно. Выражения для  $G_p^{n1}$  и  $G_p^{p1}$  приведены в работе [9], а для остальных слагаемых (III.9) и (III.10) — в [11], где рассмотрены особенности их вычисления.

Результаты проведенных расчетов показали, что при принятых допущениях учет рекомбинационного излучения только  $n^0$ -базы не

приводит к заметному изменению характера распределения НЗ в базовой области. Гораздо существеннее влияет на распределение НЗ рекомбинационное излучение  $p^+$ -области структуры, глубоко проникающее в слаболегированную базу благодаря сдвигу максимума излучения в длинноволновую область (рис. III.3).

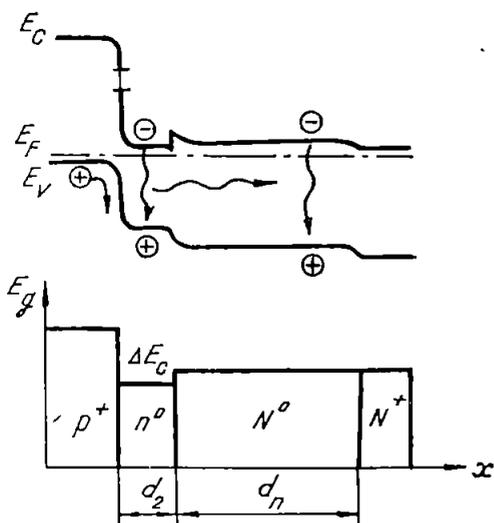


Рис. III.6. Структура силового диода на основе гетеропереходов

Зависимость падения напряжения на слаболегированной базе ( $U_6$ ) от отношения  $d_n$  к  $L_p$  (малый уровень инжекции) при  $j=1000$  А/см<sup>2</sup> с учетом и без учета световой модуляции приведена на рис. III.5, расчетная ВАХ  $p^+-n^0-n^+$ -структуры при  $d_n=200$  мкм с учетом (1) и без учета (2) световой модуляции — на рис. III.6.

При расчетах использовались следующие параметры  $n^0$ -области:  $N_n = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>;  $L_p = 5$  мкм;  $\tau_6 = 50$  нс;  $D_n = 100$  см<sup>2</sup>/с для  $d_p = 100$  и 200 мкм;  $L_p = 10$  мкм;  $\tau_6 = 100$  нс;  $D_n = 181$  см<sup>2</sup>/с;  $p^+$ -области:  $p_p = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>;  $L_n = 11,8$  мкм;  $\tau_6 = 20$  нс;  $D_p = 6$  см<sup>2</sup>/с;  $\eta_i = 0,8$ .

Проведенный расчет и анализ прямых ветвей ВАХ  $p^+-n^0-n^+$ -структур на основе GaAs показали, что:

1) самопоглощение рекомбинационного излучения существенно увеличивает диффузионную длину неосновных носителей при  $L_{p(n)}$  не больше обратного коэффициента поглощения значительной части спектра рекомбинационного излучения;

2) выбор уровня легирования и излучательных характеристик  $p^+$ -области позволяет эффективно управлять модуляцией проводимости базовой области, что приводит к снижению прямых падений напряжения в несколько раз;

4) даже на современном уровне развития технологии изготовления  $p^+-n^0-n^+$ -структур реально получение быстродействующих диодов при  $d_n=200$  мкм в случае резкого перехода с напряжением пробоя  $\sim 3$  кВ и сравнительно малыми прямыми падениями напряжения.

Полученные результаты указывают на пути дальнейшего усиления эффекта оптической модуляции [17]. Это может быть достигну-

то в структуре  $P^+—n^0—N^0—N^+$  с гетеропереходами (рис. III.6), где ширина запрещенной зоны составных частей слаболегированной базы ( $n^0+N^0$ ) может быть выбрана из условия оптимального поглощения рекомбинационного излучения  $n^0$ -области в более широкозонной  $N^0$ -части базы.

Протяженность  $N^0$ -области выбирается из условия размещения слоя объемного заряда для заданного напряжения в обратном направлении, ширина  $n^0$ -области — существенно меньше  $L_p$ .

Считая рекомбинационный ток  $n^0$ -области равным полному току  $j$ , скорость генерации в  $N^0$ -области для точек, достаточно удаленных от  $n^0$ -области ( $x \gg d_2$ ), можно записать

$$G(x) \approx \frac{jk}{2q} \int_0^{\infty} \frac{\gamma_{sp}(h\nu) e^{-\alpha(h\nu)x}}{x} \left( 1 + \frac{1}{\alpha(h\nu)x} \right) d(h\nu). \quad (\text{III.11})$$

При этом интегральная экспонента  $E_i(\alpha x)$  заменяется ее асимптотическим приближением (здесь  $\gamma_{sp}(h\nu)$  — спектральная плотность излучения  $n^0$ -области;  $\alpha$  — коэффициент поглощения базы;  $k$  — коэффициент, связывающий, согласно [17], эффективное и излучательное время жизни).

Оценки показывают, что при разумных значениях параметров структуры:  $j=1000$  А/см<sup>2</sup>,  $k=5$ ,  $\alpha=100$  см<sup>-1</sup>,  $\tau_6=10^{-7}$  с,  $x=2 \cdot 10^{-2}$  см,  $G=10^{23}$  см<sup>-3</sup>/с обеспечивается концентрация носителей не менее  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> в минимуме распределений.

В заключение отметим, что описанные в данной главе быстродействующие высокотемпературные диоды на основе слаболегированного GaAs по совокупности статических и динамических параметров превосходят диоды на основе кремния; результаты их исследования легли в основу разработки арсенидгаллиевых тиристор.

## Глава IV

### БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Практический интерес к гетеропереходам впервые возник в 1951 г., когда для повышения эффективности эмиттерного перехода в области высоких уровней инжекции Шокли [1] предложил транзистор, в котором эмиттер имеет большую ширину запрещенной зоны, чем базовая область. Однако долгое время попытки реализации транзистора с широкозонным эмиттером на основе таких гетеропереходов, как GaAs—Ge [3], ZnSe—Ge [4], ZnSe—GaAs [5], не привели к заметным результатам из-за несовершенства гетерограницы, обуславливающей снижение эффективности инжекции эмиттерного перехода. И только разработка методов эпитаксиального выращивания гетероструктур из жидкой фазы, получение эффективно инжектирующего гетероперехода в системе AlGaAs—GaAs позволили реализовать транзисторы с заметным усилением, не уменьшающимся в области высоких уровней инжекции [6—10].

Исследование физических процессов в резких и плавных гетероструктурах показало, что применением широкозонного эмиттера роль гетероструктур для существенного улучшения всей совокупности параметров транзисторов не исчерпывается.

В последние годы развитие полупроводниковой электроники на основе материалов типа  $A^3B^5$  связано с использованием гетероструктур, чему способствовало создание в 70-е годы новых методов прецизионного выращивания гетероструктур: молекулярно-лучевой эпитаксии (MBE-molecular-beam epitaxy) и химического осаждения из газовой фазы металлоорганических соединений (MOCVD-metal organic chemical vapor deposition), позволившие выращивать субмикронные эпитаксиальные слои заданного состава и уровня легирования.

#### IV.1. Транзисторы с широкозонным эмиттером

##### IV.1.1. Предварительные замечания

Зонная энергетическая диаграмма транзистора с широкозонным (иногда называют с эффективным) эмиттером показана на рис. IV.1. Одной из важнейших характеристик транзистора является зависи-

мость коэффициента усиления от тока эмиттера. Обычно из-за модуляции проводимости базовой области, приводящей к падению коэффициента инжекции эмиттера, при больших плотностях тока коэффициент усиления транзистора уменьшается. Обеспечить постоянство коэффициента инжекции может только широкозонный эмиттер. Теоретическое рассмотрение транзистора с эффективным эмиттером проведено в [2], где показано, что благодаря разной высоте потенциальных барьеров на гетерогранице обратная инжекция из базы почти отсутствует и коэффициент инжекции практически равен единице.

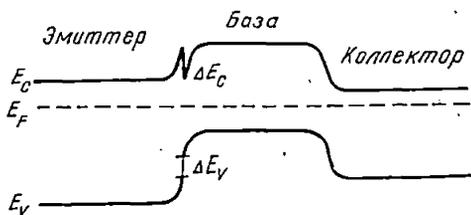


Рис. IV.1. Зонная энергетическая диаграмма транзистора с широкозонным эмиттером

Согласно современным представлениям для идеальной модели гетероперехода, токи инжектированных носителей из узкозонного и широкозонного материалов отличаются на множитель, пропорциональный  $\exp\left(-\frac{\Delta E_C + \Delta E_V}{kT}\right)$ . Отсюда следует, что коэффициент инжекции (эффективность эмиттера), например для  $n-p-n$ -структуры с идеально резким эмиттерным переходом, равен:

$$\gamma = \frac{I_{n\alpha}}{I_{p\alpha} + I_{n\alpha}} = \frac{1}{1 + I_{p\alpha}/I_{n\alpha}} \approx 1 \text{ при } \Delta E_C + \Delta E_V \gg kT.$$

Положительная сторона широкозонного эмиттера заключается не только в предотвращении падения коэффициента усиления при больших уровнях инжекции, но и в возможности улучшения всей совокупности параметров и характеристик транзистора за счет свободы выбора уровней легирования базовой ( $N_B$ ) и эмиттерной ( $N_E$ ) областей. Возможность легирования базовой области значительно сильнее эмиттерной в отличие от обычных транзисторов, где для получения высокой эффективности эмиттера всегда  $N_E \gg N_B$ , и приводит к снижению продольного сопротивления базы

$$r_b \sim \frac{1}{\mu \int_0^{w_b} N_B(x) dx} \quad (\text{IV.1})$$

и емкости эмиттерного перехода, которая для резкого перехода  $C_{b\alpha} \sim \sqrt{N_E}$ , что, как известно, улучшает быстродействие транзисторов.

Поскольку сопротивление базы ( $r_b$ ) является одним из ключевых параметров транзистора, остановимся несколько подробнее на факте его снижения в транзисторах с широкозонным эмиттером. Для увеличения верхнего предела по частоте, который определяется временем пролета носителями базовой области, снижают толщину базы и в современных СВЧ транзисторах она составляет доли микрона. Однако это увеличивает ее сопротивление, что вызывает ухудшение частотных свойств транзистора, которые определяются не граничной частотой, а постоянной времени коллекторной цепи  $r_b C_k$ .

Одной из наиболее важных характеристик транзистора, определяющих возможность работы транзистора на высокой частоте, является максимальная частота генерации, при которой транзистор способен генерировать в схеме автогенератора [11], или частота, при которой коэффициент усиления по мощности становится равным единице. Эта частота не зависит от схемы включения транзистора, а определяется физической структурой последнего. Максимальная частота генерации

$$f_{\max} \sim \left( \frac{f_{\text{ГР}}}{r_b C_k} \right)^{1/2},$$

где  $f_{\text{ГР}}$  — частота отсечки.

Таким образом, при прочих равных условиях снижение сопротивления базы за счет более высокого уровня легирования (на один-два порядка) при наличии широкозонного эмиттера приводит к соответствующему увеличению быстродействия. Именно это обстоятельство позволило использовать GaAs для создания биполярных транзисторов, так как в связи с меньшей подвижностью дырок  $\mu_p$  в GaAs по сравнению с Si гомопереходный биполярный транзистор на основе GaAs всегда будет хуже кремниевый. В то же время для улучшения параметров транзистора большое значение имеет выбор материала. Так, использование в качестве базовой области широкозонных полупроводников типа  $A^3B^5$  с прямой структурой зон и в первую очередь GaAs, обладающего малым временем жизни НЗ и высокой подвижностью электронов, само по себе увеличивает быстродействие, не говоря уже о повышении рабочих температур. Так, в  $n-p$ -(GaAs)— $N(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$  транзисторе с концентрацией в базовой области  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и при толщине базы 0,1 мкм время пролета базовой области при комнатной температуре составляет

$$\sim \frac{q\omega_0^2}{2\mu_n kT} \text{ пикосекунды.}$$

Таким образом, уже в самом материале транзистора заложены потенциальные преимущества, которые наиболее полно могут быть реализованы только при использовании широкозонного эмиттера. С материалом транзистора связано и снижение теплового тока коллектора.

Как уже отмечалось, в литературе описаны транзисторы с широкозонным эмиттером на основе различных материалов, но только транзисторы на основе гетероструктур в системе GaAs—AlGaAs обладают заметными преимуществами по сравнению с существующими кремниевыми и германиевыми транзисторами. Рассмотрим более детально транзисторы на основе гетероструктур GaAs—AlGaAs.

## IV.2. Быстродействующие гетеротранзисторы в системе GaAs—AlAs

### IV.2.1. Методика изготовления

Описанные в литературе гетеротранзисторы в системе GaAs—AlGaAs из-за более высокой подвижности электронов в *p*-материале представляют собой *n—p*-(GaAs)—*N*(Al<sub>*x*</sub>Ga<sub>1-*x*</sub>As)-структуру. В большинстве случаев структуры получены методом жидкостной эпитаксии, хотя последнее время все более широкое применение находят методы молекулярной эпитаксии (МВЕ) и газовой эпитаксии из металлоорганики (МОСVD) благодаря возможности более прецизионного управления параметрами структуры.

В методе жидкостной эпитаксии обычно на подложке *n*<sup>+</sup>GaAs, легированной Te или Si с подрастворением ее ненасыщенным раствором-расплавом или без него, путем понижения температуры выращивается специально нелегированный эпитаксиальный слой *n*GaAs, являющийся коллекторной областью, от концентрации в которой зависит рабочее напряжение транзистора. Затем выращивается базовая область *p*GaAs, легированная Ge до концентраций  $\sim 10^{18} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , толщиной менее микрона и эмиттерный слой *N*Al<sub>*x*</sub>Ga<sub>1-*x*</sub>As (*x*  $\sim 0,2 \dots 0,3$ ), легированный Sn до  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  или нелегированный. Для снижения сопротивления контакта эмиттера на широкозонный эмиттер наращивается дополнительный тонкий слой сильно легированного GaAs. В ряде случаев для повышения рабочих напряжений применяется составная база со слаболегированной *p*-областью, примыкающей к коллектору, и сильнолегированной *p*<sup>+</sup>-областью у эмиттера.

Выбор в качестве легирующих примесей германия и олова объясняется тем, что они не летучи и хорошо растворимы в GaAs. Это позволяет управлять уровнем легирования в широком интервале концентраций. Кроме того, сравнительно низкие значения коэффициентов диффузии не приводят в процессе эпитаксиального наращивания к сдвигу электрической и металлургической гетерограницы. Весь процесс изготовления транзисторной структуры происходит в едином технологическом цикле с использованием графитового контейнера пенального или поршневого типа.

При выращивании структур методом молекулярной эпитаксии базовая область легируется Be, а коллекторная и эмиттерная — Si.

Уровни легирования и состав широкозонного  $Al_xGa_{1-x}As$  эмиттера примерно такие же, как и при жидкостной эпитаксии.

Из полученных таким образом  $n-p-N$ -структур с помощью стандартной техники фотолитографии и селективного травления изготавливались мезатранзисторы (рис. IV.2, а), а при использовании селективной диффузии — планарные транзисторы (рис. IV.2, б).

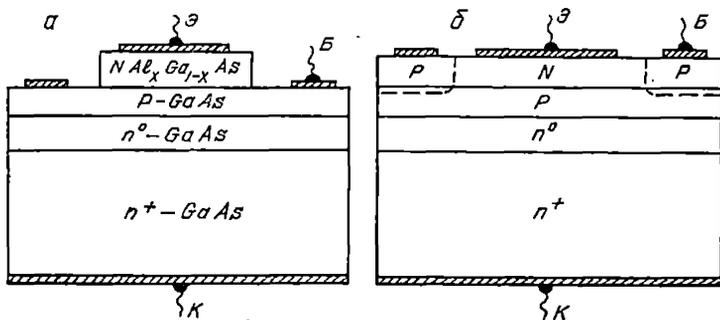


Рис. IV.2. Конструкции транзисторов с широкозонным эмиттером:  
а — мезаструктура; б — планарная структура

Предпочтительней является последний тип транзисторов, поскольку геометрия его позволяет существенно снизить сопротивление растекания базовой области. В качестве защитных покрытий обычно используются слои  $SiO_2$ ,  $Si_3N_4$ .

#### IV.2.2. Основные параметры и характеристики

Поскольку статический коэффициент усиления транзистора определяется отношением толщины базы к диффузионной длине неосновных носителей  $\alpha_0 = \gamma \operatorname{sech}\left(\frac{\omega}{L}\right)$ , то обычно гетеротранзисторы

представляют собой  $n-p-N$ -структуру, так как диффузионная длина электронов в  $GaAs$  значительно больше диффузионной длины дырок. В зависимости от толщины базовой области коэффициенты усиления, измеренные по схеме с общим эмиттером, в описанных транзисторах лежат в пределах 50 ... 1000. Наибольшее из достигнутых в настоящее время значений  $\beta$  (13000) получено в работе [10].

Как уже отмечалось, одной из важнейших особенностей транзистора является зависимость коэффициента усиления от тока эмиттера. В рассматриваемых транзисторах с широкозонным эмиттером в области высоких уровней инжекции коэффициент усиления не уменьшается. В работе [6] экспериментально показано, что во всем измеренном интервале токов, даже когда концентрация инжектиро-

ванных в базу неосновных носителей превышает концентрацию основных, коэффициент усиления остается неизменным. Аналогичная зависимость наблюдается авторами [7].

В области малых уровней инжекции коэффициент усиления зависит от величины протекающего тока, возрастая с уровнем инжекции. Это явление можно объяснить несколькими причинами.

В широкозонных материалах с малым временем жизни неосновных носителей ток базы складывается из двух составляющих — тока, обусловленного рекомбинацией в базе, который определяет коэффициент переноса, и тока, обусловленного рекомбинацией в слое объемного заряда узкозонной базы. Так, для  $n-p-N$ -гетероструктуры с учетом одностороннего характера инжекции эффективность эмиттера можно выразить

$$\gamma = \frac{1}{1 + I_{rg}/I_n}. \quad (IV.2)$$

Поскольку начальный участок вольт-амперной характеристики прямо смещенного гетероперехода при концентрации в широкозонной части  $N_d \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$  имеет вид [16]

$$I = I_{01} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + I_{02} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right), \quad (IV.3)$$

то до тех пор, пока доминирует первый член этого выражения — ток, обусловленный рекомбинацией в области объемного заряда эмиттерного перехода, наблюдается зависимость коэффициента усиления от тока.

Переход от первого участка ВАХ ко второму зависит от многих факторов: уровня легирования, диффузионной длины, температуры, и при комнатной температуре обычно происходит при плотностях тока  $j \sim 10^{-2} \dots 10^{-1} \text{ А/см}^2$ . При более высоких уровнях легирования широкозонного эмиттера ( $N_d > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) существенный вклад в зависимость коэффициента усиления от тока вносит туннельная ком-

понента тока  $I \sim e^{\frac{qU}{\epsilon_0}}$  [24]. В этом случае наблюдается степенная зависимость коэффициента усиления в широком интервале плотностей тока. В реальных условиях причиной токовой зависимости коэффициента усиления может являться поверхностная рекомбинация в месте выхода эмиттерного перехода.

Возрастание коэффициента передачи эмиттерного тока с уровнем инжекции может быть обусловлено насыщением безызлучательных каналов рекомбинации в базовой области, что приводит к увеличению диффузионной длины и росту  $\beta$ . Типичные выходные характеристики транзисторов на основе GaAs с широкозонным эмиттером показаны на рис. IV.3. По данным ряда работ, в большинстве случаев коэффициент усиления по мере увеличения тока коллектора либо растет, либо остается неизменным (рис. IV.4).

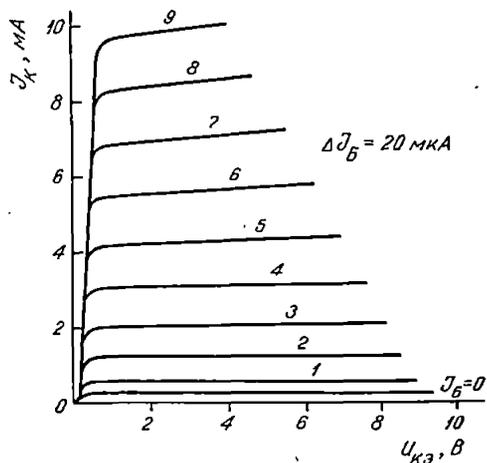


Рис. IV.3. Типичные выходные характеристики биполярного гетеротранзистора

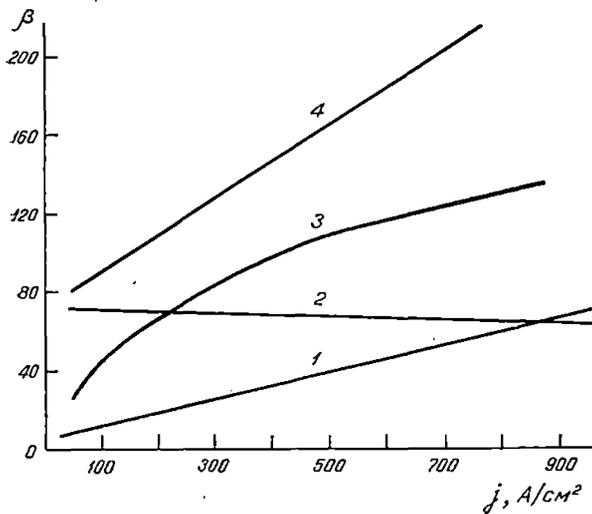


Рис. IV.4. Зависимость коэффициента усиления от тока по данным авторов:

1 — [7]; 2 — [6]; 3 — [5-6]; 4 — [57]

Следует отметить и относительно слабую температурную зависимость коэффициента усиления в рассматриваемых транзисторах. Так, в [17] показано, что с ростом температуры коэффициент усиления плавно уменьшается, при 350 °С он составляет 1/3 от  $\alpha$  при комнатной температуре. Причем в этом случае ток обратно смещенного коллекторного перехода при  $V_{CE}=10$  В составляет  $\sim 1$  А/см<sup>2</sup>.

По данным работы [18], граничная частота усиления рассматриваемых гетеротранзисторов получена равной 130 Гц при  $\omega_6 = 0,1$  мкм и площади коллектора  $\sim 10^{-5}$  см<sup>2</sup>. В реальных условиях быстроедействие определяется значениями емкостей эмиттерного и коллекторного переходов, сопротивлением базы, эмиттера и коллектора, а также схемой включения. В настоящее время достигнута граничная частота усиления 25 ГГц [34].

Остановимся еще на одной особенности гетеротранзисторов. Возможность снижения толщины базовой области до нескольких сотен ангстрем и создания резких гетеропереходов открыла новый путь для дальнейшего повышения быстрогодействия, который связан с использованием баллистического или близкого к нему транспорта носителей через базу. Баллистический транспорт наблюдается тогда, когда движение электронов в базовой области происходит при полном отсутствии столкновений. При этом скорость электронов близка к  $10^8$  см/с — скорости электронов в вакууме, т. е. существенно больше максимальной скорости диффузии.

Для реализации баллистического транспорта в базовой области биполярного транзистора необходимо, чтобы электроны инжектировались с высокой кинетической энергией, а участок баллистического пролета был достаточно малым — меньше пробега горячих носителей.

В транзисторе с широкозонным эмиттером при наличии резкой гетерограницы благодаря разнице в электронных сродствах инжектированные электроны приобретают дополнительную кинетическую энергию. При этом кинетическая энергия электронов должна быть меньше энергетического зазора между  $\Gamma$ - и  $L$ -длинами, т. е.  $\Delta E_c < \Delta E_{FL}$ . Анализ особенностей работы баллистического биполярного гетеротранзистора проведен в работе [20], где показано, что средняя скорость инжектированных электронов существенно зависит от рез-

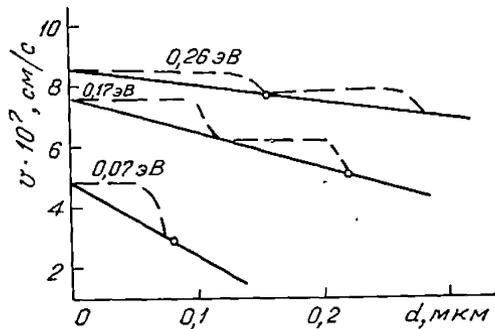


Рис. IV.5. Зависимость средней скорости электронов от высоты барьера и степени размытости гетерограницы

кости гетерограницы. Для расчета максимальной скорости электронов используется классическое соотношение

$$\frac{m^*v^2}{2} = U_n.$$

Применительно к транзисторам GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As потенциальная энергия  $U_n$  всегда меньше 0,3 эВ. На рис. IV.5 показаны расчетные средние скорости электронов в базовой области для различных значений барьера и степени размытости гетерограницы.

Проведенные эксперименты на гетеротранзисторах, полученных методом молекулярной эпитаксии с толщинами базовой области 0,1 и 0,025 мкм, показали, что в таких транзисторах влияние диффузионных механизмов снижается и заметную роль начинает играть баллистический транспорт электронов [21].

### IV.3. Транзисторы на основе двойной гетероструктуры

Транзисторы очень широко используются в различного рода ключах, когда в выключенном состоянии они обладают большим сопротивлением, а во включенном — малым. В ключевом режиме работы всегда имеется переход из области отсечки в область насыщения, когда происходит смена знака коллекторного напряжения —  $U_K$  становится положительным.

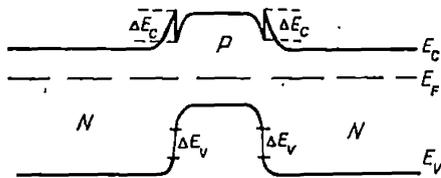


Рис. IV.6. Зонная энергетическая диаграмма транзистора на основе двойной гетероструктуры

Во многих семействах цифровых схем режимы работы предусматривают прямое смещение коллектора, т. е. работу в режиме насыщения. Качество ключа прежде всего определяется скоростью переключения, т. е. временем его перехода из одного состояния в другое. Не останавливаясь подробно на особенностях переходных процессов при переключении, заметим, что в насыщенном ключе время выключения в значительной мере определяется накоплением дырок в высокоомном коллекторном слое (в случае  $n-p-n$ -структуры).

Действительно, в рассмотренных ранее транзисторах с широкозонным эмиттером, в которых уровень легирования базовой области всегда значительно превышает концентрацию в коллекторном  $n$ -GaAs слое ( $N_b \gg N_K$ ), в режиме насыщения происходит сильная инжекция дырок из базы в коллектор, что приводит к увеличению не только мощности рассеяния, но и времени переключения.

Для предотвращения инжекции дырок из сильно легированной базы в коллектор при работе транзистора в режиме насыщения наряду с широкозонным эмиттером используется и широкозонный коллектор (рис. IV.6).

Для транзисторов, работающих в ключевом режиме, все чаще применяется двойная гетероструктура типа  $N-p-N$ . В таких транзисторах для снижения емкости коллекторного перехода используется относительно слаболегированный коллектор ( $N_K \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), а база по-прежнему остается сильнолегированной ( $N_B \sim 10^{18} \dots$

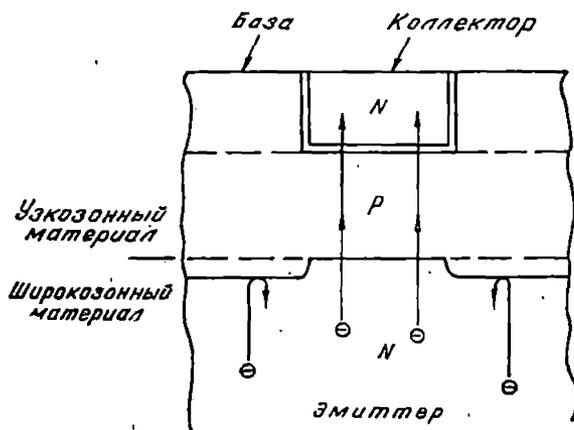


Рис. IV.7. Схематическое изображение обращенного транзистора на основе двойной гетероструктуры

$\dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). При переходе к режиму насыщения наличие неодинакового барьера для дырок и электронов на границе коллектор — база, характерное для гетеропереходов, исключает инжекцию дырок из базы в коллектор. Быстродействие в этом случае определяется рекомбинацией ННЗ в сильнолегированной базе. Впервые особенности импульсных характеристик транзистора с широкозонным коллектором описаны в работе [22].

Необходимо отметить еще одно достоинство транзисторов на основе двойной гетероструктуры — взаимозаменяемость эмиттера и коллектора в интегральных системах. В полупроводниковых интегральных логических схемах широко используется инверсный активный режим работы, когда эмиттерный  $p-n$ -переход смещен в обратном направлении, а коллекторный — в прямом. В силу конструктивных особенностей транзисторов на основе гетеропереходов  $\alpha_n \gg \alpha_i$  ( $\alpha_n$  и  $\alpha_i$  — коэффициенты передачи тока эмиттера и коллектора при прямом и инверсном включениях транзистора).

На рис. IV.7 показана конструкция обращенного транзистора на основе двойной гетероструктуры, в котором эмиттерный переход

имеет площадь большую, чем коллекторный. Однако часть эмиттерного перехода, граничащая с пассивной базой, не инжектирует носители в связи с тем, что она располагается в широкозонном материале. В этой структуре можно обеспечить эффективное собирание носителей в коллектор и при площади эмиттера, большей площади коллектора. Поскольку такой транзистор обладает абсолютно идентичными характеристиками и при прямом и при инверсном включении, его можно назвать симметричным транзистором. По-видимому, такая структура оптимальна для низковольтных транзисторов. В мощных высоковольтных транзисторах со слаболегированным коллектором из-за наличия барьера для неосновных носителей в зоне проводимости высотой  $\Delta E_c$  значение коэффициента передачи эмиттерного тока должно снижаться и наблюдается его зависимость от напряжения на коллекторе при работе в активном режиме. Этот эффект обусловлен зависимостью прозрачности барьера высотой  $\Delta E_c$  от приложенного смещения [24].

Следует отметить, что двойная гетероструктура давно используется в качестве одного из составных транзисторов арсенидгаллиевых тиристоров для управления процессом выключения. Так, наличие электронного ограничения в  $p-n-p-n$ -структурах приводит к тому, что процесс выключения определяется избыточным зарядом, накопленным в узкозонной базе, который исчезает только за счет рекомбинации [25].

#### IV.4. Транзисторы с базовой областью переменного состава

Как было показано в первой главе, в кристаллах с координатно зависимой шириной запрещенной зоны благодаря действию электрического поля градиента ширины запрещенной зоны открылась возможность без изменения уровня легирования управлять скоростью движения ННЗ. Эта особенность движения ННЗ в плавной гетероструктуре последнее время широко используется для создания высокочастотных биполярных транзисторов на основе гетероструктур в системе AlGaAs. По принципу действия такие транзисторы аналогичны дрейфовым [12], в которых движение ННЗ в базе происходит как за счет диффузии, так и за счет дрейфа в электрическом поле базы, обусловленном градиентом примеси. Концентрация примесей в базе дрейфового транзистора уменьшается от эмиттера к коллектору, в результате чего возникает электрическое поле

$$E = \frac{kT}{q} \frac{d \ln N_0(x)}{dx}.$$

В случае экспоненциального распределения примесей в базе поле постоянно и направлено так, что ускоряет инжектированные эмиттером неосновные носители. Понятно, что максимальная разность потенциала между сторонами базы не может превышать половину

ширины запрещенной зоны материала транзистора. При этом для получения максимальных тянущих полей необходимо, чтобы область базы вблизи эмиттера была сильно легирована, а это приводит к уменьшению эффективности эмиттера и снижению коэффициента усиления в области высоких уровней инжекции. От этих недостатков свободны транзисторы, базовая область которых сделана из материала, ширина запрещенной зоны которого увеличивается от коллектора к эмиттеру. Такой транзистор был предложен в [26]. Зонная

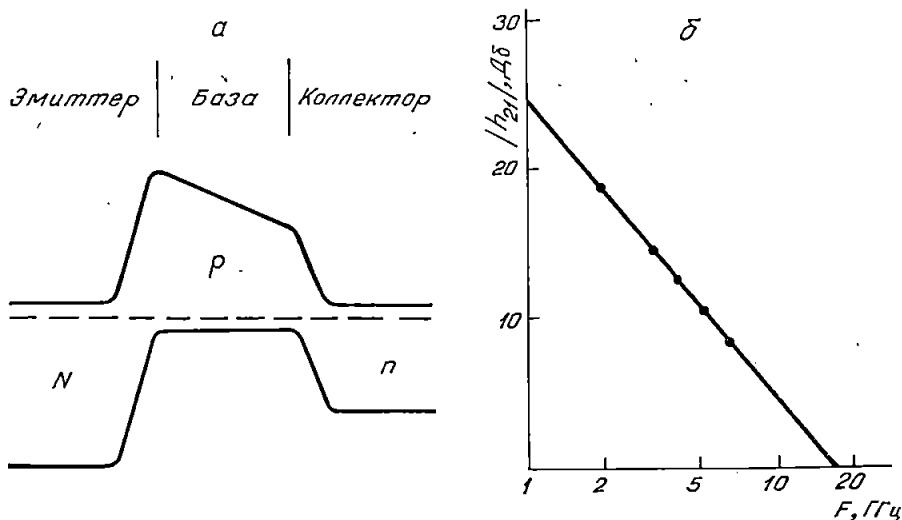


Рис. IV.8. Зонная энергетическая диаграмма (а) и частотная зависимость коэффициента усиления (б) транзистора с базовой областью переменного состава

энергетическая диаграмма гетеротранзистора с базой переменного состава показана на рис. IV.8,а. В рассматриваемом транзисторе по сравнению с обычными дрейфовыми без изменения уровня легирования в базовой области можно получить существенно большие значения тянущего поля за счет градиента ширины запрещенной зоны.

Кроме того, в дрейфовых транзисторах с неравномерным легированием базы при больших уровнях инжекции, когда концентрация ННЗ сравнима с концентрацией основных носителей в области базы, эффект тянущего поля пропадает и частотные свойства ухудшаются. Естественно, что в дрейфовых транзисторах с градиентом ширины запрещенной зоны можно использовать сильнолегированную базу, и действие тянущего поля сохраняется до значительно больших плотностей тока [27].

Прямые измерения дрейфовой скорости электронов в сильно-

легированной плавной  $Al_xGa_{1-x}As$ -гетероструктуре проведены авторами [28, 29].

С помощью импульсной методики регистрации изменения коэффициента отражения во времени с пикосекундным разрешением установлено [29], что при возрастании внутреннего поля от 1,2 до 8,8 кВ/см (в 7,3 раза) дрейфовая скорость электронов повышается с  $2,8 \cdot 10^6$  до  $1,8 \cdot 10^7$  см/с (в 6,4 раза), т. е. с учетом небольшой разницы в подвижностях электронов выполняется соотношение

$$v = \mu_n \frac{1}{q} \text{grad } E_g. \quad (\text{IV.4})$$

Полученное значение дрейфовой скорости электронов в плавной гетероструктуре с  $\frac{1}{q} \text{grad } E_g = 8,8$  кВ/см превышает это значение в нелегированном GaAs при приложении внешнего поля, равного  $\frac{1}{q} \times \times \text{grad } E_g$ , и близко к пиковой скорости электронов  $v_e^{\max}$  в GaAs в поле  $E = 3,5$  кВ/см, когда происходит переброс электронов из  $\Gamma$ -долины в  $X$ -долину.

Следует отметить, что наблюдаемые скорости в плавной гетероструктуре сравнимы с максимально возможной скоростью электронов в  $\Gamma$ -минимуме, которая ограничивается рассеянием на оптических фононах [31]:

$$v_e^{\max} = \left[ \left( \frac{E_p}{m^*} \right) \tanh(E_p/2kT) \right]^{1/2} = 2,3 \cdot 10^7 \text{ см/с}, \quad (\text{IV.5})$$

где  $E_p$  — энергия оптического фонона, 35 мэВ.

Поскольку в рассматриваемом случае время пролета электронами области переменного состава значительно больше времени релаксации энергии электронов, высокая скорость электронов не связана с баллистическим транспортом.

Учитывая, что скорость движения ННЗ в плавных гетероструктурах пропорциональна градиенту ширины запрещенной зоны, время пролета для случая линейного изменения ширины запрещенной зоны можно выразить

$$t_{\text{пр}} = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega}{\mu_n \frac{1}{q} \text{grad } E_g} = \frac{q\omega}{\mu_n(E_{g1} - E_{g2})},$$

где  $\omega$  — толщина области переменного состава (рис. IV.8,а).

Для сравнения запишем время пролета ННЗ в материале с постоянной шириной запрещенной зоны для случая малых уровней инжекции:

$$t'_{\text{пр}} = \frac{\omega^2}{2D_n}, \quad (\text{IV.6})$$

где

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n.$$

Видно, что при прочих равных условиях для  $E_{g1} - E_{g2} \gg kT$  при наличии градиента  $E_g$  время пролета в  $\frac{t'_{np}}{t_{np}} = \frac{E_{g1} - E_{g2}}{2kT}$  раз меньше, чем для  $E_g = \text{const}$ . Именно это обстоятельство и делает привлекательным использование плавной гетероструктуры в качестве базовой области быстродействующих транзисторов. Благодаря развитию методов эпитаксиального выращивания только твердые растворы в системе AlGaAs удается получать практически с любым наперед заданным законом изменения запрещенной зоны по толщине эпитаксиального слоя. При этом в системе GaAs—AlAs перепад ширины запрещенной зоны  $E_{g1} - E_{g2}$  не должен превышать  $\Delta E_{FL}$  — энергию междолинного переброса. Попытка реализовать гетеротранзистор с линейным изменением  $E_g$  в базовой области предпринята в работе [32]. В исследованных транзисторах толщина сильнолегированной базовой области составляла 0,4 мкм, величина тянущего поля в базе  $\frac{1}{q} \text{grad} E_g \approx 5,6 \text{ кВ/см}$ , коэффициент усиления в схеме с ОЭ на постоянном токе равнялся 35. Оценки показывают, что при таком тянущем поле в базовой области время пролета базы не превышает 4 пс.

Наибольшее значение граничной частоты в биполярных гетеротранзисторах с базовой областью переменного состава достигнуто в [33]. На рис. IV.8,б показана частотная зависимость коэффициента усиления этого транзистора. Полученному значению граничной частоты ( $f_{гр} = 16 \text{ ГГц}$ ) соответствует эффективное время пролета эмиттер — коллектор 10 пс. Оценки показывают, что основной вклад в  $\tau_{ec}$  вносят не пролетные времена базовой области и области объемного заряда коллектора, а паразитные емкости монтажа и сравнительно высокие сопротивления коллектора и эмиттера, снижение которых позволяет получить  $f_{гр} \sim 100 \text{ ГГц}$ .

#### IV.5. Мощные арсенидгаллиевые транзисторы

Под мощными высоковольтными транзисторами обычно понимают транзисторы с пробивным напряжением коллектор — база более 200 . . . 300 В на токи более 1 А. Такие транзисторы работают в ключевом режиме, когда важно сочетание высоких значений тока коллектора в открытом состоянии и способности выдерживать высокое напряжение коллекторным переходом в закрытом состоянии при достаточно низких значениях сопротивления насыщения, токов утечки и высоком быстродействии. Однако одновременное повышение

тока и напряжения в биполярных транзисторах невозможно в связи с тем, что увеличение напряжения пробоя коллекторного перехода, связанное со снижением концентрации и увеличением толщины коллектора, сопровождается уменьшением допустимых значений тока коллектора, увеличением времени переключения и сопротивления насыщения.

Значение максимально допустимого тока коллектора от напряжения пробоя коллекторного перехода (толщина слаболегированной коллекторной области) определяется по зависимости коэффициента передачи по току  $h_{21\beta}$  в схеме с ОЭ от тока коллектора. В высоковольтных транзисторах уже при сравнительно небольших плотностях тока коллектора плотность заряда подвижных носителей, инжектируемых эмиттером, становится сравнимой с концентрацией доноров в коллекторе. Это приводит к изменению распределения поля в коллекторном переходе и его ширины, а также ширины квазинейтральной базы [37]. Значение критического тока коллектора, при котором начинаются расширение базы и падение коэффициента передачи эмиттерного тока  $h_{21\beta}$ , зависит от ряда факторов и, в первую очередь, от толщины коллектора, концентрации и подвижности носителей в нем. Более подробно этот эффект применительно к силовым транзисторам рассмотрен в работе [38], где показано, что чем более высоковольтнее транзистор, тем меньше максимально допустимые токи коллектора. Этим и объясняется тот факт, что в мощных транзисторах рост тока и мощности достигается прежде всего за счет увеличения рабочей площади структуры и периметра эмиттера.

Работы по созданию силовых транзисторов на основе GaAs только начинаются. Структура силового транзистора ничем не отличается от структуры рассмотренных ранее гетеротранзисторов, за исключением наличия слаболегированной коллекторной области, и представляет собой  $n^+ - n^0 - p - N$ -структуру. Толщина слаболегированной  $n^0$ -области коллектора выбирается из условия требуемых рабочих напряжений. Прежде всего отметим два очевидных преимущества использования GaAs в мощных транзисторах с широкозонным эмиттером: наличие сильнолегированной базы ослабляет эффект отеснения тока к краю эмиттера и позволяет использовать большие размеры эмиттерных полосок; благодаря более высоким значениям поля пробоя величина критического тока, а значит, и максимально допустимые токи коллектора в транзисторах на основе GaAs с широкозонным эмиттером почти на порядок больше, чем в кремниевых. Кроме того, рассмотренный при описании работы диодов эффект участия собственного рекомбинационного излучения в модуляции сопротивления базовой области может быть использован для улучшения ряда характеристик мощных высоковольтных транзисторов.

Учитывая сказанное, можно утверждать, что по мере совершен-

ствования технологии получения эпитаксиальных слоев слаболегированного GaAs и создания на их основе  $n^+—n^0—p—N$ -структур мощные высоковольтные арсенидгаллиевые транзисторы найдут широкое применение.

Особенности работы арсенидгаллиевых высоковольтных транзисторов на основе  $n^+—n^0—p$  (GaAs)— $nAl_xGa_{1-x}As$  гетероструктур, выращенных методом эпитаксиального наращивания из жидкой фазы, впервые изучены в работе [39]. Для повышения рабочих напряжений использовались эпитаксиальные слои слаболегированного GaAs с концентрацией  $\sim 10^{14} \dots 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что позволило получить транзисторы с рабочим напряжением до 500 В. Толщины слаболегированной коллекторной области выбирались из условия размещения области объемного заряда при приложении рабочих напряжений и составляли 50 ... 100 мкм. Изучены два типа транзисторов: с нелегированной базовой областью и концентрацией  $10^{15} \dots 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и легированной германием  $p=5 \cdot 10^{17} \dots 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Толщины базовых областей варьировались от единиц до 30 мкм. Широкозонный эмиттер —  $NAl_xGa_{1-x}As$  ( $x=0,1 \dots 0,15$ ) легировался Те до концентраций  $5 \cdot 10^{16} \dots 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Используя технику фотолитографии, изготовили мезаструктуры с кольцевым выводом и площадью эмиттера от  $6 \cdot 10^{-3}$  до  $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ .

В рассматриваемых транзисторах  $N_k < N_b$  слой объемного заряда расширялся в коллекторную область и коэффициент передачи по току не зависел от приложенного напряжения.

Большие диффузионные длины электронов в нелегированной  $p$ -базе ( $L_n$  достигали значений 60 ... 75 мкм при  $j \sim 10 \text{ А/см}^2$ ) обеспечивали высокие коэффициенты усиления при сравнительно толстых базовых областях ( $\beta=200$  при  $w_p=5 \text{ мкм}$ ), которые вплоть до 220 °С практически не менялись. Однако использование нелегированной базовой области из-за эффекта оттеснения эмиттерного тока приводило к падению коэффициента усиления с ростом тока. Так, при  $w_b \leq 10 \text{ мкм}$  это падение начиналось уже с плотностей тока 50 А/см<sup>2</sup>. Кроме того, применение для увеличения рабочих напряжений толстой слаболегированной коллекторной области увеличивало и сопротивление насыщения. Обычно напряжение насыщения при  $I_k=0,5 \text{ А}$  составляло 5 ... 8 В. Поэтому даже в транзисторах с толстыми базами ( $w_b \approx 30 \text{ мкм}$ ) уже при  $j_k \sim 50 \text{ А/см}^2$  наблюдалось резкое падение  $f_\alpha$  с 1 МГц до нескольких сот килогерц, а при  $j_k > 100 \text{ А/см}^2$  и самого коэффициента усиления.

Для решения задачи снижения сопротивления базы были изучены транзисторы, в которых базовая область легировалась германием до концентраций  $5 \cdot 10^{17} \dots 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что обеспечивало внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации близкий к 100 % [40]. В этом случае можно ожидать, что при определенных отношениях  $w_b/L_n$  свет, обусловленный частью носителей, прорекомбинировавших излучательно в базе, будет поглощаться как в базе, так и в

коллекторной области, приводя к изменению распределения концентрации неравновесных носителей заряда (ННЗ), а значит, и характеристик транзистора.

Влияние процессов генерации и поглощения рекомбинационного излучения на перенос ННЗ в  $n-p-n$ -структурах рассмотрено в работах [41, 42].

Остановимся на другом эффекте, связанном с поглощением излучения в высокоомном коллекторе, которое может сыграть важную роль в разработке мощных транзисторов на основе GaAs. На рис. IV.9 приведены зависимости напряжения насыщения от тока коллектора для ряда структур с нелегированной и легированной базовыми областями и одинаковой толщиной  $n^0$ -области коллектора. Для сравнения взяты структуры с возможно близкими сопротивлениями ( $r_0$ ) при таких значениях тока коллектора, при которых еще не наблюдается эффект отнесения эмиттерного тока. Видно, что для случая базовой области легированной Ge напряжение насыщения уменьшается, что связано со снижением сопротивления насыщения за счет поглощения рекомбинационного излучения базы.

Эффективность модуляции сопротивления слаболегированной коллекторной области сильно зависит от толщины базовой области, т. е. от величины рекомбинационных потерь. Так, увеличение  $w_0$  из-за самопоглощения рекомбинационного излучения базовой областью ухудшает модуляцию коллектора. Это явление отмечается также при  $w_0 \ll L_n$ , т. е. при  $\alpha \sim 1$ . Для оценки вклада рекомбинационного излучения базы в модуляцию проводимости высокоомного коллектора и выяснения возможности управления этим процессом проведен расчет выходных характеристик транзистора. Считается, что процессы собственной излучательной рекомбинации и генерации ННЗ в результате самопоглощения в коллекторе полностью компенсируют друг друга, т. е. рекомбинационный член в уравнении непрерывности характеризует лишь безызлучательную рекомбинацию,

а генерационный  $-G = \frac{d\Phi}{dx}$  обусловлен поглощением длинноволнового потока излучения ( $\Phi$ ), приходящего из  $p^+$ -базы. Величина  $\Phi$  определяется интегрированием уравнения непрерывности для ННЗ в базе по ее толщине. Поскольку диффузионная длина ННЗ в базе гораздо больше ее толщины, можно считать распределение ННЗ линейным:

$$n = - \frac{j_a}{qD_n} (\omega_0 - z) + n_p \exp \left( \frac{qU_k}{kT} \right), \quad (IV.7)$$

где  $j_a$ ,  $D_n$ ,  $\omega_0$ ,  $n_p$ ,  $U_k$  — соответственно эмиттерный ток, коэффициент диффузии электронов в базе, толщина базы, равновесная концентрация электронов в базе, напряжение на переходе база — коллектор.

В результате генерационный член  $G$  имеет вид, аналогичный при-

веденному в работе [43]. При вычислении коллекторного тока предполагается, что все носители, возникшие в результате поглощения света в слое объемного заряда, вносят вклад в коллекторный ток:

$$j_K = j_n|_{x=W_6} + j_p|_{\text{кол}} - [\Phi(0) - \Phi(w_K)]. \quad (\text{IV.8})$$

Результаты расчета для случая  $w_K^0 = 75$  мкм,  $w_6 = 5$  мкм,  $n^0 = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $N_6 = 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $\eta_i = 0,9$  приведены на рис. IV.10.

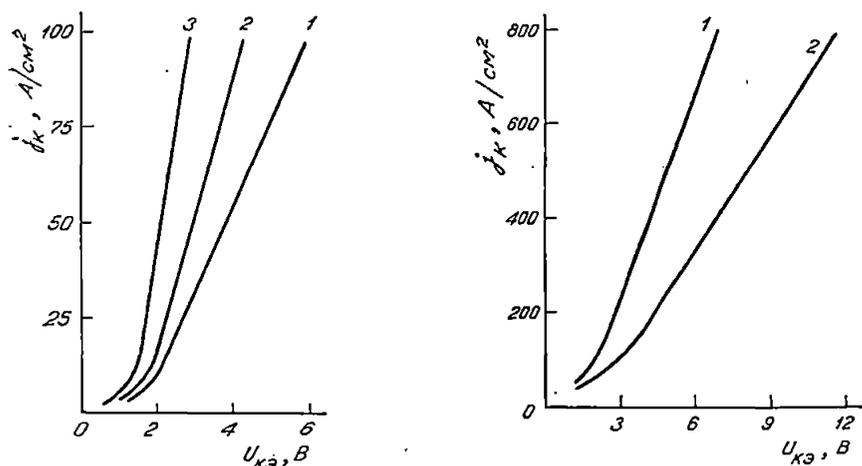


Рис. IV.9. Зависимости плотности тока коллектора  $n^+ - n^0 - p - N$ -структуры от напряжения:

1 —  $w_n = 50$  мкм,  $w_p = 30$  мкм,  $p = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $n^0 = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>; 2 —  $w_n = 50$  мкм,  $w_p = 8$  мкм;  
 $p = 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $n^0 = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>; 3 —  $w_n = 75$  мкм,  $w_p = 6$  мкм,  $p = 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  
 $n^0 = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>

Рис. IV.10. Расчетная зависимость плотности тока коллектора от напряжения (при  $U_{K6} = 0$ ) без учета (1) и с учетом (2) световой модуляции коллектора:

$p = 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>;  $n^0 = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $w_p = 5$  мкм,  $w_n = 75$  мкм

Известно, что из-за малой эффективности процесса модуляции слабелегированного коллектора коэффициент усиления мощных высоковольтных транзисторов невелик [44]. Проведенный анализ показывает, что дальнейшая оптимизация параметров рассмотренных транзисторов ликвидирует существенную разницу между слаботочными и мощными транзисторами.

#### IV.6. Электронно-фотонные транзисторы

При рассмотрении мощных транзисторов отмечалась роль собственного рекомбинационного излучения структуры в улучшении основных параметров транзисторов на основе GaAs. Еще большие воз-

возможности открываются при использовании в транзисторах многослойных гетероструктур на основе материалов с высоким внутренним квантовым выходом излучательной рекомбинации.

По нашему мнению, одно из основных направлений дальнейшего развития импульсных высоковольтных транзисторов связано с применением гетероструктур на основе прямых широкозонных материалов типа  $A^3B^5$ , в которых будет широко использоваться оптическое излучение для переноса энергии из одной части приборной гетероструктуры в другую для эффективного управления параметрами и характеристиками транзисторов. Работа в этом направлении только начинается.

#### IV.6.1. Транзисторы с оптической передачей эмиттерного тока

Идея передачи электрического сигнала от эмиттера к коллектору в транзисторах на основе материалов с высокой долей излучательной рекомбинации путем промежуточного преобразования его в световой на эмиттерном переходе и последующего преобразования в электрический на коллекторном переходе высказана давно [45].

В начале 60-х годов начались сравнительно интенсивные исследования таких транзисторов на основе GaAs, получивших название оптотранзисторов. Это обусловлено тем, что передача светом электрического сигнала от эмиттера к коллектору исключала процесс диффузии инжектированных носителей в базе, в результате чего становилось реальным получение более высокого быстродействия. Кроме того, при уровне развития технологии того времени это был практически единственный путь создания транзисторов на основе материалов с малой диффузионной длиной неосновных носителей. Изучение работы оптотранзисторов как на основе гомо- $p-n$ -переходов [46], так и с использованием гетероперехода Ge—GaAs в качестве коллектора [47] показало, что коэффициент передачи эмиттерного тока невелик, особенно при комнатной температуре. Так, в описанных оптотранзисторах коэффициент передачи при 77 К не превышает 0,15 и почти на порядок уменьшается при комнатной температуре. Объясняется это сравнительно низким внутренним выходом излучательной рекомбинации, самопоглощением рекомбинационного излучения в базовой области и невысокой эффективностью преобразования света на коллекторном переходе.

Таким образом, ожидаемые преимущества оптотранзисторов оказались нереализованными. К тому же примерно в это время были созданы полупроводниковые оптроны, обладающие близким коэффициентом передачи тока, но обеспечивающие электрическую развязку входа и выхода. В последние годы совершенствование методов эпитаксиального выращивания из жидкой фазы позволило, с одной стороны, получить слаболегированные слои GaAs и использовать их в качестве коллектора для повышения рабочих напряже-

ний [48], с другой — выращивать GaAs с внутренней квантовой эффективностью излучательной рекомбинации ( $\eta_i$ ), близкой к 100 % [49]. Это дало возможность разработать высокоэффективные быстродействующие фото- и светодиоды на основе гетероструктур в системе GaAs—AlAs и вновь вернуться к исследованию оптотранзисторов, представляющих определенный интерес для разработчиков мощных быстродействующих импульсных транзисторов, так как в обычных биполярных транзисторах трудно совместить большие рабочие токи и высокое быстродействие.

В работе [48] описаны оптотранзисторы на основе гетеропереходов GaAs—AlGaAs с коэффициентами передачи эмиттерного тока  $\alpha=0,7$  при 77 К и  $\alpha=0,6$  при 300 К, т. е. уже обладающие коэффициентом усиления по току в схеме с общим эмиттером. На

рис. IV.11,а схематически показано распределение ширины запрещенных зон вдоль структуры рассматриваемого транзистора.

Прежде чем перейти к описанию результатов исследования оптотранзисторов, дадим оценку их основным параметрам. Для этого рассмотрим идеализированную эквивалентную схему такого транзистора (рис. IV.11,б), как это было сделано в [51] для обычных транзисторов. На рисунке каждый из переходов изображен в виде диодов, взаимодействие которых отражено генераторами токов  $\alpha_N I_1$  в коллекторной цепи и  $\alpha_I I_2$  в эмиттерной;  $I_1$  и  $I_2$  — токи прямо-смещенных эмиттерного и коллекторного переходов,  $\alpha_n$  и  $\alpha_I$  — коэффициенты передачи тока эмиттера и коллектора при прямом и инверсном включении транзистора.

В рассматриваемом случае, когда ширина запрещенной зоны коллектора ( $E_g^k$ ) меньше ширины запрещенной зоны базы на величину  $\Delta E_g = E_g^o - E_g^k$ , коэффициент передачи тока коллектора существенно меньше коэффициента гомо— $p$ — $n$ -переходного коллектора, так как  $\alpha_I = \alpha_I^{p-n} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right)$ . Поскольку  $\alpha_I \ll 1$ , в дальнейшем будем считать  $\alpha_I = 0$ , тогда  $I_o = I_1$  и  $I_K = \alpha_N I_1 - I_2$ . Используя эти соотношения, а также тот факт, что  $I_o = I_o - I_K$ , легко найти минимальное напряжение насыщения в схеме с общим эмиттером, когда  $U_K > 0$ :

$$U_{\min} = \frac{kT}{q} \ln \frac{1}{\alpha_N} \frac{I_{o0}}{I_{K0}}, \quad (IV.9)$$

где  $I_{o0}$  и  $I_{K0}$  — предэкспоненциальные множители прямых ветвей вольт-амперных характеристик коллекторного и эмиттерного переходов.

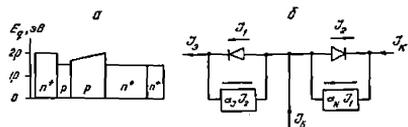


Рис. IV.11. Схематическое изображение профиля ширины запрещенной зоны вдоль структуры (а) и эквивалентная схема оптотранзисторов (б)

Без учета рекомбинации в области объемного заряда можно записать:

$$I_{э0} = \frac{qn_{i(э)}^2 d}{\tau_n \rho_p} \quad \text{и} \quad I_{к0} = \frac{qn_{i(к)}^2 L_p}{\tau_p N_k}.$$

Для рассматриваемого случая легко показать, что  $I_{э0} \ll I_{к0}$ , а напряжение насыщения для идеализированной модели

$$U_{кэ} = \frac{kT}{q} \ln \frac{1}{\alpha_N} \frac{I_{э0}}{I_{к0}}. \quad (\text{IV.10})$$

Тепловой ток коллектора при  $I_b = 0$  записывается, как и для обычных транзисторов:

$$I_k = \frac{I_{к0}}{1 - \alpha_N} \approx I_{к0},$$

так как  $\alpha_N$  в области малых токов (порядка тока обратного смещенного коллекторного перехода  $I_{к0}$ ) близка к нулю. Это же обстоятельство должно приводить к тому, что пробой в схеме с ОЭ, в отличие от обычных транзисторов, происходит при тех же напряжениях, что и пробой одиночного коллекторного перехода.

К числу важнейших характеристик оптотранзистора, определяющих его усилительные свойства, относится коэффициент передачи эмиттерного тока. Оценим величину этого коэффициента для оптотранзистора, изображенного на рис. IV.11, а. Известно, что концентрация носителей в активной области двойной гетероструктуры контролируется не излучательным временем жизни, а

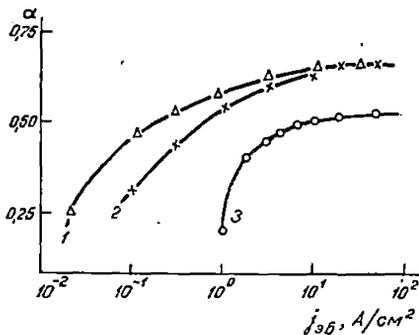


Рис. IV.12. Зависимость коэффициента передачи эмиттерного тока от тока базы при различных температурах и соотношениях  $S_{эк}/S_k$  (Т, К):

1 — 0,5 (77); 2 — 0,5(300); 3 — 1,5(300)

$$\tau_{эфф} = \frac{\tau_0^{-1}}{1 - \gamma \eta_i},$$

где  $\tau_0^{-1} = \tau_{нэл}^{-1} + \tau_{б}^{-1}$ ;  $\eta_i$  — внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации;  $\gamma$  — коэффициент, определяющийся долей самопоглощенного излучения и рядом других факторов.

С учетом того, что каждая электронно-дырочная пара за время  $\tau_{эфф}$  испытывает  $n = \frac{\tau_{эфф}}{\tau_0}$  актов рекомбинации, а при каждом акте существует вероятность безызлучательной гибели пары, световой

поток, идущий от эмиттера к коллектору, при достаточно большой площади эмиттера можно выразить

$$\Phi = \frac{j_a}{q} \cdot \eta_i^n \left( 1 - \frac{S_{3K}}{2S_a} \right) K. \quad (\text{IV.11})$$

Тогда ток коллектора

$$j_K = j_a \eta_i^n \left( 1 - \frac{S_{3K}}{2S_a} \right) K,$$

где  $K = e^{-k_0 \omega_0}$  — коэффициент, учитывающий потери света за счет поглощения на свободных носителях в базовой области;  $S_{3K}$  — площадь омического контакта к эмиттеру;  $S_a$  — площадь эмиттера, отражающего световое излучение.

Если воспользоваться обычной для транзисторов записью  $j_K = \alpha j_a$ , то станет понятным, что коэффициент передачи эмиттерного тока  $\alpha$  в случае оптоэмиттера определяется в основном излучательными свойствами активной области и отражательными свойствами поверхности эмиттера.

Оценки коэффициента передачи для реальных структур на основе GaAs—AlGaAs дают значения 0,7 ... 0,8. Заметим, что небольшое увеличение коэффициента передачи может быть получено за счет снижения числа актов рекомбинации в активной области, т. е. снижения толщины активной области. Однако даже такие значения коэффициента передачи эмиттерного тока уже обеспечивают усиление по току в схеме с общим эмиттером. Кроме того, в оптоэмиттерах коэффициент передачи эмиттерного тока практически не зависит от толщины базовой области, что позволяет использовать сравнительно толстые базы без ухудшения быстродействия и тем самым улучшать основные характеристики транзистора в области высоких уровней инжекции.

Подробное экспериментальное исследование работы транзисторов с оптической передачей эмиттерного тока проведено авторами [50, 52]. Транзисторы изготовлены на основе гетероструктуры GaAs—AlGaAs. Структуры описываемых оптоэмиттеров получены методом жидкостной эпитаксии в два этапа. Сначала на подложках  $n^+$ —GaAs<Te> в кварцевом контейнере выращивались слои нелегированного GaAs с концентрацией подвижных носителей  $10^{14} \dots 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , толщина которых варьировалась от 20 до 50 мкм. Использование нелегированных слоев в качестве коллектора позволило получать транзисторы с рабочими напряжениями до 500 В. Затем на  $n^+$ — $n^0$ -подложке в графитовом контейнере в интервале температур 820 ... 600 °C выращивалась  $P$ — $p$ — $N$ -гетероструктура с узкозонным слоем  $p$ — $Al_{0,05}Ga_{0,95}As$ , заключенным между двумя широкозонными. Величина потенциального барьера и различие показателей преломления на границе активной области с  $p$ -базой мень-

ше, чем на границе с  $N$ -эмиттером. Поэтому за счет большего внутреннего отражения от границы активной области с  $N$ -эмиттером в направлении коллектора распространяется основная часть излучения, что обеспечивает снижение потерь и увеличение коэффициента передачи эмиттерного тока. Базовая область легировалась германием до концентраций  $10^{17} \dots 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а  $N$ -область — теллуром до концентраций  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . На полученной таким образом структуре с использованием фотолитографии вытравливались мезы диаметром от 300 мкм до 1 мм. Отношение  $S_{кз}/S_э$  обычно составляло  $8 \cdot 10^{-2} \dots \dots 8 \cdot 10^{-1}$ . Емкость коллекторного перехода при площади коллектора  $4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$  не превышала 40 пФ.

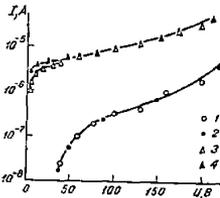


Рис. IV.13. Зависимость токов база—коллектор и эмиттер—коллектор от напряжения при различных температурах:  
1, 3.— $I_{кб} = f(U_{кб})$ ; 2, 4.— $I_{кэ} = f(U_{кэ})$  (1, 2 — 320 К; 3, 4—480 К)

Максимально достигнутое значение коэффициента передачи эмиттерного тока, которое определяется как  $\alpha = \frac{\Delta I_{кэ}}{\Delta I_{кб}}$ , составляет 0,67 при комнатной температуре. Как следует из проведенного выше анализа,  $\alpha$  зависит от  $\eta_i$ , толщины активной области и отражательной способности поверхности эмиттера. Уменьшение площади эмиттерного контакта путем химического травления приводит к возрастанию коэффициента передачи (рис. IV.12).

В диапазоне плотностей базового тока от 1 до 10 А/см<sup>2</sup> происходит резкое нарастание  $\alpha$ . Ход этой зависимости фактически повторяет ход зависимости характеристики ток — свет эмиттерного перехода, что связано с насыщением безызлучательных каналов рекомбинации в активной области.

С ростом температуры коэффициент передачи падает. Наблюдаемая температурная зависимость  $\alpha$  соответствует характеру температурной зависимости излучательного времени жизни [53].

Как следует из приведенного выше рассмотрения эквивалентной схемы оптотранзистора, ток  $I_{к0}^*$  при оборванной базе ( $I_б=0$ ) не отличается от тока  $I_{к0}$  при оборванном эмиттере. На рис. IV.13 приведены вольт-амперные характеристики обратносмещенного коллекторного перехода  $I_{к0}$  при  $I_э = 0$  и тока через транзистор  $I_{к0}^*$  при  $I_б=0$  и повышенных температурах. Как видим, по своим значениям токи одинаковы, что указывает на возможность существенного снижения тепловых токов коллектора при работе в режиме отсечки.

Кроме того, в оптотранзисторах, в отличие от обычных биполяр-

ных, напряжение пробоя коллекторного перехода в схеме с ОЭ совпадает с напряжением пробоя в схеме с ОБ.

Из статических характеристик видно, что оптотранзисторы представляют наибольший интерес для работы в импульсных устройствах. Быстродействие биполярных транзисторов, работающих в ключевом режиме, характеризуется временем переключения. Для оценки времени переключения биполярных транзисторов обычно используется выражение

$$\tau = \frac{5}{2} R_6 C_c + \frac{R_6}{R_L} \tau_6 + (3C_c + C_L) R_L, \quad (\text{IV.12})$$

где  $R_6$  — сопротивление базы,  $C_c$  — емкость коллектора;  $\tau_6 = \frac{qw^2}{2\mu kT}$  — время пролета через базы;  $R_L$  и  $C_L$  — сопротивление и емкость в цепи нагрузки.

Такое выражение можно использовать и для оптотранзистора с той лишь разницей, что в нем будет отсутствовать время пролета носителями базовой области. В рассматриваемой конструкции оптотранзистора с кольцевым базовым выводом при площади коллектора  $4 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup> оценки дают значения времени переключения  $\sim 10^{-8}$  с. Действительно, в активной области работы транзистора при коммутации токов несколько ампер ( $j_R \sim 150 \dots 200$  А/см<sup>2</sup>) времена спада и нарастания не превышают 20 ... 50 нс.

При работе в режиме насыщения, когда коллекторный переход смещен в пропускном направлении, время выключения определяется главным образом временем восстановления слаболегированного коллекторного перехода и при токе  $\sim 500$  А/см<sup>2</sup> не превышает 200 ... 400 нс. Интересно отметить, что облучение  $\gamma$ -квантами (при дозе облучения до 20 Мрад) не ухудшает коэффициента передачи эмиттерного тока, но снижает время жизни ННЗ в высокоомном коллекторе и уменьшает времена выключения в 2 ... 3 раза [55].

Результаты анализа особенностей работы транзистора с оптической передачей тока от эмиттера к коллектору свидетельствуют о возможности получения в оптотранзисторах на основе гетероструктур GaAs—AlGaAs коэффициента передачи эмиттерного тока, равного 0,8, т. е. достижения усиления по току в схеме с ОЭ  $\beta = 4$ . Статические и динамические характеристики оптотранзисторов показывают перспективность их использования в качестве мощных ключевых приборов наносекундного диапазона. Как сказано ранее, улучшение параметров и характеристик любых биполярных транзисторов, в том числе и мощных, достигается путем снижения толщины базы, которое, с одной стороны, увеличивает вероятность смыкания эмиттера с коллектором, с другой — повышает продольное сопротивление базы. А поскольку рост коммутируемой мощности транзисторов достигается за счет увеличения площади структуры, то при разработке мощных импульсных транзисторов возникают

принципиальные трудности, избавиться от которых в значительной мере и позволяют оптотранзисторы. Кроме того, использование в качестве составных частей тиристора двух описанных оптотранзисторов дает возможность избавиться при включении от сравнительно медленных диффузионно-дрейфовых процессов в базовых областях тиристора и резко улучшить времена включения,  $du/dt$  и  $di/dt$  стойкость импульсных тиристоров.

#### IV.6.2. Фотонно-инжекционные импульсные транзисторы

Повысить коэффициент усиления при сохранении основных преимуществ оптотранзистора позволяют гетеротранзисторы, получившие название фотонно-инжекционных [56—58].

Схематическое изображение профиля ширины запрещенной зоны вдоль структуры фотонно-инжекционного транзистора, его зонная энергетическая диаграмма в нормальном усилительном режиме, а также схема включения показаны на рис. IV.14, *а, б, в*. Транзистор представляет собой  $n^+ - p - n^0$  (GaAs) —  $N$  ( $Al_xGa_{1-x}As$ ) —  $p$  ( $Al_{0,05}Ga_{0,95}As$ ) —  $p$  ( $Al_xGa_{1-x}As$ )-гетероструктуру, в которой оптически и электрически связаны  $n^+ - p - n^0$ -(GaAs)-фототранзистор и  $N - p - N$ -гетеросветодиод. При подаче прямого смещения на светодиод большая часть испускаемого им света поглощается в высокоомном коллекторном слое и благодаря разделению неравновесных носителей заряда на обратно смещенном  $p - n$ -переходе возникает фототок, который усиливается  $n^+ - p - n^0$ -(GaAs)-фототранзистором. Ток в выходной цепи можно выразить следующим образом:

$$I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} \frac{\alpha_1}{1 - \alpha_2},$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — коэффициенты передачи тока в схеме с общей базой соответственно опто- и биполярного составных транзисторов.

Как видим, усилительные свойства такого транзистора определяются отношением толщины  $p$ -базы к диффузионной длине электронов, рекомбинационными потерями в  $n^0$ -коллекторе и эффективностью преобразования тока в свет в гетеросветодиоде, поскольку ННЗ, возникшие в результате поглощения рекомбинационного излучения светодиода с внешней стороны коллектора, диффундируют к ОПЗ коллекторного перехода. При варьировании толщины слаболегированного  $n^0$ -слоя или приложенного напряжения легко исключить процесс диффузии ННЗ за счет поглощения света непосредственно в ОПЗ коллекторного перехода.

Типичные выходные характеристики первых образцов фотонно-инжекционных транзисторов с рабочим напряжением до 500 В показаны на рис. IV.15, *а* [58]. Даже на неоптимизированной структуре (толщина  $p$ -базы составляет 20 мкм) коэффициент усиления дости-

гает 20 и в зависимости от толщины базовой области  $\beta$  изменяется от нескольких единиц до 50. Коэффициент усиления достигает максимальных значений (10 ... 50) при плотностях тока  $\sim 10$  А/см<sup>2</sup> и не меняется вплоть до  $j_k \sim 5 \cdot 10^2$  А/см<sup>2</sup>. Немаловажным для такого рода полупроводниковых приборов является и высокая температур-

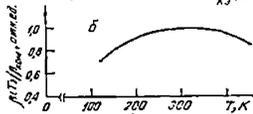
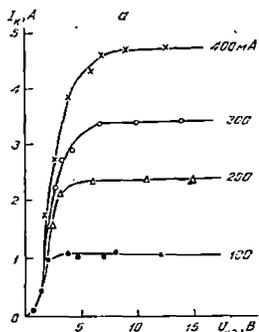
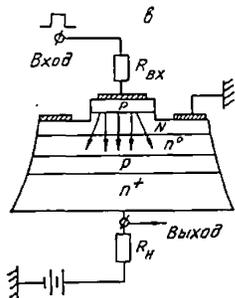
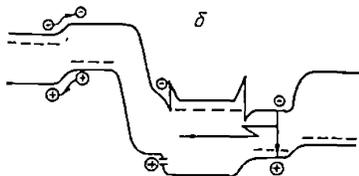
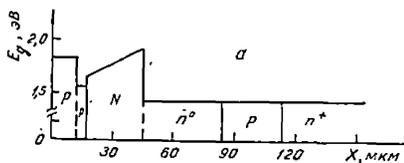


Рис. IV.14. Профиль ширины запрещенной зоны (а), зонная энергетическая диаграмма (б) и схема включения фотонно-инжекционного транзистора (в)

Рис. IV.15. Выходные ВАХ (а) и температурная зависимость коэффициента усиления (б) фотонно-инжекционных транзисторов

ная стабильность коэффициента усиления. Как видно из рис. IV.15,б, область рабочих температур значительно расширена по сравнению с кремниевыми транзисторами как в сторону высоких температур, так и в сторону низких, близких к криогенным.

Несмотря на многоступенчатый характер поступления ННЗ в базу фотонно-инжекционного транзистора, такая структура обладает рядом очевидных достоинств. Прежде всего за счет выбора толщины и уровня легирования  $N_1$ — $Al_xGa_{1-x}As$ -слоя легко снизить продольные падения напряжения и тем самым избежать нежелательного эффекта отеснения эмиттерного тока при работе транзистора в режиме высоких плотностей тока.

В отличие от обычных высоковольтных транзисторов, в которых рост тока достигается прежде всего за счет увеличения рабочей площади структуры и периметра эмиттера, в рассматриваемом транзисторе можно ожидать заметного увеличения рабочих плотностей тока благодаря эффективной модуляции слаболегированного коллектора. При этом обеспечивается модуляция сопротивления самой отдаленной от коллекторного  $p-n$ -перехода области коллектора за счет поступления ННЗ от светодиода управления при работе транзистора в режиме насыщения, что приводит к снижению сопротивления насыщения.

Фотонно-инжекционный транзистор наибольший интерес представляет для работы в ключевом режиме. В таком транзисторе выбором толщины слаболегированного коллектора или приложенным отрицательным смещением можно исключить процесс диффузии ННЗ благодаря поглощению света непосредственно в области пространственного заряда коллекторного перехода и получить высокое быстроедействие при включении [56, 57].

#### IV.7. Некоторые компоненты интегральных схем

Возможности управления в гетероструктурах потоками носителей заряда (односторонняя инжекция и электронное ограничение) и световыми потоками (ввод и вывод излучения через широкозонный материал без поглощения, волноводный эффект) легли в основу разработки новых типов интегральных схем, включающих в себя обычную транзисторную электронику и оптоэлектронику и получивших название оптоэлектронных. В литературе появились сообщения об интеграции в одном кристалле биполярных транзисторов на основе гетероструктур в системе GaAs—AlGaAs с источниками спонтанного и когерентного излучений.

Ключевой структурой оптоэлектроники является двойная гетероструктура типа  $P-p-N$  или  $N-n-P$ . В такой структуре благодаря эффектам электронного и оптического ограничений удается получить низкие пороги генерации [59]. Не останавливаясь подробно на особенностях работы гетеролазера и требованиях к их структуре, заметим, что оптимальная структура гетеролазеров близка к оптимальной структуре гетеротранзистора с широкозонными эмиттером и коллектором, рассмотренного в п. 3, и отличается только типом проводимости одного из широкозонных слоев ( $N-p-N$ ). Именно это обстоятельство и позволяет осуществить монокристаллическую интеграцию инжекционного лазера и биполярного транзистора на  $n^+GaAs$ -подложке [60]. Такая интеграция позволяет наиболее просто реализовать импульсную высокочастотную модуляцию интенсивности когерентного излучения, что имеет важное практическое значение, ибо в большинстве практических применений гетеро-

лазеров используется именно этот вид модуляции. Структура прибора и его эквивалентная схема показаны на рис. IV.16.

На подложках  $n^+$ -GaAs методом жидкостной эпитаксии выращивалась двойная гетероструктура  $NAl_xGa_{1-x}As-pGaAs-NAl_xGa_{1-x}As$ , формирование базового вывода и создание гетеролазерной структуры ( $N-p-P$ ) осуществлялись имплантацией бериллия. Более подробно технология изготовления описана в работе [60].

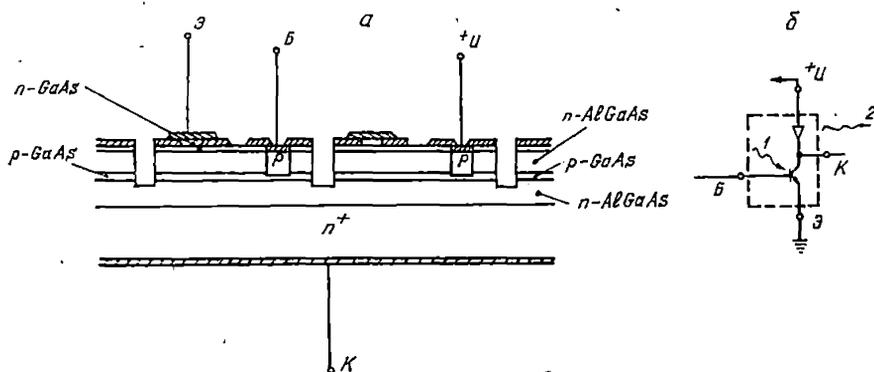


Рис. IV.16. Монолитная интеграция инжекционного лазера и биполярного транзистора:

*a* — структура прибора; *б* — эквивалентная схема (1 — внешний свет; 2 — лазерный луч)

В таких устройствах пороговый ток лазера не превышает 60 мА, коэффициент усиления транзистора в схеме с общим эмиттером при токах  $I_K > 80$  мА достигает 900 и не зависит от протекающего тока. По оценкам авторов, частота модуляции оптического излучения превышает 300 МГц.

Для усиления слабого оптического сигнала в световой, но существенно большей интенсивности, например, в качестве ретранслятора волоконно-оптических линий связи используется другой тип монолитной интеграции биполярного фототранзистора и гетеролазера [61]. Эквивалентная схема такого устройства идентична показанной на рис. IV.16, б. Благодаря использованию гетероструктур фототранзистор обеспечивает высокое усиление, а лазер имеет низкие значения порогового тока.

Результаты интенсивных работ по созданию и исследованию быстродействующих биполярных транзисторов на основе гетероструктур GaAs—AlGaAs явились основой для разработки традиционных интегральных схем повышенного быстродействия. Этому вопросу уделяется большое внимание. Имеются сообщения [62, 63] о разработке на основе биполярных гетеротранзисторов GaAs—AlGaAs интегральных инжекционных (И<sup>2</sup>Л) схем.

В работе [62] описан простейший многокомпонентный функциональный элемент цифровых схем — инвертор на биполярном арсенидгаллиевом транзисторе с инжекционным питанием, изготовленный методом жидкостной эпитаксии с использованием ионной имплантации и селективной диффузии.

В [63] описана технология изготовления кольцевого генератора на 15 транзисторах для проверки работы гетеротранзисторов GaAs—AlGaAs и интегральной схемы на их основе в рабочих условиях. Интегральная схема изготовлена методом молекулярной эпитаксии с применением ионной имплантации. Для диэлектрической изоляции активных элементов используется ионная имплантация бора.

## ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Арсенид галлия широко используется для изготовления как дискретных полевых транзисторов (ПТ), так и для создания на их основе больших интегральных схем. В связи с большой плотностью поверхностных состояний на границе полупроводник — диэлектрик арсенидгаллиевые ПТ с изолированным затвором не нашли широкого применения, наиболее распространены ПТ с затвором Шоттки, благодаря сравнительно простой технологии изготовления, высокому быстродействию и хорошим энергетическим характеристикам (рис. V.1). На подложке полуизолирующего GaAs  $\rho > 10^7$  Ом·см создается тонкий проводящий канал  $n$ -типа, на котором формируются омические контакты истока и стока, а также управляющий электрод-затвор, представляющий собой диод Шоттки.

Работа ПТ основана на изменении электрическим полем ширины канала, по которому протекает ток. Подавая различные напряжения между затвором и истоком, т. е. изменяя толщину проводящего канала, можно управлять током, протекающим между стоком и истоком.

Типичный вид семейства ВАХ ПТ показан на рис. V.2. При протекании тока из-за падения напряжения вдоль канала напряжение затвор-канал от истока к стоку возрастает, что приводит к увеличению толщины области пространственного заряда и уменьшению сечения канала. Поэтому начиная с некоторых значений напряжения исток — сток ( $U_{ис}$ ) дальнейший рост тока прекращается. Это напряжение называется напряжением насыщения ( $U_{нас}$ ), а соответствующий ток — током насыщения. Внешним напряжением между истоком и затвором легко управлять током между истоком и стоком ( $I_K$ ). Напряжение исток — затвор ( $U_0$ ), соответствующее распространению ОПЗ на всю толщину канала и практически прекращению протекания тока между истоком и стоком, называется напряжением отсечки канала или пороговым. Если при  $U_{зи} = 0$  канал является проводящим, то напряжение отсечки отрицательное, и прибор работает в режиме обеднения (нормально открытый по-

левой транзистор). Если уже при  $U_{зп} = 0$  канал перекрыт, то прибор работает в режиме обогащения (нормально закрытый ПТ). В этом случае для получения заданного тока ( $I_{нс}$ ) на затвор подается прямое смещение  $U_{зп} > 0$ . Очевидно, что величина прямого смещения не может превышать величину контактного потенциала диода Шоттки.

Физические явления, происходящие в ПТ, и принцип их работы достаточно хорошо понятны и описаны в [1—3]. Поэтому кратко остановимся лишь на основных параметрах и характеристиках ПТ, необходимых для понимания дальнейшего изложения.

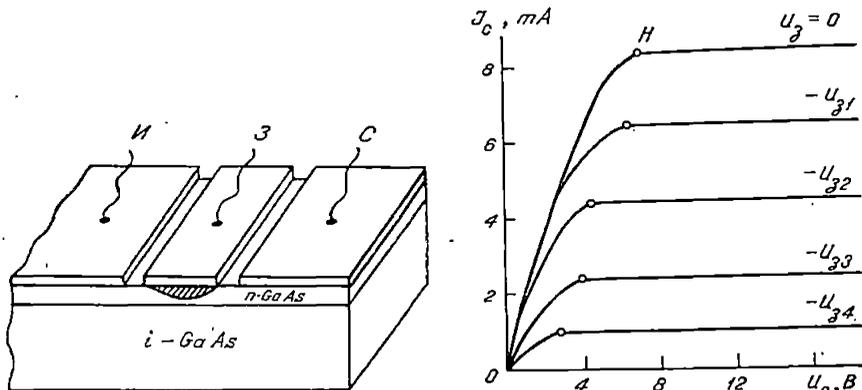


Рис. V.1. Схема полевого транзистора с барьером Шоттки

Рис. V.2. Типичный вид семейства вольт-амперных характеристик полевого транзистора

Усилительные и частотные свойства полевых транзисторов в основном определяются:

- 1) крутизной ВАХ:

$$S = \left. \frac{\partial I_c}{\partial U_{из}} \right|_{U_{нс} = \text{const}}, \quad (V.1)$$

представляющей собой отношение изменения тока стока к соответствующему изменению напряжения на затворе;

- 2) выходной проводимостью:

$$G = \left. \frac{\partial I_c}{\partial U_{нс}} \right|_{U_{из} = \text{const}}, \quad (V.2)$$

представляющей собой величину, обратную сопротивлению между стоком и истоком в открытом состоянии транзистора.

Согласно упрощенной модели Шокли [4], при равномерном легировании канала вблизи напряжения отсечки при напряжении на затворе  $U_{из}$  ток насыщения

$$I_n = \frac{\varepsilon \mu_n \omega}{2aL_3} (U_{из} - U_0)^2, \quad (V.3)$$

где  $\omega$  — ширина канала;  $L_3$  — длина затвора;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\mu_n$  — подвижность электронов в канале;  $a$  — толщина канала.

Максимальная крутизна

$$S_m = \frac{\varepsilon \mu_n \omega}{aL} (U_{из} - U_0). \quad (V.4)$$

Поскольку быстродействие ПТ определяется чаще всего не временем пролета, а добротностью, то предельная частота усиления по току может быть записана

$$f = \frac{S_m}{2\pi C_{зп}} = \frac{\mu_n}{2\pi L^2} (U_{зп} - U_0), \quad (V.5)$$

где  $C_{зп}$  — емкость затвора.

Из приведенных приближенных формул видно, что для повышения крутизны и быстродействия необходимо увеличивать подвижность и использовать короткие каналы. Поэтому в современных ПТ на основе GaAs с барьером Шоттки длина затвора обычно составляет  $\sim 10^{-4}$  см, расстояние между стоком и истоком  $\sim 3-4 \cdot 10$  см<sup>-4</sup>, толщина активной области 1000 ... 2000 Å и определяется уровнем легирования канала и высотой барьера на затворе.

### V.1. Полевые транзисторы с широкозонным буферным слоем

На высокой частоте шумовые свойства полевых транзисторов главным образом определяются тепловыми шумами канала. Среднеквадратичное значение шумового тока в канале ПТ при короткозамкнутой стоковой цепи пропорционально крутизне [7], которая, в свою очередь, зависит от концентрации и подвижности. Поэтому для создания низкошумящих ПТ важное значение имеет сохранение высокой подвижности по всей толщине канала. Однако в арсенидгаллиевых ПТ на основе полуизолирующего GaAs подвижность на границе канал — подложка всегда снижается, что приводит к уменьшению крутизны. Объясняется это тем, что при эпитаксиальном выращивании активной области ПТ эпитаксиальный слой в значительной мере наследует дефекты подложки, а также тем, что в процессе выращивания происходит диффузия примесей из подложки.

Улучшение шумовых характеристик достигается использованием слаболегированного буферного слоя GaAs или, что особенно эф-

фактивно, материала с большей шириной запрещенной зоны, например, твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (рис. V.3). Благодаря разнице электронных сродств GaAs и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  на гетерогранице всегда существует барьер высотой  $\sim \Delta E_c$ , препятствующий уходу

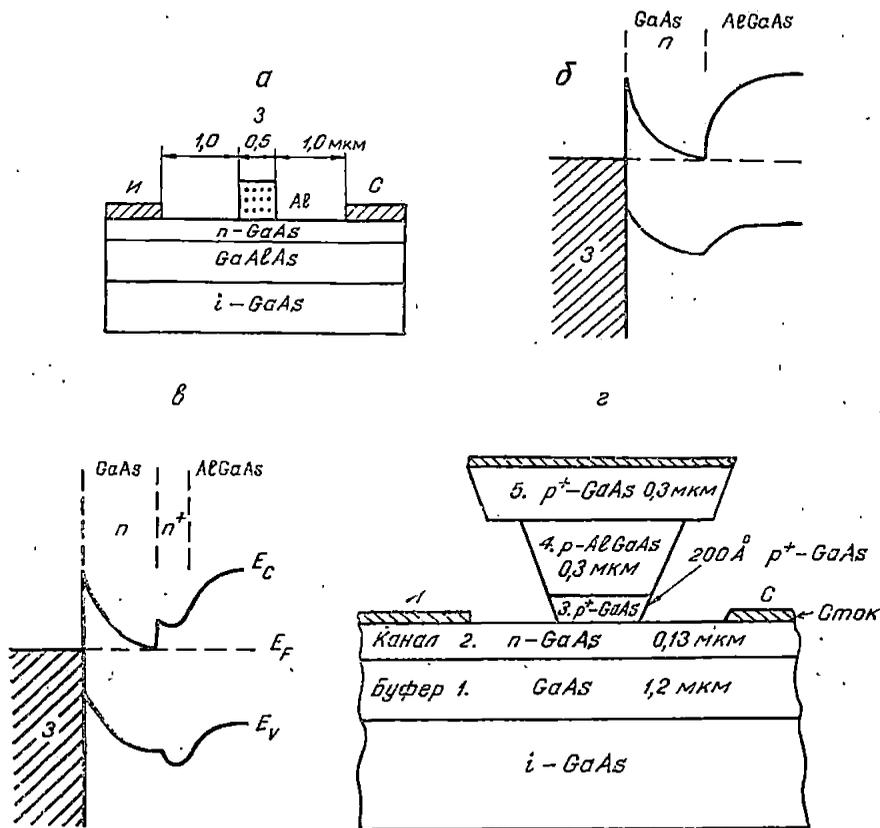


Рис. V.3. Схематическое изображение полевого транзистора (а) с нелегированным (б) и легированным (в) буферными слоями и с широкозонным затвором (г)

электронов из канала в подложку (так называемый эффект электронного ограничения). Наличие эффекта электронного ограничения весьма важно, так как ухода электронов в подложку при увеличении напряжения исток — сток не происходит и в связи с этим не возрастает коэффициент шума ПТ.

Влияние широкозонного  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  буферного слоя на шумовые характеристики ПТ наиболее подробно рассмотрено в работе [7], в которой дано сравнение шумовых и статических характе-

ристик ПТ без буферного слоя и с буферными слоями различных типов.

Схематическое изображение зонной энергетической диаграммы описанных ПТ с различными типами буферных слоев показано на рис. V.3, б, в. В первом варианте в качестве буферного слоя используется полужолирирующий слой  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  с  $\rho > 10^6$  Ом·см, во втором — тонкий  $N^+$ — $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  (толщиной 200 Å,  $N^+ = 5 \cdot 10^{17}$ ) слой, непосредственно примыкающий к каналу, и нелегированный —  $N^0$ — $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ . Общая толщина буферного слоя составляет 3 мкм.

Наличие тонкого  $N^+$ — $Al_xGa_{1-x}As$  слоя увеличивает концентрацию подвижных носителей у границы активной области с буферным слоем, что обеспечивает высокую крутизну вблизи напряжений отсечки, особенно при низких температурах.

Действительно, исследование статических ВАХ показывает, что крутизна остается высокой и при малых уровнях тока, что свидетельствует о высоком качестве границы. Значения коэффициента шума составляют 1,15 дБ (коэффициент усиления  $G = 11,6$  дБ) при 4 ГГц и 2,6 дБ ( $G = 8,7$  дБ) при 12 ГГц. Оптимизация параметров слоев, по мнению авторов, должна привести к дальнейшему улучшению характеристик ПТ с широкозонным буферным слоем.

## V.2. Полевые транзисторы с гетеропереходом в качестве затвора

Как уже отмечалось, наиболее широко ПТ на основе GaAs используются в логических интегральных схемах. При этом наибольшее распространение получили ПТ, работающие в режиме обогащения (нормально закрытые), поскольку в этом случае построение основных логических схем упрощается [6]. Исходя из принципа работы нормально закрытого ПТ перепад логических уровней (логической амплитуда) в них довольно мал, поскольку из-за небольшой высоты барьера Шоттки, играющего роль затвора, величина прямых смещений на затворе ограничена величиной контактного потенциала ( $V_D$ ), который обычно не превышает 0,7 эВ. Это обстоятельство налагает ряд ограничений на работу прибора, особенно при разработке больших логических схем. Для обеспечения достаточной помехоустойчивости дисперсия напряжения отсечки должна быть около 25 мВ [6]. Кроме того, с увеличением логической амплитуды повышается и быстродействие, так как с напряжением на затворе возрастает плотность тока  $I_{сп}$ , заряжающего емкость нагрузки.

В связи со сказанным вопросам повышения контактной разности потенциала затвора ПТ уделяется большое внимание. Так, уже использование в качестве затвора  $p$ — $n$ -перехода позволяет получать более высокие значения прямого смещения на затворе ( $\sim 1,0$  В), а значит и существенное улучшение быстродействия ПТ, работающих в режиме обогащения. Однако, учитывая размеры со-

временных ПТ, технологически довольно сложно получать  $p$ -область требуемой глубины и шириной 1...2 мкм.

В связи с большей высотой барьера по сравнению с барьерами Шоттки или  $p$ - $n$ -перехода в качестве материала затвора применяется более широкозонный полупроводник, например  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , что при одной и той же концентрации в канале позволяет использовать несколько большие толщины канала.

Схематическое изображение такого транзистора, получившего название полевого транзистора с гетеропереходом (HJFET), показано на рис. V.4, г. Для улучшения качества гетерограницы между каналом и широкозонным  $\text{AlGaAs}$ -затвором часто используется очень тонкий (не более 200 Å) слой  $p^+$ - $\text{GaAs}$ , который не влияет на высоту барьера.

На полужолирующей подложке  $\text{GaAs}$  выращиваются: 1 — буферный слой нелегированного  $\text{GaAs}$  или  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ; 2 — канал; 3 —  $p^+$ - $\text{GaAs}$ ; 4 —  $P$ - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ; 5 —  $p^+$ - $\text{GaAs}$  для снижения контактного сопротивления.

Привлекательность такой геометрии ПТ заключается еще и в том, что здесь используется так называемая самосовмещенная технология, позволяющая даже при оптической литографии существенно уменьшить геометрические размеры и снизить паразитные сопротивления истока и стока. В отличие от самосовмещенной технологии ПТ с барьером Шоттки, когда для создания затвора используется многослойная металлизация, благодаря чему путем подбора соответствующих химических травителей формируется затвор с сечением  $T$ -образной формы, в рассматриваемом случае используется разная скорость травления  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{GaAs}$ . Боковое подтравливание обеспечивает субмикронную длину затвора, а выбор нужной толщины слоев структуры позволяет получать самосовмещение контактов истока и стока относительно затвора.

### V.3. Транзисторы с высокой подвижностью электронов (ВПЭТ)

Из приведенного краткого анализа основных параметров и характеристик ПТ ясно, что главным требованием к материалу транзистора является высокая подвижность носителей  $\mu_n$  в проводящем канале по всему сечению канала. Этим и объясняется использование  $\text{GaAs}$  вместо кремния в высокоскоростных ПТ и интегральных схемах. Рассмотренные ПТ с применением гетеропереходов  $\text{GaAs}$ — $\text{GaAlAs}$  в качестве затвора и буферного слоя позволили повысить логическую амплитуду и быстродействие, улучшить крутизну и шумовые характеристики. Более широкие возможности для резкого улучшения всей совокупности параметров и характеристик ПТ открылись в результате изучения особенностей процессов переноса носителей, находящихся в потенциальной яме гетероперехода, в направлении параллельном гетерогранице.

### V.3.1. Двумерный электронный газ в гетеропереходах

Благодаря развитию метода молекулярной эпитаксии начались интенсивные исследования многослойных гетероструктур с чередующимися ширинами запрещенных зон слоев и их толщинами порядка ( $10^1 \dots 10^3$  Å), получивших название сверхрешеток. Одним из наиболее интересных явлений в сверхрешетке является эффект увеличения подвижности носителей в направлении, парал-

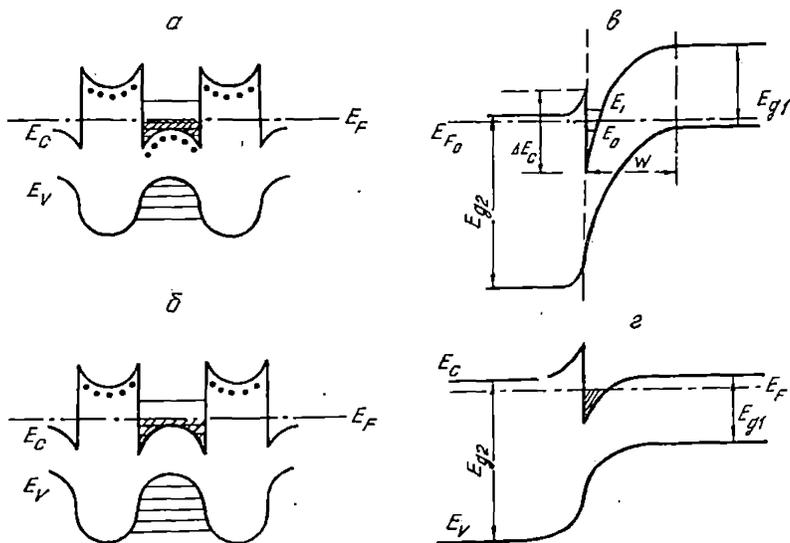


Рис. V. 4. Зонные энергетические диаграммы сверхрешетки с однородным (а) и модулированным (б) легированием и селективно легированных N—p-(в) и N—p-(г) гетеропереходов

лельном гетерогранице, особенно в так называемых модулированно легированных сверхрешетках, представляющих собой чередование эпитаксиальных слоев легированного широкозонного материала  $Al_xGa_{1-x}As$  и нелегированного узкозонного GaAs.

На рис. V.4 дано схематическое изображение зонных энергетических диаграмм сверхрешеток с однородным (а) и модулированным легированием (б). Благодаря большей величине электронного сродства в GaAs подвижные носители из широкозонного материала переходят в узкозонный, где образуют двумерный электронный газ. Движение электронов в такой потенциальной яме высотой  $\Delta E_C$  и шириной  $d_{GaAs}$  имеет ряд особенностей. Прежде всего электроны не могут свободно перемещаться поперек слоя GaAs, а энергия электронов принимает только определенные значения, образующие дис-

кретный энергетический спектр, который зависит от параметров потенциальной ямы.

Двумерный электронный газ наблюдается и в одиночных гетеропереходах типа  $N-n^0$  или  $N-p$ , в которых узкозонный материал нелегирован, а широкозонный — легирован. Такие структуры, получившие название селективно-легированных, находят все более широкое применение для изготовления быстродействующих ПТ.

Зонные энергетические диаграммы селективно-легированных гетеропереходов показаны на рис. V.4. *в, г*. В широкозонном материале с меньшим сродством электронов лежит обедненная область с концентрацией заряда  $N_d$ , а в узкозонном материале с большим электронным сродством имеется отрицательный пространственный заряд подвижных носителей — электронов, в результате чего возникает сильное электрическое поле ( $\sim 10^5$  В/см), которое создает значительный изгиб зон на гетерогранице. И в этом случае при достаточно малой толщине ОПЗ в узкозонном материале происходит квантование энергетического спектра носителей заряда. В  $N-n^0$ -структуре дискретным становится спектр основных носителей в потенциальной яме, а в  $N-p^0$  — неосновных (по отношению к объему материала).

Используя квазиклассическое приближение для положения энергетических уровней  $E_n$

$$E_n(\text{эВ}) = \left( \frac{\hbar^2}{2m_i^*} \right)^{1/3} \left( \frac{3}{2} \pi q E \right)^{2/3} \left( n + \frac{3}{4} \right)^{2/3} \quad (\text{V.6})$$

(где  $E$  — электрическое поле;  $n=0, 1, 2, \dots$ ;  $m_i^*$  — продольная эффективная масса), в работе [12] проведен расчет положения уровня Ферми ( $E_F$ ) в двумерном электронном газе и найдено соотношение между поверхностной концентрацией свободных электронов ( $n_s$ ) и электрическим полем на поверхности. Рассмотрены только нижайшая и первая возбужденная подзоны, положения которых для арсенида галлия приближенно записываются:

$$E_0(\text{эВ}) \approx 1,83 \cdot 10^{-6} E^{2/3}, \quad (\text{V.7})$$

$$E_1(\text{эВ}) \approx 3,23 \cdot 10^{-6} E^{2/3}, \quad (\text{V.8})$$

где  $E$  выражена в эВ/см.

Из решения уравнения Пуассона, пренебрегая концентрацией ионизованных акцепторов или доноров в нелегированном узкозонном материале, можно получить для  $p$ -GaAs

$$\epsilon_1 E_{i1} \approx q n_s, \quad (\text{V.9})$$

для  $n$ -GaAs

$$\epsilon_1 E_{i1} \approx q n_s, \quad (\text{V.10})$$

где  $E_{i1}$  — напряженность электрического поля на границе.

Используя выражение для плотности состояний двумерного электронного газа

$$D = \frac{qm^*}{\pi\hbar^2}, \quad (\text{V.11})$$

легко получить связь между положением уровня Ферми ( $E_F$ ),  $E_0$ ,  $E_1$  и  $n_s$ :

$$n_s = D \frac{kT}{q} \ln \left[ \left( 1 + e^{\frac{q}{kT(E_F - E_0)}} \right) \left( 1 + e^{\frac{q}{kT(E_F - E_1)}} \right) \right]. \quad (\text{V.12})$$

При низких температурах

$$n_s = D(E_F - E_0) \quad (\text{V.13})$$

или для случаев, когда вторая подзона свободна или заполнена,

$$n_s = D(E_F - E_0) + 2D(E_F - E_1). \quad (\text{V.14})$$

Полученные выражения будут полезны при описании работы ПТ на основе двумерного электронного газа.

Доказательством наличия двумерного электронного газа являются осцилляции проводимости от величины магнитного поля, направленного перпендикулярно гетерогранице, обычно наблюдаемые при низких температурах ( $kT \ll E_F$ ) (эффект Шубникова — де Хаза).

По периоду осцилляций  $\Delta\left(\frac{1}{H}\right)$  находится поверхностная концентрация

$$n_s = \frac{q}{\pi\hbar\Delta\left(\frac{1}{H}\right)}. \quad (\text{V.15})$$

Понятно, что осцилляции наблюдаются при  $H = \text{const}$  и изменении внешним воздействием концентрации [13]. Квантование энергетического спектра электронов приводит к возникновению ряда новых эффектов — излучению горячих электронов в далеком ИК-диапазоне, резонансному комбинационному рассеянию, ИК-фотопроводимости и др., рассмотрение которых выходит за рамки данной книги. Более подробно с упомянутыми вопросами можно ознакомиться в работах [14, 15]. Как в модулированно легированных, так и селективно легированных гетероструктурах движение носителей вдоль гетерограницы не квантовано. При этом электроны пространственно отделены от ионизованных донорных центров, что приводит, особенно при низких температурах, к значительному снижению примесного рассеяния, которое является доминирующим в области низких температур в объемных кристаллах нелегированного GaAs. Из-за высокого качества границы раздела гетероструктур GaAs—

AlGaAs, InGaAs—InP, InGaAs—AlInAs рассеяние носителей на гетерогранице невелико.

Интенсивные исследования двумерного электронного газа в канале вдоль гетерограницы, проведенные главным образом на основе селективно легированных структур GaAs—N—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, позволили установить влияние состава широкозонного материала и

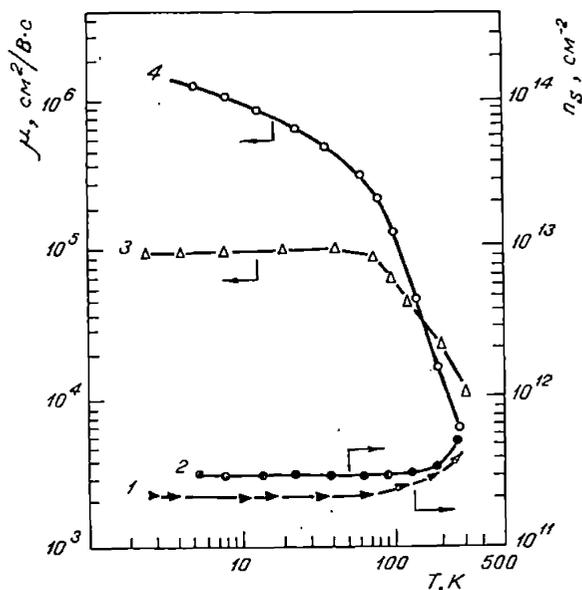


Рис. V.5. Температурные зависимости подвижности и поверхностной концентрации электронов для GaAs/N—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (2, 4) и InP/In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As (1, 3)

уровня его легирования, поверхностной концентрации в канале ( $n_s$ ) и температуры на холловскую подвижность электронов. Оптимальным для получения высокой подвижности является состав широкозонного материала Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с  $x=0,25 \dots 0,3$ . Убедительным доказательством резкого снижения примесного рассеяния являются результаты исследования влияния толщины нелегированного слоя Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $\Delta h=0-200$  Å), помещенного между легированным кремнием ( $N_D=2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) слоем Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и нелегированным GaAs, проведенное авторами [17]. Достигнуты рекордные значения подвижности при  $\Delta h=200$  Å, 5 К: ( $\mu=2,12 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с). Авторы наблюдали монотонное увеличение подвижности при 77 и 5 К с ростом толщины  $\Delta h$  нелегированной области. Такое явление связано с уменьшением влияния рассеяния на ионизованных донорах Si, проникающих в процессе изготовления при малых  $\Delta h$  через бу-

ферный слой в GaAs. На рис. V.5, взятом из [17, 18], показаны температурные зависимости подвижности и поверхностной концентрации электронов для GaAs (кривые 2, 4) и  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  (кривые 1, 3). При больших значениях поверхностной концентрации, когда начинается заполнение первой возбужденной подзоны, обычно наблюдается снижение подвижности, обусловленное внутризонным рассеянием.

Заметим, что концентрацией электронов в рассматриваемых структурах можно управлять с помощью освещения, а при изготовлении управляющего электрода — напряжением.

### V.3.2. Полевые транзисторы на основе двумерного электронного газа

Эффект существенного увеличения подвижности носителей при движении вдоль гетерограницы в модулированно или селективно легированных гетероструктурах лег в основу разработок сверхбыстродействующих полевых транзисторов. Как уже отмечалось, такие транзисторы получили название НЕМТ-транзистор с высокой подвижностью электронов или TEGFET-полевой транзистор на двумерном газе.

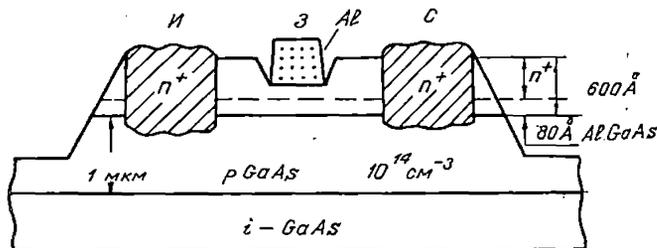


Рис. V.6. Структура полевого транзистора на двумерном электронном газе

Впервые полевые транзисторы на основе двумерного электронного газа описаны в работе [20]. Схематическое изображение простейшего варианта ПТ с затвором Шоттки показано на рис. V.6. Обычно для изготовления структур ПТ на двумерном электронном газе используется метод молекулярной эпитаксии. В зависимости от толщины слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  под затвором ПТ могут быть как нормально открытые, так и нормально закрытые.

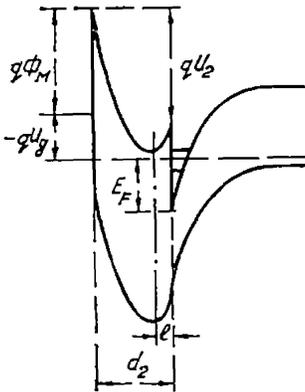
На рис. V.7 показана зонная энергетическая диаграмма гетероструктуры при подаче отрицательного смещения  $U_g$  на затвор. Рассматривается случай достаточно тонкого слоя широкозонного материала или большого отрицательного смещения на затворе, когда области пространственного заряда барьера Шоттки и гетероперехода перекрываются.

Заряд, имеющийся в канале, зависит от напряжения на затворе следующим образом:

$$Q_s = qn_s = \frac{\epsilon_2}{d_2} \left[ \frac{qN_2}{2\epsilon_2} (d_2 - l)^2 - \Phi_M - E_F + \Delta E_c + U_g \right] = \frac{\epsilon_2}{d_2} (U_g - U_{отс}), \quad (V.16)$$

где  $U_{отс} = \Phi_M - \Delta E_c - U_{p_2}$  — напряжение отсечки;  $U_{p_2} = \frac{qN_2}{2\epsilon_2} (d_2 - l)^2$ ; здесь  $\Phi_M$  — высота барьера Шоттки;  $\epsilon_2$  — диэлектрическая проницаемость  $Al_xGa_{1-x}As$ ;  $N_2$  — суммарная концентрация доноров в  $Al_xGa_{1-x}As$ ;  $d_2$  — общая толщина  $Al_xGa_{1-x}As$ ;  $l$  — толщина нелегированного слоя  $Al_xGa_{1-x}As$ .

Для более точного определения зависимости концентрации в канале от напряжения на затворе необходимо использовать выражение (V.12) для нахождения  $E_F$ . Как и в обычных ПТ, используя выражение (V.16), легко найти заряд в любом сечении канала ( $x$ ) при напряжении на затворе  $U_g$  и падении напряжения на канале  $U_c$ :



$$Q(x) \simeq \frac{\epsilon_2}{d_2} (U_g - U_c(x) - U_{отс}) \quad (V.17)$$

Рис. V.7. Зонная энергетическая диаграмма N—p-гетероструктуры при отрицательном смещении на затворе

и соответствующий ток в канале

$$I = Q(x) Z v(x), \quad (V.18)$$

где  $Z$  — ширина затвора;  $v(x)$  — скорость носителей, равная в области малых полей  $\mu\Sigma$  и  $v_s$ , когда поле в канале превышает некое критическое значение, которое для двумерного электронного газа еще точно не установлено.

Как и для обычных ПТ с барьером Шоттки, интегрирование (V.17) и (V.18) по всей длине канала позволяет получить основные соотношения для рассматриваемых ПТ [20]. Уже в первых ПТ, работающих в режиме обеднения, на основе селективно легированной GaAs—N $Al_xGa_{1-x}As$ -гетероструктуры крутизна увеличивается в три раза при охлаждении от 300 до 77 К. По своим параметрам такие транзисторы превосходят арсенидгаллиевые ПТ с барьером Шоттки

такой же геометрии. Улучшить надежность ПТ на основе двумерного электронного газа позволяет структура, изображенная на рис. V.8, которая получила название «перевернутой» [21].

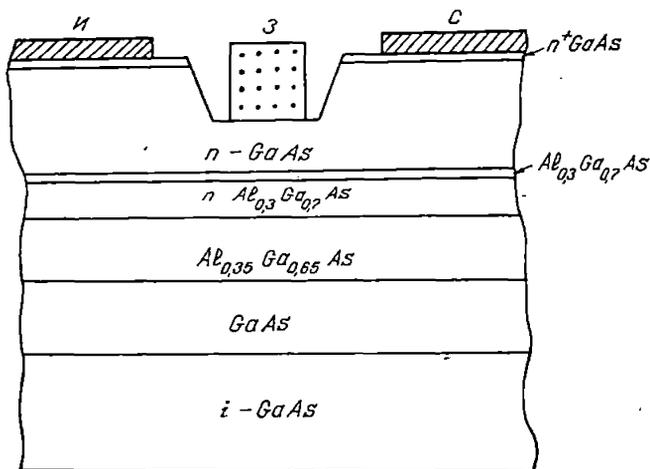


Рис. V.8. Структура «перевернутого» полевого транзистора на двумерном электронном газе

В ПТ на основе двумерного электронного газа уже в настоящее время при комнатной температуре и расстоянии между истоком и стоком около 35 мкм получено быстродействие  $\sim 10^{-11}$  с [22].

Можно ожидать, что дальнейшее совершенствование технологии изготовления селективно легированных гетероструктур уже в ближайшее время приведет к созданию сверхбыстродействующих, маломощных и малозумящих интегральных схем на их основе. Ведь достигнутое уже быстродействие таких ПТ при 77 К сравнимо с временами, характерными для логических элементов на эффекте Джозефсона, работающих при гелиевых температурах.

## Глава VI

### ТИРИСТОРЫ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Основой современной силовой преобразовательной техники и многих устройств импульсной техники являются тиристоры. Широко используются полупроводниковые приборы с ВАХ S-типа и в качестве активных элементов интегральных схем, в оптоэлектронике.

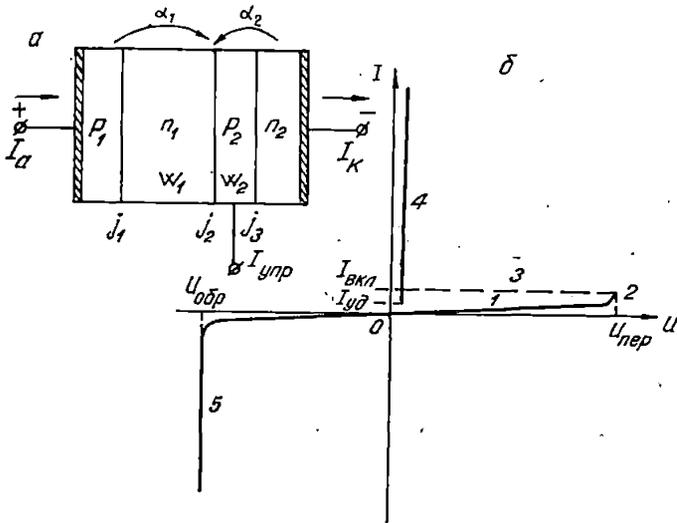


Рис. VI.1. Схематическое изображение (а) и ВАХ (б) тиристора

Схематическое изображение структуры тиристора, представляющей собой четыре области с чередующимся типом проводимости, разделенные тремя переходами  $j_1$ ,  $j_2$  и  $j_3$ , дано на рис. VI.1, а. Внешние области четырехслойной структуры называются эмиттерами, а внутренние — базами, соответственно крайние  $p$ — $n$ -переходы  $j_1$

и  $j_3$  эмиттерными, а центральный переход  $j_2$  — коллекторным. Тиристор имеет три электрода — анод, катод и управляющий электрод. Обычно для объяснения характера ВАХ используется двухтранзисторная аналогия [2]. Транзисторный эквивалент четырехслойной структуры показан на рис. VI.2.  $p-n-p-n$ -структура представляется в виде двух транзисторов  $n-p-n$  и  $p-n-p$ , включенных по схеме с общим эмиттером так, что базовый вывод одного связан с коллекторным выводом другого и наоборот. В результате

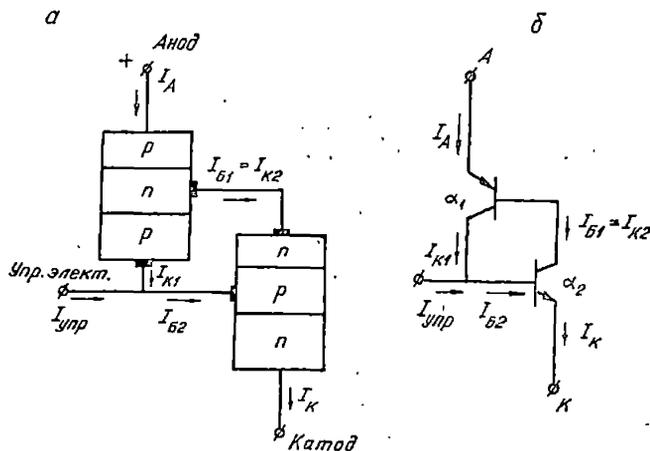


Рис. VI.2. Транзисторный эквивалент четырехслойной структуры:

а — структура; б — схема включения

этого транзисторы охвачены положительной обратной связью по току, глубина которой определяется коэффициентами передачи тока  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  составных транзисторов. Поскольку  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  зависят от тока эмиттера и коллекторного напряжения, то изменяя приложенное к тиристору напряжение или ток управления, можно управлять значениями  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , а следовательно, и ВАХ тиристора. Вольт-амперная характеристика тиристора изображена на рис. VI.1, б. Если  $\alpha_1 + \alpha_2 > 1$ , оба транзистора переходят в режим насыщения, когда коллекторные переходы смещаются в прямом направлении и падение напряжения на структуре мало, тиристор находится в открытом состоянии (участок 4, рис. VI.1, б). Если  $\alpha_1 + \alpha_2 < 1$ , коллекторный переход смещен в обратном направлении и тиристор находится в закрытом состоянии (участок I, рис. VI.3). Используя двухтранзисторную модель тиристора, легко получить выражение для анодного тока:

$$I = \frac{\alpha_2 I_y + I_{KO}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)},$$

где  $I_{KO}$  — ток обратно смещенного коллекторного перехода.

Отсюда видно, что тиристор находится в закрытом состоянии до тех пор, пока  $\alpha_1 + \alpha_2 < 1$ , и ток через прибор определяется в основном свойствами обратно смещенного коллекторного перехода.

Физические процессы в тиристорах хорошо понятны и детально изложены в ряде книг отечественных и зарубежных авторов [1, 3, 4, 5, 6]. Упрощенное рассмотрение работы тиристорov понадобилось для того, чтобы более наглядно описать их основные параметры, а также сделать более понятным изложение последующего материала.

К числу основных параметров статической вольт-амперной характеристики тиристорov (рис. VI.1, б) относятся: напряжение ( $U_{пер}$ ) и ток переключения ( $I_{пер}$ ); напряжение ( $U_{уд}$ ) и ток ( $I_{уд}$ ) удержания или выключения;  $U_{обр.макс}$  — максимальное обратное напряжение; характеристика управления — зависимость напряжения переключения от тока управления ( $I_{упр}$ ).

Импульсные свойства тиристорov характеризуются временами включения  $t_{вкл}$  и выключения  $t_{выкл}$ .

Указанные параметры и их температурные зависимости определяются электрофизическими свойствами материала тиристора (шириной запрещенной зоны, подвижностью основных и неосновных носителей и их временем жизни), толщиной и уровнем легирования базовых областей.

Улучшение всех или большинства основных параметров тиристора затрудняется тем, что это накладывает дополнительные, часто противоречивые требования на свойства  $p-n$ -переходов и уровень легирования составных частей структуры. Действительно, повысить два параметра без ущерба третьему сложно, существенно же улучшить все три основных параметра практически невозможно [7]. В настоящее время основным материалом для производства тиристорov является кремний. Уровень развития технологии изготовления приборов на его основе довольно высок, и дальнейшее улучшение параметров практически невозможно. Поэтому в последние годы начались интенсивные исследования по созданию высокотемпературных импульсных тиристорov на основе широкозонных полупроводниковых материалов типа  $A^3B^5$  и, в первую очередь, на основе GaAs с использованием гетероструктур в системе GaAs—AlGaAs.

## VI.1. Четырехслойные $p-n-p-n$ -гетероструктуры

Поскольку четырехслойная структура может быть представлена в виде комбинации двух транзисторов  $n-p-n$ - и  $p-n-p$ -типов, между которыми существует положительная обратная связь по

току, то преимущества, обусловленные наличием гетеропереходов, сохраняются и в  $p-n-p-n$ -гетероструктурах.

Отметим основные возможности, которые открывают гетеропереходы для создания и направленного улучшения параметров четырехслойных  $p-n-p-n$ -структур.

1. Использование широкозонных эмиттеров позволяет повысить максимальные рабочие токи во включенном состоянии, перегрузочную способность за счет снижения падения напряжения на базовых областях структуры, которое растет в тиристоре на основе гомо- $p-n$ -переходов из-за уменьшения коэффициентов инжекции эмиттерных переходов при высоких уровнях инжекции.

2. Односторонний характер инжекции позволяет использовать сравнительно слаболегированные эмиттерные области и тем самым уменьшить емкости эмиттерных переходов и увеличить их пробивные напряжения. Появляется возможность более сильного легирования тонкой базы для снижения сопротивления растекания и увеличения области первоначального включения.

3. Кроме того что тиристоры на основе широкозонных материалов с прямой структурой зон во включенном состоянии излучают свет (энергия излучения  $h\nu \approx E_g$ ), что само по себе важно для индикации нормальной работы, благодаря выводу излучения через широкозонный эмиттер стало возможным создание высокоэффективных мощных излучателей света с  $S$ -образной вольтамперной характеристикой. Гетеропереходы позволили получать в  $p-n-p-n$ -структурах когерентное излучение с низкими пороговыми плотностями тока, что указывает на принципиальную возможность создания тиристоров на сверхвысокие плотности тока благодаря выводу мощности в виде когерентного света.

Ввод излучения непосредственно в область объемного заряда коллекторного перехода обусловил не только повышение быстродействия, но и существенное снижение необходимой для переключения мощности.

Таким образом, использование гетеропереходов в  $p-n-p-n$ -структурах, т. е. возможность управлять ширинами запрещенной зоны слоев структуры дает возможность не только направленно улучшать основные характеристики, но и расширять их функциональные возможности, а также позволяет создать ряд принципиально новых приборов — электролюминесцентных фототиристоров [8, 9], являющихся по сути дела твердотельными усилителями света, преобразователей инфракрасного излучения в видимое, низкороговых лазеров с  $S$ -образной ВАХ (лазеры-динисторы) [12, 13].

4. Гетероструктуры дали возможность по-новому подойти к конструированию тиристоров — созданию управляющего электрода. Используя высокий внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации и возможность управления ширинами запрещенных зон слоев  $p-n-p-n$ -структуры в процессе эпитаксиального нара-

щивания, можно управлять напряжением включения путем промежуточного преобразования электрического сигнала управления в оптический в самой структуре. Такой способ управления позволяет избежать серьезных технологических трудностей, возникающих при создании управляющего электрода к тонкой базовой области тиристора [14, 15]:

5. Быстродействие тиристоров при включении в значительной мере определяется скоростью переноса носителей через базовые области, т. е. скоростью протекания диффузионно-дрейфовых процессов. Избавиться от этих

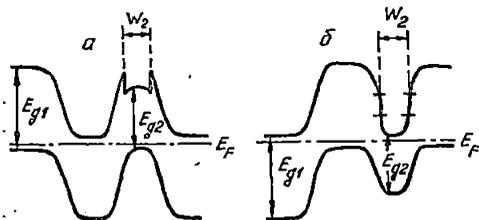


Рис. VI.3. Зонные энергетические диаграммы  $p-n-p-n$ -структур на основе гетеропереходов с одной узкозонной базой:

$a$  —  $P-N-p-N$ -структура;  $b$  —  $N-P-p-P$ -структура

сравнительно медленных процессов позволяют тиристоры, в которых в качестве составных частей используются оптотранзисторы-транзисторы с фотонной передачей эмиттерного тока [16, 17].

Кратко сформулированные особенности  $p-n-p-n$ -структур на основе гетеропереходов более подробно будет рассмотрены ниже на примере конкретных приборов — лазеров-динисторов,

электролюминесцентных фототиристоров и различных модификаций мощных импульсных тиристоров. Однако многие положения будут понятны уже из простого рассмотрения зонных энергетических диаграмм  $p-n-p-n$ -структур, предназначенных для работы в качестве эффективных источников и приемников излучения. Зонные энергетические диаграммы двух типичных  $p-n-p-n$ -структур на основе гетеропереходов в системе GaAs—AlGaAs, наиболее распространенных для этих целей, показаны на рис. VI.3. Электролюминесцентные структуры характеризуются величиной внешнего квантового выхода излучения ( $\eta_e$ ), которая записывается

$$\eta_e = \eta_i \gamma K_{\text{выв}}, \quad (\text{VI.1})$$

где  $\eta_i$  — внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации

[18];  $\eta_i = \frac{\tau_6}{\tau_n + \tau_6}$  ( $\tau_n$  и  $\tau_6$  — излучательное и безызлучательное время жизни соответственно);  $\gamma$  — коэффициент инжекции —  $\gamma =$

$\frac{I_p}{I_p + I_n}$ ;  $K_{\text{выв}}$  — коэффициент вывода излучения, который опреде-

ляется полным внутренним отражением, когда из-за высокого показателя преломления большая часть света испытывает на границе полупроводник — воздух полное внутреннее отражение, и внутрен-

ним поглощением излучения, которое пропорционально  $e^{-k(\lambda)x}$ ; где  $k$  — коэффициент поглощения света с длиной волны  $\lambda$ ;  $x$  — расстояние от места рекомбинации до поверхности.

С точки зрения описанных параметров рассмотрим использование  $p-n-p-n$ -гетероструктуры для создания высокоэффективных источников спонтанного излучения. Как видно из рис. VI.3, составной частью  $p-n-p-n$ -структуры является так называемая двойная гетероструктура (ДГС), в которой узкозонная область находится между двумя широкозонными материалами. ДГС обеспечивает одностороннюю инжекцию в узкозонный материал ( $\gamma \approx 1$ ) и при толщине средней области  $d_1 < \frac{1}{k}$  позволяет выводить излучения

практически без самопоглощения. Вторая базовая область для снижения рекомбинационных потерь должна иметь толщину ( $d_2$ ) меньше соответствующей диффузионной длины ( $L$ ) неосновных носителей. Эти требования на толщину базовых областей  $p-n-p-n$ -структуры фактически обеспечивают необходимое для переключения условие  $\alpha_1 + \alpha_2 \geq 1$ , хотя и налагают довольно жесткие требования на толщины базовых областей и затрудняют получение  $p-n-p-n$ -структур с напряжением переключения  $U_{пер} > 20$  В и высоким внешним квантовым выходом излучения.

Таким образом, во включенном состоянии благодаря наличию потенциальных барьеров происходит преимущественная локализация инжектированных носителей в узкозонной базе и обеспечивается вывод рекомбинационного излучения через широкозонные области без поглощения.

Рассмотрим описываемые структуры и с точки зрения получения высокой фоточувствительности. Управление напряжением переключения  $p-n-p-n$ -структур можно осуществить с помощью любого воздействия, приводящего к появлению неравновесных носителей в базовых областях структуры. Наиболее удобным методом создания неравновесных носителей в базовых областях структуры является освещение. В качестве «окна» для ввода света используются широкозонные эмиттеры. Так, из рис. VI.3 видно, что в рассматриваемых структурах освещается непосредственно центральный переход, смещенный в заперном направлении. Это должно приводить к увеличению быстродействия и повышению чувствительности, так как потери на рекомбинацию при движении созданных светом неравновесных носителей от области поглощения к области разделения отсутствуют.

#### VI.1.1. Динистор-лазер

После открытия стимулированного излучения в GaAs [19] и создания полупроводниковых лазеров на его основе Ж. И. Алферовым [22] в нашей стране и Г. Кремером [23] в США был предложен новый тип полупроводниковых квантовых генераторов на основе

гетеропереходов в полупроводниках. Реализация этого предложения и создание низкопороговых лазеров, работающих в непрерывном режиме при комнатной температуре, стали возможными после получения эффективно инжектирующего гетероперехода в системе GaAs—AlGaAs.

Принцип действия гетеролазеров, их основные преимущества по сравнению с лазерами на гомо— $p$ — $n$ -переходах хорошо известны и изложены в ряде обзорных работ [24, 25] и монографий [26, 27]. Поэтому мы не будем затрагивать эти вопросы, а сразу перейдем к описанию нового типа гетеролазеров с  $S$ -образной вольт-амперной характеристикой.

Из проведенного анализа зонных энергетических диаграмм  $p$ — $n$ — $p$ — $n$ -структур (рис. VI.3) ясно, что они обладают всеми достоинствами гетеролазеров — использование широкозонных эмиттеров реализует одностороннюю инжекцию в базовой области, а снижение плотности тока, необходимого для создания инверсной

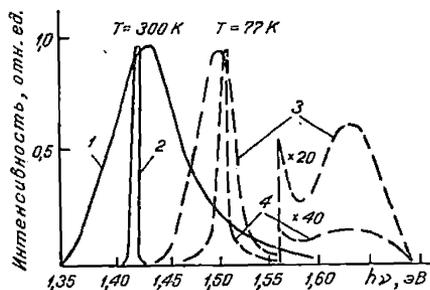


Рис. VI.4. Спектры рекомбинационного излучения  $p$ — $n$ — $p$ — $n$ -структуры при различных плотностях тока,  $A/cm^2$ :  
1 — 10; 2 —  $2 \cdot 10^3$ ; 3 —  $5 \cdot 10^3$ ; 4 —  $10^4$

заселенности в узкозонной базовой области, достигается путем уменьшения как рекомбинационных потерь в широкозонной базе, так и толщины самого активного слоя — узкозонной базы. Фактически при создании лазера с  $S$ -образной вольт-амперной характеристикой на основе  $p$ — $n$ — $p$ — $n$ -структуры с низким порогом генерации налагается еще одно дополнительное требование на толщину широкозонной базы (в первом приближении рекомбинационные потери в ней пропорциональны отношению толщины базы ( $w$ ) к диффузионной длине неосновных носителей ( $w/L$ )).

Таким образом, толщины базовых областей, концентрации и содержание алюминия в слоях выбирались из условия получения минимальных рекомбинационных и оптических потерь. Концентрация в узкозонных базовых областях  $n$ -типа составляла обычно  $n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а  $p$ -типа —  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , в широкозонных базах  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , эмиттерные области легировались до концентраций  $\sim (5 \dots 10) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Суммарная толщина базовых областей варьировалась в пределах 3 ... 7 мкм. Исследуемые динисторы-лазеры обладали следующими параметрами  $U_{\text{пер}} = 6 \dots 20 \text{ В}$ ;  $I_{\text{вкл}} = (0,05 \dots 0,1) \text{ мА}$ ;  $I_{\text{выкл}} = (1 \dots 10) \text{ мА}$ ; площадь составляла  $(4 \dots 8) \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ .

На рис. VI.4 приведены типичные спектры излучения четырехслойной гетероструктуры с узкозонной базой  $p$ -типа проводимости

при 77 и 300 К. При толщинах широкозонной базы не более 2 мкм сразу после включения при малых плотностях тока наблюдается излучение из узкозонной базы. Излучение же из  $n$ -базы возникает при высоких плотностях тока; интенсивность его мала и зарегистрировать его удастся только при 77 К. Наличие рекомбинационных потерь за пределами активной области приводит к некоторому повышению пороговой плотности тока генерации в рассматриваемых структурах по сравнению с обычными гетеролазерами. Типичные значения пороговой плотности тока при комнатной температуре составляют 4 ... 7 кА/см<sup>2</sup>. Так же, как и для гетеролазеров, для лазеров-динисторов характерна слабая температурная зависимость пороговой плотности тока (отношение  $j_{\text{пор}}^{300\text{К}}/j_{\text{пор}}^{77\text{К}} \sim 4 \dots 5$ ). В интервале температур 120 ... 300 К температурный ход порогового тока хорошо описывается экспоненциальной зависимостью  $j_{\text{пор}} \sim e^{T/T_0}$ , где  $T_0 = 150 \dots 180$  К.

Наклон зависимости выходной мощности от тока лежит в интервале 0,4 ... 0,6 Вт/А. Достаточно высокие значения дифференциальной квантовой эффективности (40 ... 60 %) являются дополнительным свидетельством малой доли рекомбинации за пределами активной области.

В четырехслойных гетероструктурах с узкозонной  $n$ -базой благодаря значительно большей диффузионной длине электронов рекомбинационные потери в широкозонной  $p$ -базе при прочих равных условиях играют значительно меньшую роль, чем в выше рассмотренной структуре с узкозонной  $p$ -базой. Это обстоятельство приводит к дальнейшему снижению пороговой плотности тока в лазерах с  $S$ -образной вольт-амперной характеристикой. Так, при толщинах базовых областей около 1 мкм генерация когерентного излучения с  $h\nu_m = 1,428$  эВ наблюдалась при плотностях тока 1,8 ... 2,5 кА/см<sup>2</sup>.

Необходимо отметить, что в исследовавшихся структурах низкие значения порога генерации сочетаются с достаточно высокими величинами напряжения включения. Это существенно упрощает схемы питания и управления лазеров. В случае, когда  $j_{\text{пор}} < \frac{U_{\text{пер}}}{R}$  ( $R$  — суммарное сопротивление лазера и нагрузки), открываются новые возможности применения таких лазеров в схемах релаксационных генераторов для преобразования постоянного напряжения в переменное при одновременной генерации импульсов когерентного света [28].

### VI.1.2. Электролюминесцентные фототиристоры

При рассмотрении зонных энергетических диаграмм  $p-n-p-n$ -гетероструктур мы отмечали их привлекательность для создания быстросрабатывающих высокоэффективных фотоприемников с поро-

говой характеристикой. В этом случае наряду с областью спектральной чувствительности одной из важнейших является зависимость напряжения включения от интенсивности падающего излучения и связанные с ней два параметра — минимальная управляющая (пороговая) мощность  $P_{\min}$  падающего излучения и максимальная (спрямляющая) мощность  $P_{\max}$ . Почти все свойства и параметры фототристоров в свою очередь определяются электрическими характеристиками  $p-n-p-n$ -структуры — зависимостью коэффициентов усиления составных транзисторов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  от тока и напряжения, токами включения и выключения.

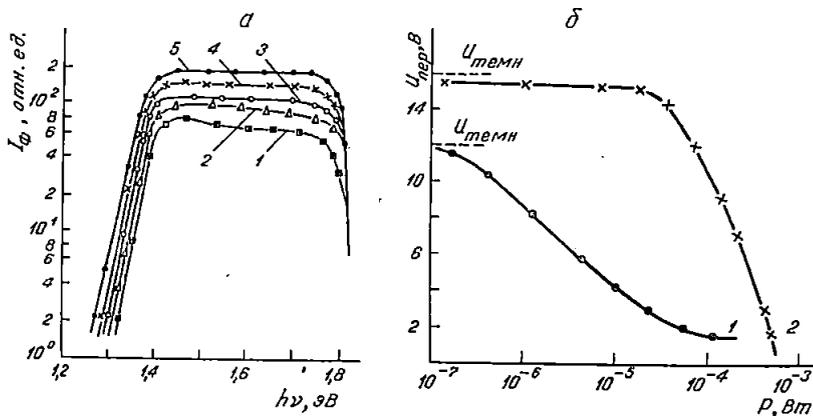


Рис. VI.5. Спектр фоточувствительности (а) и характеристика управления (б)  $p-n-p-n$ -структуры:

1 —  $U=1,0$ В; 2 — 2,0; 3 — 4,0; 4 — 6,0; 5 — 8,0 В

Спектральная характеристика фоточувствительности описанных в литературе [9] гетерофототристоров при освещении со стороны широкозонного эмиттера является типичной для всех фотоприемников на основе гетеропереходов в системе GaAs—AlGaAs — область чувствительности заключена между краями поглощения узкозонного (GaAs) и широкозонного (AlGaAs) материалов (рис. VI.5, а).

Характеристика управления в основном определяется темновым током включения и зависимостью коэффициентов усиления составных транзисторов от тока, освещенности и напряжения. Здесь важны два значения падающей мощности, между которыми и заключена характеристика: запускающая мощность — минимальной мощности излучения, при которой прибор переходит в проводящее состояние, и мощности, при которой наблюдается диодная характеристика (режим спрямления). Эти две величины непосредственно связаны с током включения и выключения.

Для оценки минимальной запускающей мощности можно считать, что переключение наблюдается, когда  $I_{\phi} = I_{\text{вкл}}$ , т. е.

$$P_{\text{min}} = \frac{I_{\text{вкл}} h\nu}{qQ},$$

где  $h\nu$  — энергия падающего света;  $Q$  — квантовый выход.

С учетом механизма усиления первичного фототока

$$P_{\text{min}} = \frac{h\nu}{qQ} [1 - (\alpha_1 + \alpha_2)] I_{\text{вкл}}.$$

При  $I_{\text{вкл}} \sim 10^{-6}$  А  $P_{\text{min}}$  равно  $10^{-8} \dots 10^{-9}$  Вт. На рис. VI.5, б показаны зависимости напряжения переключения от величины падающей мощности для двух низковольтных фототиристоров с различными токами включения. Слабая зависимость  $U_{\text{пер}}$  от интенсивности падающего света до интенсивностей  $\sim 10^{-5}$  Вт (кривая 1) связана с относительно слабым ростом  $(\alpha_1 + \alpha_2)$ . По мере приближения  $(\alpha_1 + \alpha_2)$  к единице  $U_{\text{пер}}$  с интенсивностью падающего света резко изменяется. Такой ход зависимости ( $U_{\text{пер}} = f(P)$ ) указывает на существенный вклад процесса лавинного умножения в механизм переключения, что приводит к большой крутизне характеристики управления, но уменьшению динамического диапазона управления [9]. Действительно, в  $p-n-p$ -структурах, зонные энергетические диаграммы которых изображены на рис. VI.3, с использованием слаболегированной арсенидгаллиевой базы с диффузионной длиной дырок  $\sim 10$  мкм наблюдалась плавная зависимость  $U_{\text{пер}} = f(P)$  (рис. VI.5, б). В этом случае основную роль в механизме переключения играет рост  $\alpha$  с уровнем освещенности за счет насыщения безызлучательных каналов рекомбинации.

Спрямление характеристик наблюдается при таких освещенностях, когда созданные светом концентрации неравновесных носителей в базовых областях близки к  $\frac{I_{\text{вкл}}}{q\tau}$ . Обычно это наблюдается

при интенсивностях  $\sim 10^{-4}$  Вт. Таким образом, диапазон интенсивностей света, управляющих напряжением включения исследуемых фототиристоров, занимает два-три порядка.

Остановимся еще на одной интересной особенности описываемых гетерофототиристоров, выбранная зонная энергетическая диаграмма которых такова, что, кроме высокой фоточувствительности, они являются во включенном состоянии эффективными источниками света. Собственно по этой причине они и получили название электролюминесцентных фототиристоров, и это обстоятельство позволило использовать их для усиления света слабой интенсивности в свет большей интенсивности. Так, при комнатной температуре в спектрах рекомбинационного излучения в зависимости от толщины базовых областей наблюдались одна или две полосы, обусловленные рекомбинацией неосновных носителей в базовых областях

структуры. Поскольку базовые области обычно имели различные ширины запрещенных зон, то исследование спектров рекомбинационного излучения является удобным методом изучения особенностей протекания тока в гетеротристорах. В частности, тот факт, что при больших уровнях инжекции излучения из эмиттерных областей не наблюдалось, указывает на постоянство коэффициентов инжекции эмиттерных переходов.

Легко показать, что интенсивность рекомбинационного излучения в каждой из базовых областей  $p-n-p-n$ -структуры на основе гомо- $p-n$ -переходов определяется толщиной этих областей, а точнее коэффициентами переноса ( $\beta$ ) каждого из составных транзисторов. В рассматриваемых структурах в области малых уровней инжекции соотношение интенсивностей рекомбинационного излучения из широкозонной и узкозонной баз структуры определялось также  $\beta_1$  и  $\beta_2$ .

В структурах с широкозонной базой  $w_1 < L_{n(p)}$  и узкозонной базой  $w_2 < L_{p(n)}$  (этим условиям удовлетворяли почти все рассмотренные фототристоры) наблюдалось только длинноволновое излучение с энергией излучения, соответствующей ширине запрещенной зоны узкозонной базы.

Интенсивность излучения линейно возрастала с током. Если же  $w_1 > L_{n(p)}$ , интенсивность коротковолновой полосы в области малых уровней инжекции превосходила или была сравнима с интенсивностью излучения из узкозонной базы.

По мере роста тока благодаря наличию потенциальных барьеров на границах узкозонной базы, ограничивающих потоки носителей, происходили локализации носителей и перераспределение интенсивностей излучения, и доминирующей становилась полоса, связанная с рекомбинацией в узкозонной базе. При этом интенсивность излучения коротковолновой полосы росла линейно с током, а длинноволновой — по сверхлинейному закону вплоть до перехода к режиму стимулированного излучения.

В структурах с тонкой широкозонной базой при выводе света параллельно плоскости  $p-n$ -переходов  $\eta_e = (0,15 \dots 0,2) \%$  (через одну грань), а при выводе света перпендикулярно  $\eta_e \approx (0,5 \dots 0,8) \%$ . Мощность излучения при  $I = (0,05 \dots 0,1) \text{ А}$  составляла несколько милливольт.

Таким образом, рассмотренные структуры обладают коэффициентом усиления  $\frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{min}}} \sim 10^4$ , причем это значение можно довести до  $\sim 10^7 \dots 10^8$ , используя работу  $p-n-p-n$ -структуры в режиме генерации когерентного излучения. Времена включения и выключения электролюминесцентных фототристоров составляли  $\sim 10^{-9}$  с и  $\sim 10^{-8}$  с соответственно.

Вопросы построения логических элементов на основе электролюминесцентных фототристоров рассмотрены в работе [28].

## VI.2. Импульсные тиристоры на основе GaAs — AlAs

Как уже отмечалось, в связи с возможностью повышения быстродействия и мощности единичного прибора ведутся интенсивные исследования по разработке арсенидгаллиевых тиристоров.

Несмотря на ряд очевидных преимуществ таких приборов по сравнению с кремниевыми (более высокие рабочие температуры и токи, быстродействие) для конкурентноспособности необходимо достичь рабочих напряжений, характерных для приборов на основе Si. В этом отношении весьма многообещающими являются результаты, полученные по выращиванию эпитаксиальных слоев GaAs из ограниченного объема раствора—расплава в кварцевых контейнерах, когда удалось получить  $p^+—n^0$ -переходы сравнительно большой площади (до 1 см<sup>2</sup>) с напряжением пробоя более 1,5 кВ [29].

В литературе описаны различные модификации арсенидгаллиевых тиристоров. Обычно для получения более высоких значений напряжения переключения основой таких приборов являются предварительно изготовленные методом жидкостной эпитаксии в кварцевом контейнере высоковольтные структуры типа  $p^+—p^0—n^0$  или  $n^+—p^0—n^0$ , на которых в графитовом контейнере выращиваются легированные эпитаксиальные слои GaAs и твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  требуемого состава и толщины.

Тиристоры на основе GaAs наибольший интерес представляют для работы в импульсных устройствах. Поэтому кратко сформулируем основные требования, предъявляемые к импульсным тиристорам.

### VI.2.1. Основные требования к импульсным тиристорам

Система основных параметров и характеристик импульсных и частотных тиристоров, используемых главным образом в радиотехнической аппаратуре, несколько отличается от системы параметров силовых тиристоров.

В импульсных тиристорах главное значение приобретают такие параметры, как время нарастания, максимальный импульсный ток, критическая скорость нарастания анодного тока и напряжения, время выключения, т. е. работоспособность тиристоров в импульсных схемах фактически определяется протеканием переходных процессов включения и выключения.

Остановимся только на наиболее важных особенностях включения импульсных тиристоров.

Известно, что при подаче импульса в цепь управления включение тиристоров в начальный момент происходит не по всей площади структуры, а по границе управляющий электрод — катод. Причина этого заключается в том, что базовые области обладают довольно высоким сопротивлением растекания, вследствие чего плот-

ность тока управления через эмиттерный переход неравномерна и имеет максимальное значение на границе с управляющим электродом.

Протяженность области первоначального включения зависит от величины сопротивления растекания (в первом приближении она пропорциональна корню квадратному из проводимости базовой области [6]) и составляет обычно 100 . . . 300 мкм.

В кремниевых тиристорах не удается заметно снизить сопротивление растекания из-за уменьшения коэффициента инжекции эмиттерного  $p-n$ -перехода при увеличении уровня легирования базовой области. Кроме того, время включения тиристорov, связанное с процессом заполнения базовых областей электронно-дырочной плазмой, определяется диффузионно-дрейфовыми процессами переноса в базовых областях.

Необходимо отметить, что требования на основные параметры быстродействующих тиристорov противоречивы. Так, повышение напряжения включения требует роста толщин баз. При этом необходимо увеличивать время жизни ННЗ в базовых областях, так как в противном случае резко возрастет напряжение на тиристоре в открытом состоянии. Поэтому высоковольтные тиристоры имеют довольно большие времена выключения. Противоречие имеется также между высоковольтностью структуры и быстродействием при включении, когда требуется уменьшение толщин баз для снижения времени пролета ННЗ.

Указанные противоречия носят принципиальный характер и не могут быть устранены в приборах на основе кремния с использованием традиционных тиристорных структур.

#### VI.2.2. Традиционная конструкция GaAs тиристора

Арсенидгаллиевые приборы с традиционной тиристорной конструкцией, имеющей три взаимодействующих по неосновным носителям заряда  $p-n$ -перехода — коллекторный и два эмиттерных, описаны в работах [15, 37].

Поскольку наиболее высокие значения напряжения переключения достигнуты в тиристорах на основе структур типа  $n^+-p^0-n^0-p^+$  с двумя относительно толстыми слаболегированными базами, рассмотрим именно этот тип тиристорov. Заметим, что такая структура не является оптимальной для импульсных тиристорov. Тем не менее на примере ее изучения наиболее отчетливо видны преимущества тиристорov при использовании GaAs. Четырехслойные структуры  $n^+GaAs-p^0GaAs-n^0GaAs-pAl_xGa_{1-x}As$  выращивались методом жидкостной эпитаксии. Далее, используя стандартную технику нанесения защитных покрытий и селективного травления, изготавливались мезаструктуры двух типов: с кольцевым управляющим электродом к одной из баз (эмиттер в центре) и с кольце-

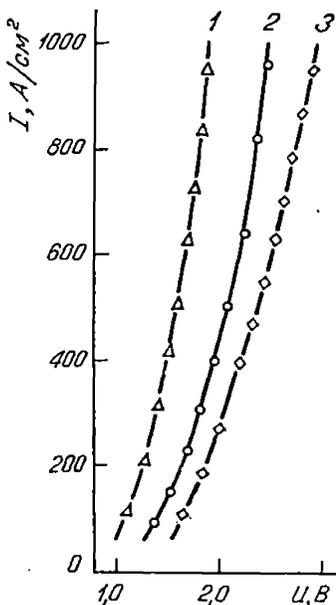


Рис. VI.6. Прямые ветви вольт-амперной характеристики во включенном состоянии для  $n^+ - p - n^0 - P$ -тиристоров;  $W_p = 30$  мкм:

1 —  $W_n = 30$  мкм; 2 — 45 мкм; 3 — 70 мкм

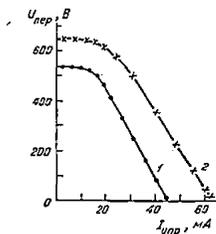


Рис. VI.7. Типичные характеристики управления  $n^+ - p^0 - n^0 - P$ -тиристоров:

1 —  $W_p = 25$  мкм,  $W_n = 50$  мкм; 2 —  $W_p = 25$  мкм,  $W_n = 75$  мкм

вым эмиттером (вывод базы из углубления в центре). Поскольку вскрытие  $p^0$ -базы со стороны толстой подложки и нанесения омических контактов к  $p^0$ -слою — технологически трудная задача, чаще всего управляющий электрод создавали в  $n^0$ -базе.

В изготовленных таким образом тиристорах в зависимости от толщины и концентрации носителей заряда базовых областей напряжение переключения лежало в пределах 200 ... 900 В. Максимальное значение напряжения переключения 900 В получалось при толщинах  $p$ - и  $n$ -баз соответственно 40 и 55 мкм. Токи включения составляли 5 ... 40 А/см<sup>2</sup>, прямые падения напряжения не превышали 2,5 В при токах  $\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup>. Обратное пробивное напряжение составляло 100 ... 300 В и определялось  $n^+ - p^0$ -переходом.

На рис. VI.6 приведены прямые ветви вольт-амперной характеристики во включенном состоянии при комнатной температуре для трех образцов с различными толщинами  $n^0$ -базы. Как видно, остаточные напряжения невелики и так же, как токи выключения, сравнительно слабо зависят от толщины  $n^0$ -базы.

Типичные характеристики управления для ряда образцов с раз-

личными толщинами базовых областей представлены на рис. VI.7. Начиная со значений тока управления  $1,8 \dots 2,5 \text{ А/см}^2$ ,  $U_{\text{пер}}$  почти линейно уменьшалось с ростом тока управления.

Сравнительно малые значения остаточного напряжения тиристоров с двумя толстыми базовыми областями объясняются вкладом в модуляцию проводимости базовых областей поглощения собственного рекомбинационного излучения структуры, а также повышенными значениями диффузионных длин ННЗ.

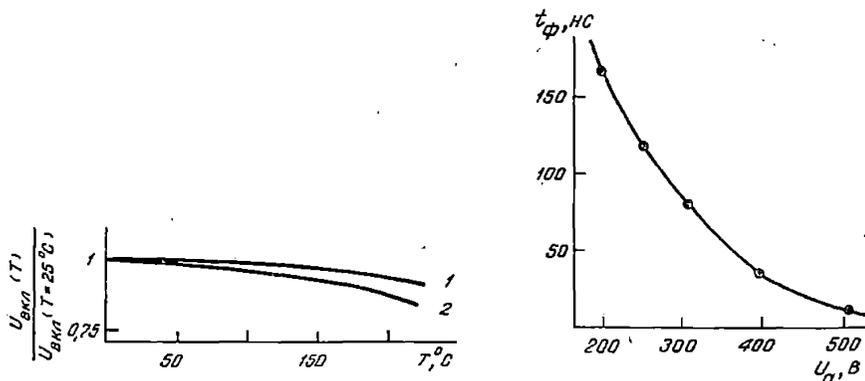


Рис. VI.8. Температурная зависимость напряжения переключения:

1— $w_p=25 \text{ мкм}$ ,  $w_n=50 \text{ мкм}$ ,  $U_{\text{пер}}^{25^\circ\text{C}} = 500 \text{ В}$ ; 2— $w_p=25 \text{ мкм}$ ,  $w_n=75 \text{ мкм}$ ,  $U_{\text{пер}}^{25^\circ\text{C}} = 700 \text{ В}$

Рис. VI.9. Зависимость времени фронта нарастания импульса тока от анодного напряжения:

$$I_{\text{упр}} = 0,5 \text{ А. } w_p = 35 \text{ мкм, } w_n = 75 \text{ мкм}$$

Возможность создания арсенидгаллиевых тиристоров с повышенными рабочими температурами иллюстрируется на рис. VI.8 [31], из которого следует, что приборы сохраняют работоспособность даже при температурах более  $220^\circ\text{C}$ . Такая высокая температурная стабильность напряжения переключения является, вероятно, следствием слабой температурной зависимости времени жизни ННЗ в базовых областях и достаточно низкого уровня тока утечки.

К числу важнейших параметров относится быстрдействие, характеризующееся временами включения и выключения. При включении тиристоров наибольший интерес представляет длительность нарастания фронта импульса тока, которая уменьшается с ростом анодного напряжения (рис. VI.9), и тока управления. Аналогичная зависимость наблюдается и для этапа задержки включения, характеризующегося суммой времени переноса ННЗ через базовые области и временем накопления критического заряда. Рассматриваемые тиристоры коммутируют ток  $15 \text{ А}$  за  $15 \dots 20 \text{ нс}$ . Однако вклю-

чение происходит только по периметру эмиттера, и включенное состояние не распространяется. Это свидетельствует о необходимости поиска оптимальной геометрии электрода управления.

Времена выключения составляют 2...3 мкс при плотностях тока в пропускном направлении  $\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup>.

### VI.2.3. Тиристоры с оптическим управлением (оптотиристоры)

Как отмечено выше, использование гетеропереходов в тиристорах позволяет по-новому подойти к конструированию прибора, в частности, созданию управляющего электрода.

Используя высокий внутренний выход излучательной рекомбинации и возможность управления ширинами запрещенных зон слоев  $p-n-p$ -структуры в процессе эпитаксиального наращивания, можно осуществить управление напряжением включения путем промежуточного преобразования электрического сигнала управления в оптический в самой структуре. Так, добавочный пятый слой в  $p-n-p-n$ -структуре (рис. VI.10, а, б) позволяет осуществить управление напряжением включения при пропускании тока в цепи управления [14, 15]. Цепь управления — это светодиод, энергия излучения которого, а также ширины запрещенных зон слоев структуры выбраны так, что этот свет практически без поглощения доходит до коллекторного перехода и в слое объемного заряда его поглощает. При таком способе управления ток, протекающий через тиристор в выключенном состоянии, можно выразить так:

$$I = \frac{I_{к0} + \gamma \xi I_{упр}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)},$$

где  $I_{к0}$  — ток обратно смещенного центрального перехода; фототок —

$$I_{к}^{\Phi} = \gamma \xi I_{упр},$$

где  $\gamma$  — внутренний квантовый выход излучения;  $\xi$  — коэффициент, завися-

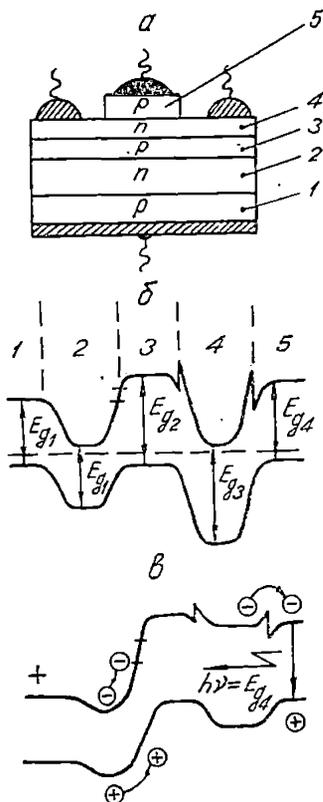


Рис. VI.10. Схематическое изображение (а), зонная энергетическая диаграмма тиристора с оптическим управлением при  $U=0$  (б) и  $0 < U < U_{пер}$  (в)

щий от геометрии структуры, характеризующий долю света, излучаемого диодом управления и падающего на коллекторный переход.

Управление осуществляется как бы сразу по двум базам: условия переключения рассматриваемого тиристора ничем не отличаются от обычных. Очевидно, эффективность такого способа управления зависит от эффективности преобразования электрического сигнала в световой и наоборот на каждом этапе, которая при использовании гетеропереходов является достаточно высокой [18, 32].

Заметим, что оптический способ управления упрощает технологию изготовления и открывает широкие возможности в повышении быстродействия. Так, при создании тиристоров на основе материалов с малыми диффузионными длинами неосновных носителей возникают большие технологические трудности в создании управляющего электрода к тонкой базе, толщина которой не превышает 1...2 мкм. Кроме того, когда площадь тиристора невелика, традиционные управления по тонкой базе незначительно ухудшают быстродействие. Оценки показывают, что уже при  $S > 1$  мм<sup>2</sup> из-за большого сопротивления столь тонкой базы происходит локальное включение вблизи управляющего электрода, снижающее быстродействие в связи с медленным распространением включенного состояния.

Описанные в литературе тиристоры с оптическим управлением и названные оптоотиристорами представляли собой пятислойную  $p^+ - n^0 - p - n - p$ -структуру, в которой толщина слаболегированной базы ( $w_n$ ) варьировалась от 10 до 60 мкм, а все остальные параметры слоев оставались неизменными. Так, вторая базовая область  $PAI_xGa_{1-x}As$  ( $x \approx 0,1$ ) легировалась германием до концентраций  $P \sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и  $w_p$  не превышала 2...3 мкм. Концентрация во втором эмиттере  $nAI_xGa_{1-x}As$  ( $0,15 < x < 0,2$ ) была  $10^{17}$  см<sup>-3</sup> при толщинах 10...12 мкм. Верхний  $PAI_xGa_{1-x}As$  ( $x \sim 0,05$ ) слой легировался германием до концентраций  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

При использовании техники нанесения защитных покрытий, фотолитографии и селективного травления часть верхнего  $p$ -слоя удалялась, и структура приобретала вид, показанный на рис. VI.10,а.

**Электрические свойства.** Поскольку вид зависимости тока от напряжения в выключенном состоянии хорошо известен, останавливаться на этом участке ВАХ оптоотиристора не будем. По нашему мнению, наибольший интерес как с точки зрения понимания процессов, происходящих в тиристорах на основе материалов с малыми диффузионными длинами, так и с точки зрения управления параметрами тиристора представляют две характеристики — управление и ВАХ во включенном состоянии.

**Характеристика управления** — зависимость напряжения включения от тока управления является одной из главных, так как определяет мощность, необходимую для переключения.

Если в обычных тиристорах эффективность управления определяется коэффициентом передачи тока в схеме с общим эмиттером второго составного транзистора с тонкой базой, то в рассматриваемом случае она определяется не только коэффициентами усиления  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  и их зависимостью от тока и напряжения, но и эффективностью преобразования тока в свет на первом этапе и света в ток на втором. Прежде всего здесь важно согласование спектральных характеристик цепи управления и приемной части смещенного в запиорном направлении центрального перехода  $n^0\text{GaAs}-\text{PAl}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Согласование обеспечивается выбором ширины запрещенных зон вторых базового и эмиттерного слоев. Спектр фоточувствительности

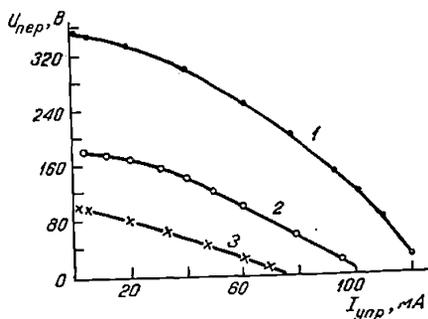
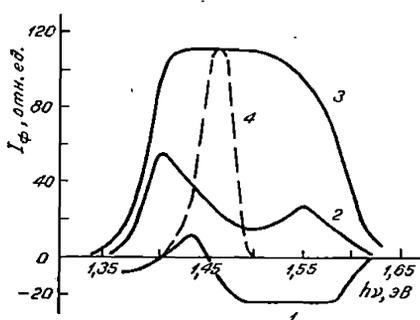


Рис. VI.11. Спектральная характеристика фоточувствительности тиристора с оптическим управлением и форма спектра рекомбинационного излучения (4) светодиода управления:

1— $U=0$ ; 2—1,0 В; 3—10,0 В

Рис. VI.12. Зависимость напряжения переключения от управляющего тока:

1— $\tau_n=50$  мкс; 2—35; 3—20 мкс

оптотиристора при освещении со стороны диода управления при различных приложенных смещениях показана на рис. VI.11. Как видим, форма спектральной характеристики и величина фототока сильно зависят от приложенного напряжения. При нулевом смещении рассматриваемая  $p-n-p-n$ -структура ( $w_n/L_p=6$ ,  $w_p/L_n=0,5$ ) по сути дела представляет собой три последовательно включенных  $p-n$ -перехода, не охваченных положительной обратной связью, т. е.  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  малы. Первый максимум фототока обусловлен поглощением длинноволнового света вблизи первого  $p-n$ -перехода, что подтверждается его увеличением при подаче отрицательного смещения. По мере роста положительного смещения происходит трансформация спектра фоточувствительности, и он принимает вид, типичный для гетерофотоприемников,—длинноволновая граница определяется шириной запрещенной зоны GaAs, а коротковолно-

вая —  $E_g$  пятого слоя, между которыми лежит область постоянной чувствительности. Фототок с ростом приложенного положительного напряжения резко увеличивается, причем тем быстрее, чем меньше толщина первой базы. Это явление обусловлено возрастанием коэффициента переноса  $\beta_1$  первого транзистора за счет уменьшения эффективной толщины базовой области.

В качестве диода управления (правая часть рис. VI.10,б) выбран наиболее простой вариант структуры гетеросветодиода —

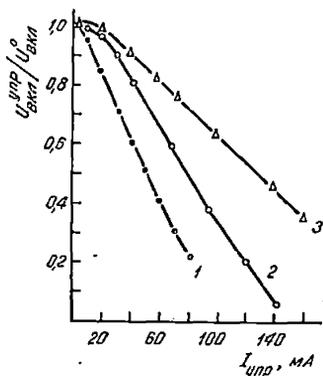


Рис. VI.13. Зависимость относительного изменения напряжения включения от  $I_{упр}$  для образцов с различным  $S_{упр}/S_{тип}$ :  
1 — 0,04; 2 — 0,03; 3 — 0,02

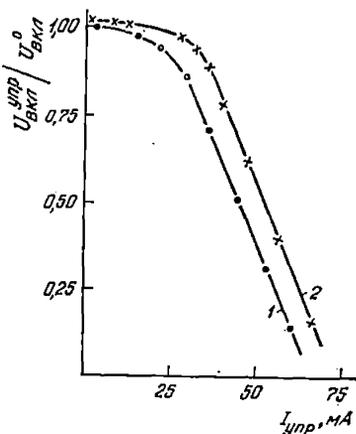


Рис. VI.14. Характеристика управления:  
1 — оптическое; 2 — обычное

$Al_{x_2}Ga_{1-x_2}As-PAI_{x_3}Ga_{1-x_3}As$  ( $x_3 < x_2$ ,  $x_3 \approx 0,05$ ), в которой  $p$ -область легировалась германием  $p \approx 10^{17} \dots 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Такая структура обеспечивает довольно высокий внешний квантовый выход при выводе излучения перпендикулярно плоскости перехода. Энергия в максимуме излучения равна 1,506 эВ, поэтому свет беспрепятственно проходит до коллекторного перехода, смещенного в запертом направлении. Интенсивность излучения линейно возрастает с током начиная с плотностей 10 А/см<sup>2</sup>. Для снижения продольного сопротивления диода управления толщина второго эмиттерного слоя выбиралась не менее 10 мкм.

Типичные характеристики управления для ряда образцов опто-тристоров с различными  $\omega_n$  показаны на рис. VI.12. Видно, что напряжение включения почти линейно уменьшается с увеличением тока управления, причем наклон этой прямой зависит как от толщины первой базовой области, так и от соотношения площадей дио-

да управления и всей структуры (коэффициента  $\xi$ ). Насколько важна роль выбора оптимальной геометрии оптодиристора, видно из рис. VI.13, характеризующего эффективность управления. На рисунке показано относительное изменение напряжения включения при постоянной площади диода управления, но разных площадях структуры. Фактически эти зависимости определяются диаграммой напряженности гетеросветодиода управления.

Сравнительные характеристики эффективности рассмотренного способа управления и традиционного по тонкой базе показаны на

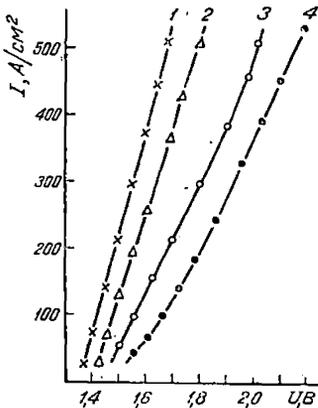


Рис. VI.15. Прямые ветви ВАХ тиристоров с оптическим управлением:

1 —  $w_n/L_p=3$ ; 2—4; 3—7; 4—9

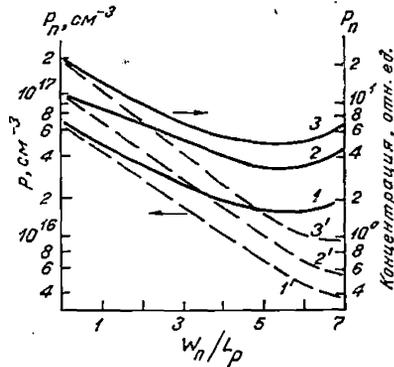


Рис. VI.16. Расчетное и экспериментальное распределение концентрации неравновесных носителей в  $p^0$ -базе (1, 2, 3—эксперимент, 1', 2', 3'—расчет):

1, 1'— $j = 100$  А/см<sup>2</sup>; 2, 2'—200; 3, 3'—400

рис. VI.14 (параметры  $p-n-p-n$ -структур одинаковы). Более слабая зависимость  $U_{пер}$  от  $I_{упр}$  во втором случае как раз и обусловлена технологическими трудностями вывода тонкой базы, созданием надежных омических контактов, в результате чего появляются неконтролируемые утечки в цепи базы — эмиттер. При этом ухудшаются воспроизводимость и стабильность управления [31].

**Тиристор во включенном состоянии.** На рис. VI.15 показаны прямые ветви при комнатной температуре для ряда образцов с различной толщиной слаболегированной  $p^0$ -базы. Отношение  $w_n/L_p$  варьировалось от 2 до 7... 8, толщина второй базы не изменялась ( $w_p/L_n=0,5$ ). В такой структуре основной вклад в падение напряжения должна давать высокоомная первая базовая область. Согласно существующим представлениям [1, 3], это падение пропорционально  $e^{w_n/L} \left( L = \sqrt{\frac{2b}{b+1}} L_p \right)$ . Наблюдается же более слабая

зависимость прямого падения от толщины слаболегированной базы. Понять такой характер этой зависимости можно только при рассмотрении и учете собственного рекомбинационного излучения (гл. III).

Во включенном состоянии исследуемые тиристоры излучают свет. Наблюдение скола структуры в инфракрасный микроскоп и изучение спектров рекомбинационного излучения показали, что основная доля его приходится на широкую  $n^0$ -базу, рекомбинационные потери во второй базе при  $w_p/L_n=0,5$  невелики. При комнатной температуре форма спектра и положение максимума излучения  $h\nu_m=1,372 \dots 1,378$  эВ с ростом тока не изменялись (вывод света параллельно плоскости  $p$ — $n$ -переходов). Для образцов с  $\frac{w_n}{L_p} \ll 2$

при выводе света перпендикулярно плоскости  $p$ — $n$ -переходов через более широкозонные части структуры  $h\nu_m=1,42$  эВ. Положение максимума излучения соответствует его энергии, наблюдаемой на одиночной  $p^+$ — $n^0$ -структуре — составной части тиристора. Интенсивность рекомбинационного излучения с увеличением тока возрастает по нелинейному закону  $\Phi \sim j^n$ , где  $n=1,5 \dots 1,3$ , и зависит от толщины базовой области. Эффект увеличения концентрации неравновесных носителей в слаболегированной базовой области за счет поглощения как собственного рекомбинационного излучения  $n^0$ -базы, так и более длинноволнового излучения  $p^+$ -эмиттера (в глубине базы), обнаруженный в арсенидгаллиевых диодах, еще большее значение, очевидно, имеет в тиристорах. При прочих равных условиях для одного и того же рабочего напряжения толщина высокоомной базы тиристора должна быть больше толщины базы диода. Однако увеличение толщины слаболегированной базовой области приводит к ухудшению модуляции сопротивления этой области, и при больших отношениях  $w_n/L_p$  она оказывается непромодулированной, и падение напряжения в пропускном направлении резко возрастает. Распределение носителей в толстой базе хорошо известно [3, 34] и имеет вид плавной кривой с минимумом, завися-

щим от  $w_n/L_p$  и  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ . Результаты исследования характера рас-

пределения неравновесных носителей в высокоомной базе и сравнение его с расчетным по известным параметрам тиристора свидетельствуют об участии собственного рекомбинационного излучения в модуляции сопротивления  $n^0$ -базовой области. Для выявления профиля распределения концентрации изучена интенсивность рекомбинационного излучения по сколу структуры. Легко показать, что при больших уровнях инжекции (в случае, когда  $n^0 \approx 10^{14}$  см $^{-3}$ , это условие выполняется при  $j \sim 10$  А/см $^2$ ) интенсивность излучения  $\Phi \sim \Delta p^2$ . С использованием этой зависимости построено распределение неравновесных носителей в базовой области (рис. VI.16).

Из-за эффекта увеличения диффузионной длины в связи с влиянием рекомбинационного излучения точное значение  $L_p$  неизвестно, поэтому экспериментально найденное распределение концентрации неравновесных носителей в слаболегированной базе построено в относительных единицах. Тем не менее отчетливо видно, что концентрации в начале и конце широкой базовой области различаются не более чем в 1,5 ... 2 раза.

Для сравнения на рисунке приведены расчетные распределения концентрации для тех же плотностей тока, полученные в предполо-

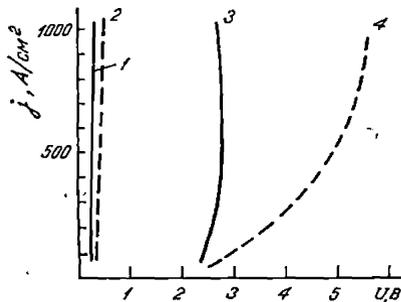


Рис. VI.17. Расчетные падения напряжения на толстой базе тиристора (1, 3 — с учетом света, 2, 4 — без учета):

$P$ -эмиттер:  $P=2 \cdot 10^{17}$ ,  $D_n=70$  см<sup>2</sup>/с,  $L_n=10$  мкм;  
 $n^0$ -база:  $n^0=10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $L_p=10$  мкм,  $w_n$ , мкм  
 (1, 2—50, 3, 4—150);  $P$ -база:  $P=10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $L_n=$   
 $=15$  мкм,  $w_p=3$  мкм

жении сильной инжекции по методике [3] при следующих параметрах структуры:  $\frac{w_n}{L_p}=7,0$ ;  $\frac{w_p}{L_n}=0,5$ ;  $N_d=5 \cdot 10^{14}$ ;  $N_a=10^{17}$ . Заметим, что экспериментально найденное абсолютное значение концентрации в точке  $x=0$  несколько ниже расчетного, а по (порядку) величине совпадает с ним [36].

Для оценки прямых падений напряжения в высоковольтных арсенидгаллиевых тиристорах проведен расчет прямых ветвей вольт-амперных характеристик с учетом влияния рекомбинационного излучения для произвольного уровня инжекции [17]. Общая постановка задачи, основные уравнения и методика расчета описаны в гл. III. В рассматриваемой  $p^+-n^0-p$ -структуре рекомбинационное излучение учитывалось только в  $p^+$ - и  $n^0$ -областях. При этом предполагались справедливыми соотношения Больцмана и условие непрерывности электронного и дырочного токов. Коэффициенты излучательной рекомбинации ( $B$ ) в  $p^+$ - и  $n^0$ -областях брались равными  $2 \cdot 10^{-10}$  и  $7,29 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/см соответственно. Как и следовало ожидать, характер распределения концентрации неосновных носителей в  $n^0$ -базе аналогичен распределению концентрации в базе диода с небольшим уменьшением ее у  $n^0-p$ -перехода. На рис. VI.17 показаны расчетные падения напряжения на высокоомной базе с учетом и без учета рекомбинационного излучения. Видно, что особенно существенна роль вклада рекомбинационного излучения

в тиристорах с толстой базой. Благодаря снижению падения напряжения на этой базе открывается возможность уже в настоящее время при таких толщинах базы [7] получать быстродействующие тиристоры с напряжением переключения 1,5 ... 2,0 кВ. Заметим, что расчетная прямая ветвь ВАХ тиристора с  $w_n = 50$  мкм и  $w_p = 3$  мкм хорошо совпадает с экспериментальной.

**Импульсные характеристики.** Исследование процессов включения оптотириستоров показало, что при  $S \leq 10^{-1}$  см<sup>2</sup> площадь перво-

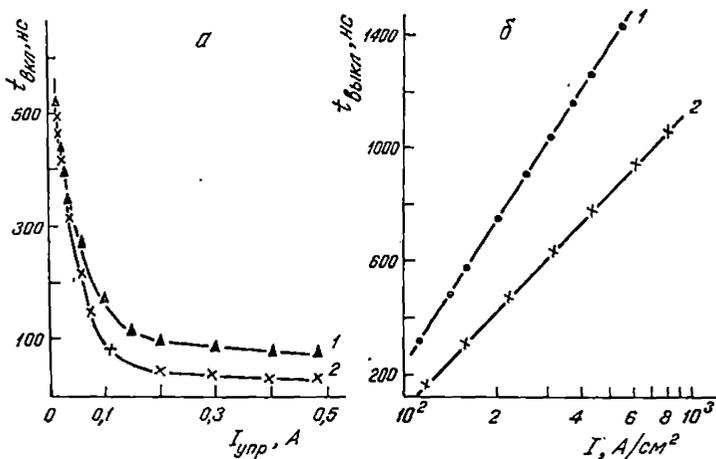


Рис. VI.18. Зависимости времен включения от тока управления (а) и выключения от анодного тока (б) в тиристорах:

1 —  $n^+ - p^0 - n^0 - p^+$  — структура,  $w_p = 35$  мкм,  $w_n = 75$  мкм; 2 — тиристор с оптическим управлением,  $w_p = 3$  мкм,  $w_n = 45$  мкм

начального включения практически занимает всю структуру. Это достигается как за счет возможности повышения уровня легирования, так и за счет увеличения толщины эмиттера светодиода.

Типичная зависимость времени включения от тока управления при  $U_a = 0,5 U_{пер}$  показана на рис. VI.18,а. Увеличение анодного напряжения приводит к смещению кривых влево — в сторону меньших времен. Длительность нарастания фронта импульса анодного тока составляет 5 ... 10 нс при коммутации тока в несколько десятков Ампер.

Зависимость длительности времени выключения от протекающего тока в тиристорах с внутренним оптическим управлением иллюстрируется на рис. VI.18,б. Наблюдается характерная для тиристорov зависимость  $t_{выкл} \sim \ln j_{пр}$ , наклон которой дает значение  $\tau_p$ , близкое к времени жизни дырок в толстой  $n^0$ -базе.

#### VI.2.4. Фотонно-инжекционные тиристоры

Рассмотренный выше способ управления напряжением включения импульсных тиристоров позволил не только упростить технологию их изготовления, но и существенно улучшить многие характеристики и прежде всего увеличить площадь первоначального включения. Однако все диффузионно дрейфовые процессы в базовых областях при включении сохранялись.

Более широкие возможности улучшения характеристик импульсных тиристоров открываются в приборах с оптической передачей эмиттерного тока. Так, существенное повышение быстродействия,  $du/dt$  и  $di/dt$ , стойкости импульсных тиристоров может быть достигнуто при использовании в качестве составных частей тиристоров двух оптотранзисторов с фотонной передачей эмиттерного тока (рис. VI.19) или комбинации обычного, а транзистора с толстой базой — оптотранзистора (рис. VI.20). Реализация этого нового класса импульсных тиристоров, названных фотонно-инжекционными тиристорами [16, 39], стала возможной после создания оптотранзисторов на основе гетеропереходов в системе GaAs—AlGaAs с коэффициентом передачи эмиттерного тока более 0,5, т. е. обладающих коэффициентом усиления в схеме с общим эмиттером. Оптотранзисторы подробно рассмотрены в гл. IV.

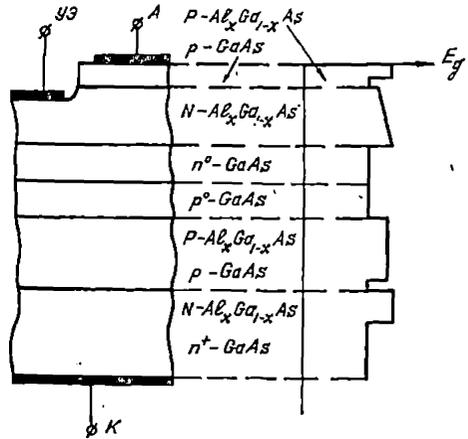


Рис. VI.19. Схематическое изображение и профиль ширины запрещенной зоны фотонно-инжекционного тиристора

В структуре фотонно-инжекционного тиристора, приведенной на рис. VI.19, фактически эмиттерными переходами являются два включенных в пропускном направлении светодиода. Положительная обратная связь между соответствующими оптотранзисторами, приводящая к включению тиристора, обеспечивается за счет оптического взаимодействия между эмиттерными и коллекторными  $p-n$ -переходами. Во включенном состоянии светодиоды выполняют функцию эмиттерных переходов и посредством света поставляют ННЗ к коллекторному  $p-n$ -переходу.

Свобода выбора уровня легирования и толщин слоев структуры фотонно-инжекционного тиристора, замена сравнительно медленных диффузионных механизмов переноса ННЗ через базовые обла-

сти на практически безынерционный световой перенос позволяют устранить характерную противоречивость требований к высоковольтности и быстродействию при включении и выключении обычных тиристоров.

Один из вариантов тиристора с оптической связью впервые описан в работе [16]. Тиристор представляет собой  $n^+ - p^0 - n^0$  (GaAs) —  $N_1 - P_1 - P_2$  ( $Al_xGa_{1-x}As$ )-структуру, т. е. четырехслойную, в кото-

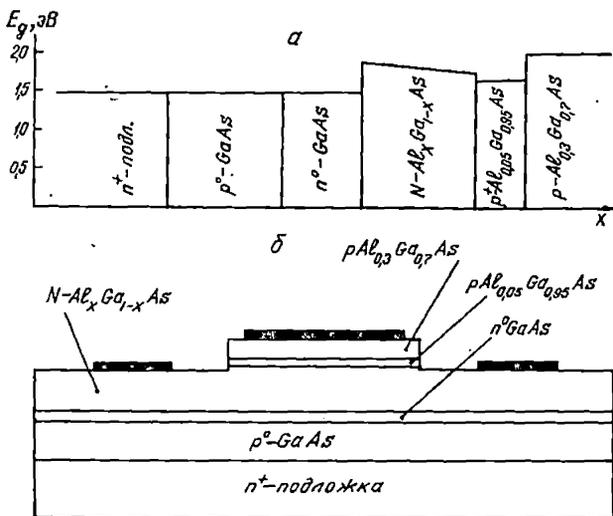


Рис. VI.20. Распределение ширины запрещенной зоны слоев (а) и геометрия (б) фотонно-инжекционного тиристора

рой вторым составным транзистором является оптоэмиттер, что позволяет исключить сравнительно медленный диффузионный перенос НЗ в толстой  $n$ -базе. Профиль распределения ширин запрещенной зоны вдоль структуры изображен на рис. VI.20, а.

Коллекторный переход ( $p^0 - n^0$ ) обеспечивает напряжение переключения 300 . . . 500 В. Толщина  $n^0$ -области выбиралась такой, что уже при нулевом смещении область пространственного заряда достигла  $N$ -области (рис. VI.20, б). Площадь тиристора составляла  $\sim 10^{-2}$  см<sup>2</sup>, емкость при нулевом смещении не превышала 50 пФ.

Типичный вид прямой ветви вольт-амперной характеристики во включенном состоянии при различных температурах дан на рис. VI.21, а. Как видим, остаточное сопротивление и величина напряжения отсечки в рассматриваемой конструкции тиристора по своим значениям не превышают аналогичные параметры стандартных арсенидгаллиевых тиристоров.

Зависимость напряжения переключения от тока управления, которым в данном случае является ток эмиттер — база оптотранзистора, до температур порядка  $100^\circ\text{C}$  практически не меняется, при более высоких значениях величина тока управления возрастает (рис. VI.21, б). Это обусловлено снижением коэффициента передачи эмиттерного тока оптотранзистора из-за падения внутреннего квантового выхода излучательной рекомбинации в активной области.

Наибольший интерес рассматриваемые тиристоры с электронно-фотонной связью представляют для работы в качестве быстродействующих переключателей в импульсных устройствах. Анализ работы такого тиристора показывает [39], что физические процессы, происходящие при выключении, существенным образом не отличаются от таковых в рассмотренных ранее тиристорах на основе GaAs. Обычно времена выключения не превышают  $10^{-7}$  с при прямом токе  $200 \text{ А/см}^2$ . Однако при включении наблюдается ряд новых особенностей, обусловленных фотонным переносом в одной из базовых областей тиристорov. Прежде всего за счет снижения сопротивления растекания базовой области практически отсутствует этап распространения включенного состояния, т. е. включается вся площадь структуры одновременно. Это подтвердилось результатами исследования стойкости тиристорov к нарастанию анодного тока и характера распределения по площади рекомбинационного излучения светодиода управления и базовых слоев при включении тиристорной структуры. Время задержки, определяемое инерционностью коэффициента передачи через сравнительно толстую  $p$ -базу, уменьшалось от 150 нс до 50 нс с ростом тока управления, фронт нарастания импульса тока не превышал 1,0 . . . 5,0 нс при коммутации тока 25 А.

Рассматриваемые тиристоры позволяют обходиться без технологических шунтировок для повышения  $du/dt$  стойкости за счет возможности управления внутренним квантовым выходом излучательной рекомбинации в активной области оптотранзистора.

Необходимо отметить, что внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации в GaAs и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при температурах выше  $100^\circ\text{C}$  заметно снижается. Поэтому как в фотонно-инжекцион-

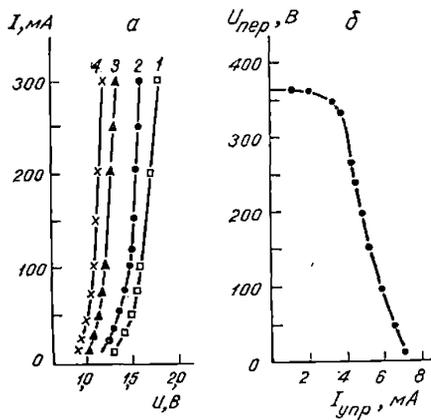


Рис. VI.21. ВАХ во включенном состоянии (а) и характеристика управления (б) для фотонно-инжекционного тиристора: 1 — 300 К; 2 — 340; 3 — 400; 4 — 420 К

ных тиристорах, так и в тиристорах с оптическим управлением при этих температурах растет ток управления, однако работоспособность приборов сохраняется и при 220 °С.

Рассматриваемые приборы имеют высокие параметры и при температуре жидкого азота.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере рассмотрения диодов, транзисторов и тиристорov мы в сжатой форме сформулировали физические основы использования плавных и резких гетероструктур в полупроводниковой электронике. Из проведенного рассмотрения видно, что гетероструктуры позволяют улучшить всю совокупность параметров всех основных дискретных приборов современной электроники. Что касается разработки сверхскоростных больших интегральных схем на основе гетероструктур, то работы в этом направлении только начинаются и предстоит провести еще большой объем как прикладных, так и фундаментальных исследований.

Дальнейшие исследования гетероструктур с наперед заданным законом изменения ширины запрещенной зоны материала, толщины и уровня легирования слоев, безусловно, обогатят физику полупроводников новыми знаниями и откроют самые неожиданные возможности для полупроводниковой техники.

Авторы выражают искреннюю признательность своим коллегам В. М. Андрееву, Е. Л. Портному и А. А. Яковенко за помощь при подготовке рукописи к изданию.

## Список использованной литературы

### К введению

1. Алферов Ж. И. Инжекционные гетеролазеры.— В сб. Полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Я. А. Федотова. Вып. 25. М.: Советское радио, 1971.
2. Кейси Х., Паниш Н. Лазеры на гетероструктурах. / Пер. с англ. М.: Мир, 1981.
3. Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983.
4. Милнс Н., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник. М.: Мир, 1975.
5. Шарма Б. Л., Пурохит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. / Перевод с англ. М.: Советское радио, 1979.
6. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Портной Е. Л., Третьяков Д. Н. Гетеропереходы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — $\text{GaAs}$ .— В сб. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л.: Наука, 1969.

### К главе I

1. Anderson R. L. Germanium gallium arsenide heterojunctions.— IBM. J. Res. and Dev., 1960, v. 4, p. 283—287.
2. Anderson R. L. Experiments on Ge-GaAs heterojunctions.— Solid St. Electron., 1962, v. 45, № 9, p. 341—345.
3. Frenslley R. K., Kroemer H. Theory of the energy-band lineup at an abrupt semiconductor heterojunction.— Phys. Rev., 1977, v. 16, № 6, p. 2642—2652.
4. Baraff G. A., Appelbaum T. A., Heman D. K. Self-Consistent Calculation of the Electronic Structure at an Abrupt GaAs-Ge Interface.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 237—240.
5. Katnani A. D., Margaritondo G. Empirical rule to predict heterojunction band discontinuities.— Appl. Phys., 1983, v. 54, № 5, p. 2522—2525.
6. Katnani A. D., Margaritondo G. Microscopic study of semiconductor heterojunction: Photoemission measurement of the valence-band discontinuity and of the potential barriers.— Phys. Rev., 1983, v. 28, № 4, p. 1944—1956.
7. Dingle R., Weigmann W., Henry G. Quantum states of confined Carriers in very thin  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — $\text{GaAs}$ — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  heterostructures.— Phys. Rev., 1974, v. 33, № 14, p. 827—833.
8. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Портной Е. Л., Третьяков Д. Н. Гетеропереходы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — $\text{GaAs}$ .— В сб. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л.: Наука, 1969.

9. Кейси Х., Паниш Н. Лазеры на гетероструктурах. / Пер. с англ. М.: Мир, 1981.
10. Forrest S. K., Kim O. K. An n-In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/n-InP rectifier.— Appl. Phys., 1981, v. 52, № 9, p. 5838—5842.
11. Oldham W. C., Milnes A. C. Interface states in Abrupt semiconductors heterojunctions.— Solid St. Electron., 1964, v. 7, № 2, p. 153—157.
12. Chandra A., Eastman F. Rectification at n-GaAs/n-Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As heterojunction grown by LPE.— J. Vac. Sci. Technol., 1979, v. 16, № 5, p. 1525—1528.
13. Аллун С. И., Госсард А. С., Виегманн В. New rectifying semiconductor structure by MBE.— Appl. Phys. Lett., 1980, v. 36, № 5, p. 373—376.
14. Chaung D. T., Chiang S. Y., Pearson G. L. A simplified model for graded-gap heterojunctions.— Sol. St. Electron., 1975, v. 18, p. 263—266.
15. Кгоетер Н. Quasi-electric and Quasi-magnetic fields in nonuniform semiconductors.— RCA Rev., 1957, v. 18, p. 332—342.
16. Алферов Ж. И., Гарбузов Д. З. и др. Спектр рекомбинационного излучения арсенида галлия при токовом возбуждении р-п-гетеропереходов фосфид галлия—арсенид галлия.— ФТТ, 1965, № 7, с. 2375—2381.
17. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Портной Е. Л., Третьяков Д. Н. Механизмы протекания тока в гетеропереходах GaAs-AlAs.— ФТП, 1970, № 4, с. 167—173.
18. Алферов Ж. И., Халфин В. В., Казаринов Р. Ф. Об одной особенности инжекции в гетеропереходах.— ФТТ, 1966, № 8, с. 3102—3104.
19. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Портной Е. Л., Третьяков Д. Н. Инжекционные свойства гетеропереходов GaAs—AlAs.— ФТП, 1968, № 2, с. 1016—1017.
20. Гаррик Н. Применение поглощения инфракрасного излучения для исследования распределения носителей тока при инжекции и экстракции.— В сб. Рекомбинация носителей тока в полупроводниках. М.: ИЛ, 1959.
21. Chang L. L. The conduction properties of Ge-GaAsP n-n heterojunctions.— Sol. St. Electron., 1965, v. 8, p. 721—728.
22. Алферов Ж. И. и др. Механизм протекания тока при электролюминесценции гетеропереходов GaAs—AlAs.— ФТП, 1972, № 6, с. 366—375.
23. Van Ruyven L. S., Williams P. E. Anti-stokes light converter based on graded-band-gap semiconductors.— Sol. St. Electron., 1967, v. 10, p. 1159—1167.
24. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Портной Е. Л., Яковенко А. А. Рекомбинационное излучение в твердых растворах Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с переменной шириной запрещенной зоны.— ФТП, 1969, № 3, с. 541—545.
25. Кесаманлы Ф. П., Коваленко В. Ф., Марончук И. Е., Пека Г. П., Шепель Л. Г. Исследование диффузионной длины в варизонных твердых растворах.— ФТП, 1978, № 12, с. 1318—1321.
26. Алферов Ж. И. Гетеропереходы в полупроводниках.— Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. Л.: ОЛ ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, 1970.
27. Милс Н., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. М.: Мир, 1975.
28. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М.: Мир, 1967.
29. Арсенид галлия. Получения, свойства и применения. / Под ред. Ф. П. Кесаманлы, Д. Н. Наследова. Л.: Наука, 1972.
30. Пихтин А. Н. Оптические переходы в полупроводниковых твердых растворах.— ФТТ, 1977, № 11, с. 425—455.
31. Горюнова Н. А. Химия алмазоподобных полупроводников. Л.: Изд-во ЛГУ, 1963.
32. Андреев В. М., Долгинов Л. М., Третьяков Д. Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Советское радио, 1975.

33. Пихтин А. Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники. М.: Высшая школа, 1983.
34. Портной Е. Л. Электрические свойства и инжекционная люминесценция гетеропереходов в системе арсенид алюминия—арсенид галлия.— Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук, Л., 1970.
35. Shokley W. The theory of p-n junction in semiconductors and p-n junction transistors.— Bell. Sys. Tech., 1949, v. 28, p. 435—489.
36. Sah C. T., Noyce R., Shokley W. Carrier generation and recombination in p-p junctions and p-n junction characteristics.— Proc. IRE, 1957, v. 45, p. 1228—1243.
37. Корольков В. И. Электрические и фотоэлектрические явления в AlGaAs гетероструктурах и их применение в полупроводниковых приборах.— Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук, Л., 1978.
38. Бергман Я. В., Корольков В. И., Никитин В. Г., Макушенко Ю. М., Яковенко А. А. Исследование обратно смещенных гетеропереходов в системе GaAs-AlAs.— ФТП, 1976, т. 10, № 4, с. 652—657.
39. Zipporian T. E., Dawson L. R., Barues C. K. A novel p<sup>+</sup>-nn<sup>+</sup>GaAs/Al<sub>0,30</sub>Ga<sub>0,70</sub>As/GaAs double heterojunction diode for hightemperature electronic applications.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, № 10, p. 901—904.
40. Жингарев М. З., Корольков В. И., Михайлова М. П. О возможности улучшения параметров лавинных фотодиодов при использовании гетероструктур.— Письма в ЖТФ, 1980, № 6, с. 376.
41. Osborn G. C., Smith D. I. Impact Ionization in Semiconductor heterojunctions.— Phys. St. Sol. (a), 1980, v. 58, p. 49.
42. Chin R., Holonyak N., Stillman G. E., Tang G. Y., Hess K. Impact ionization in multilayered heterojunction structures.— Elect. Lett., 1980; v. 16, № 5, p. 467.
43. Carasso F., Tsang W. T., Hutchinson A. L., Williams G. F. Enhancement of electron impact ionisation in a superlattice: A new avalanche Photodiode with a large ionization rate ratio.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, p. 38.
44. Carasso F., Tsang W. T., Williams G. F. Staircase Solid-State Photomultipliers and avalanche Photodiodes with Enhanced ionization rates ratio.— IEEE. ED, 1983, № 4, p. 381—389.
45. Carasso F., Tsang W. T., Hutchinsen A. L., Foy P. W. The graded bandgap avalanche diode: A new MBE structure with a large ionization rates ratio. In Proc. 1981 Symp. on GaAs and Related Compounds.— Inst. Phys. Conf. Ser. 63, 1982, p. 473—478.
46. Tonone T., Sakaki H. A new method to control impact ionization rate ratio by spatial separation of avalanching carriers in multilayered heterostructures.— Appl. Lett., 1982, v. 41, № 1, p. 67—68.
47. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973.
48. Бергман Я. В., Корольков В. И., Рахимов Н. Исследование эффективных быстродействующих гетерофотодиодов p-GaAs-pAl<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.— ФТП, 1977, т. 11, № 9, с. 848—850.
49. Андреев В. М. и др. Исследование фотоэлектрических характеристик высокоэффективных солнечных преобразователей в системе GaAs—AlAs.— ФТП, 1973, № 7, с. 2289—2296.
50. Андреев В. М., Каган М. В., Любашевская Т. Л., Нуллер Т. А., Третьяков Д. Н. Сравнение различных моделей гетерофотопреобразователей в системе GaAs-AlAs с точки зрения достижения максимальной эффективности.— ФТП, 1974, № 8, с. 1328—1334.
51. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Рахимов Н., Табаров Т. С. Фото э.д.с. в плавной гетероструктуре на основе твердых растворов AlGaAs.— Письма в ЖТФ, 1978, № 4 (7), с. 369—372.
52. Lorenz A., Anderson R. L. Photocurrent spectra of Ge-GaAs heterojunctions. Sol. Et. Electron., 1964, v. 7, p. 695—700.

53. Корольков В. И., Никитин В. Г., Третьяков Д. Н. Туннельное прохождение фотосенсителителей в гетеропереходах GaAs—AlAs.— ФТП, 1974, № 8, с. 2355—2358.
54. Гаугаш П. В., Касьян В. А., Корольков В. И., Рахимов Н. Электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов  $n\text{ZnSe}-p\text{GaAs}$ .— ФТП, 1975, № 9, с. 1879—1885.
55. Алферов Ж. И., Жингарев М. Э., Корольков В. И., Мурсакулов Н. Н., Праматарова Л. Д., Третьяков Д. Н. Электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов  $\text{InAs}-\text{AlGaSb}$ .— ФТП, 1978, № 12, с. 312—318.
56. Taus J. Generation of an auf in semiconductors with non equilibrium current carrier concentration.— Rev. Mod. Phys., 1957, v. 29, p. 308—324.
57. Андреев В. М., Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Табаров Т. С., Юферев В. С. Фотоэффект в плавных изотипных и анизотипных AlGaAs-гетероструктурах при высоких уровнях освещенности.— Автометрия, 1980, № 6, с. 76—82.
58. Корольков В. И., Юферев В. С. Расчет преобразователей солнечной энергии на основе плавных AlGaAs-гетероструктур при высоких уровнях освещенности.— ФТП, 1980, № 14, с. 1064—1070.
59. Именков А. И., Назаров Н., Сулейманов В. С., Царенков Б. В., Яковлев Ю. П. Экспериментальное обнаружение варизонной фотоЭДС.— ФТП, 1978, № 12, с. 2377—2385.
60. Евдокимов В. М., Милованов А. Ф., Стребков Д. С. Использование излучения в полупроводниках с объемным фотовольтанческим эффектом.— ФТП, 1977, т. II, вып. 11, с. 2224—2226.
61. Вуль А. Я., Петросян С. Г., Шик А. Я., Шмарцев Ю. В. О фоточувствительности варизонной структуры.— ФТП, 1976, вып. 10, № 4, с. 673—676.
62. Корольков В. И., Михайлова М. П., Пономарев С. И. Ударная ионизация и лавинный пробой  $p$ - $n$ -переходов в арсениде галлия и твердых растворах арсенид галлия—арсенид алюминия.— Электронная техника, 1984, серия 4, вып. 4, с. 37—45.
63. Корольков В. И., Михайлова М. П. Лавинные фотодиоды на основе твердых растворов полупроводниковых соединений  $A^3B^5$ .— ФТП, 1983, т. 17, вып. 4, с. 569—582.
64. Гарбузов Д. З. Излучательная рекомбинация в AlGaAs-гетероструктурах.— Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук, 1978.

## К главе II

1. Андреев В. М., Долгинов Л. М., Третьяков Д. Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Советское радио, 1975.
2. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Третьяков Д. Н., Тучкевич В. М. Высоковольтные  $p$ - $n$ -переходы в кристаллах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .— ФТП, 1967, № 1, с. 1573—1581.
3. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Портной Е. Л., Третьяков Д. Н. Инжекционные свойства гетеропереходов  $n\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-p\text{GaAs}$ .— ФТП, 1968, № 2, с. 1016.
4. Rupperecht H. Woodall S. H., Pettit G. D. Efficient visible electroluminescence at 300 K from  $\text{Ca}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$   $p$ - $n$  junctions grown by liquid phase epitaxy.— Appl. Phys. Lett, 1967, v. 11, p. 81—83.
5. Manasevit H. M., Simpson W. I. The use of metal-organics in the preparation of semiconductor materials.— J. of Electrochem. Soc., 1969, v. 116, № 12, p. 1725—1732.
6. Manasevit H. M. The use of metal-organics in the preparation of semiconductor materials.— J. of Electrochem. Soc., 1971, v. 118, № 4, p. 647—650.

7. Дьяконову И. И., Негрескул В. В., Чебан А. Г., Челноков В. Е. Арсенидгаллиевые диоды большой площади.— Письма в ЖТФ, 1978, № 5, с. 290.
8. Duchemin J. P., Hirtz J. P., Rezeghi M., Bonnet H. and Hervee S. D. GaInAs and GaInAsP materials grown by low Pressure MOCVD for Microwave and Optoelectronic applications.— J. of Crystal Growth, 1981, v. 55, № 1, p. 64—73.
9. Фролов И. А., Болдыревский П. Б., Друзь В. Л. и др. Механизм эпитаксиального роста в системе  $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3\text{—AsH}_3\text{—H}_2$ .— Неорганические материалы, 1977, 13, № 5, с. 632.
10. Алферов Ж. И., Жингарев М. З., Конников С. Г. и др. Получение и исследование метастабильных непрерывных твердых растворов в системе GeGaAs.— ФТП, 1982, 16, № 5, с. 831—839.
11. Dupius R. D. Room temperature operation of  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  double heterostructure lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, № 7, p. 466—468.
12. Dupius R. D., Garner C. M. and all. Abrupt  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As—GaAs}$  quantum-well heterostructure grown by metalorganic vapor deposition.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, № 5, p. 335—337.
13. Рейсман А. Переход к микронным и субмикронным размерам в технике ИС. ТИИЭР, 1983, т. 71, № 5.
14. Dupius R. D., Singling's R. D. High-efficiency GaAlAs/GaAs heterostructure solar cell by metalorganic chemical vapor deposition.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, № 3, p. 201—204.
15. Dupius R. D. Very low threshold  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  double heterostructure lasers grown by metalorganic vapor deposition.— Appl. Phys., Lett., 1978, v. 32, № 8, p. 473—475.
16. Esaki L., Tsu R. Superlattice and Negative differential conductivity in semiconductor.— IBM Res. and Develop., 1970, № 14, p. 61—65.
17. Актуальные проблемы материаловедения. Под редакцией Э. Калдиса./Пер. с англ. М.: Мир, 1983.
18. Petroff P. M., Gossard A. C., Wiegman W., Savage A. S. Crystal growth kinetics in  $(\text{GaAs})_n(\text{AlAs})_m$  super-lattices deposited by molecular beam epitaxy. J. Growth on singular (100) GaAs substrates. Cryst. Growth, 1978, v. 44, p. 5—12.
19. Esaki L., Chang L. L. Superfine structures of semiconductors grown by molecular-beam epitaxy.— GRC Grit Revs. Solid St. Sci., 1976, № 6, p. 195—208.
20. Sakaki H., Chang L. L., Ludeke R., Chin-An Chang, Sai-Halass G. A., Esaki L.  $\text{In}_{x-1}\text{Ga}_x\text{As—GaSb}_{1-y}\text{As}_y$  heterojunctions by molecular epitaxy.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, №3, p. 211—213.
21. Alferov Zh., Andreev V., Korolkov V., Portnoi E., Tret'yakov D. Preparation and Investigation of Epitaxial Layers of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  solid solutions and of heterojunctions in the AlAs—GaAs system.— Kristall and Technik, 1969, № 4, p. 495—503.
22. Алферов Ж. И., Гарбузов Д. З., Ниня О. А., Трофим В. Г. Фотолуминесценция твердых растворов арсенид алюминия—арсенид галлия, легированных германием.— ФТП, 1971, № 5, с. 1122—1129.
23. Panish M. B., Sumski S. Ga—Al—As: Phase, thermodynamic and optical properties.— J. Phys. Chem. Solids, 1969, v. 30, № 1, p. 129.
24. Алферов Ж. И. Полупроводниковые гетероструктуры.— ФТП, 1977, № 11, с. 2072—2063.
25. Алферов Ж. И., Корольков В. И., Никитин В. Г., Степанова М. Н., Третьяков Д. Н. Мощные быстродействующие диоды на основе GaAs.— Письма в ЖТФ. 1976, № 2, с. 201—204.
26. Лазовский В. Н., Попов В. П., Власенко Н. В., Кирпичен

- ков В. Я. Изотермическая жидкофазная эпитаксия варизонных слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .— Известия Вузов, физика, 1980, № 4, с. 38—41.
27. Woodall J. M. Isothermal solution mixing growth of thin  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  layers.— J. Electrochem. Soc., 1971, v. 118, № 1, p. 150.
28. Woodall J. M., Hovel H. J. An isothermal etchback regrowth method for high-efficiency  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}-\text{GaAs}-\text{GaAs}$  solar cells.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, № 9, p. 492.
29. Kono gai M., Takahashi K. Graded-Band-gap  $p-\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}-n\text{GaAs}$  heterojunction solar cells.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, № 8, p. 3542—3546.
30. Арсенид галлия. Получение, свойства и применение. М.: Наука, 1972.
31. Уфимцев В. В., Акчурип Р. Х. Физико-химические основы жидкостной эпитаксии. М.: Металлургия, 1983.
32. Рахимов Н. Разработка технологии изготовления и исследование тиристоров на основе гетеропереходов в системе  $\text{GaAs}-\text{AlAs}$ . Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л., 1978.

### К главе III

1. Алферов Ж. И. О возможности создания выпрямителя на сверхвысокие плотности типа на основе  $p-i-n$  ( $p-n-n^+$ ,  $n-p-p^+$ )-структуры с гетеропереходами.— ФТП, 1967, № 1, с. 436—439.
2. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Третьяков Д. Н., Тучкевич В. М. Высоковольтные  $p-n$ -переходы в кристаллах  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ .— ФТП, 1967, т. 1, № 10, с. 1579—1581.
3. Алферов Ж. И., Казаринов Р. Ф., Халфин В. В. Об одной особенности инжекции в гетеропереходе.— ФТП, 1966, № 8, с. 3102.
4. Алферов Ж. И., Корольков В. И., Никитин В. Г., Степанова М. Н., Третьяков Д. Н. Мощные быстродействующие диоды на основе  $\text{GaAs}$ .— Письма в ЖТФ, 1976, № 2, с. 201—204.
5. Алферов Ж. И., Бергманн Я. В., Корольков В. И., Никитин В. Г., Смирнова А. А., Степанова М. Н., Третьяков Д. Н. Исследование силовых диодов на основе арсенида галлия.— ФТП, 1977, № 11, с. 882—887.
6. Алферов Ж. И., Бергманн Я. В., Корольков В. И., Никитин В. Г., Степанова М. Н., Яковенко А. А., Третьяков Д. Н. Исследование прямой ветви вольт-амперной характеристики  $p-n$ -переходов на основе слаболегированного  $\text{GaAs}$ .— ФТП, 1978, № 13, с. 68—74.
7. Алферов Ж. И., Ашкинази Г. А., Корольков В. И., Падьюс А. Л., Тимофеев В. А., Челноков В. Е., Шумилин В. А. Модуляция проводимости слаболегированной  $N$ -области  $p^+-N-N^{++}$ -структур на основе прямозонных полупроводников.— ФТП, 1978, № 12, с. 1336—1341.
8. Бергманн Я. В., Данильченко В. Г., Корольков В. И., Никитин В. Г., Степанова М. Н., Третьяков Д. Н. Диффузионная длина дырок в слаболегированном арсениде галлия.— ФТП, 1976, № 10, с. 1568.
9. Корольков В. И., Коничева И. М., Юферев В. С., Яковенко А. А. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики высоковольтных диодов на основе прямых широкозонных материалов.— ФТП, 1978, № 12, с. 1149—1152.
10. Алферов Ж. И., Ашкинази Г. А., Корольков В. И., Челноков В. Е. Силовые высокочастотные высокотемпературные приборы на основе новых полупроводниковых материалов.— Электроника, 1979, № 3, с. 3—7.
11. Корольков В. И., Романова Е. П., Юферев В. С., Яковенко А. А. Силовые диоды на основе гетеропереходов с базовой областью,

модулируемой рекомбинационным излучением.— ФТП, 1980, т. 1, № 9, с. 1689—1694.

12. Dumke P. Spontaneous radiative recombination in semiconductors.— Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 134—144.
13. Епифанов М. С., Галкин Г. Н., Боброва Е. А., Вавилов В. С., Сабанова Л. Д. Фотонный перенос возбуждения неравновесных носителей заряда в арсениде галлия.— ФТП, 1976, № 10, с. 889.
14. Корольков В. И., Тот Б., Рахимов Н., Чекмарева А. П., Юферев В. С., Яковенко А. А. Особенности процессов переноса в материалах с высоким внутренним квантовым выходом излучательной рекомбинации.— В кн.: Технология получения и электрические свойства соединений  $A^3B^5$ . Материалы Всесоюзной конференции. Л., 1981, с. 159—165.
15. Kressel H. High-Temperature Power Rectifiers of  $GaAs_{1-x}P_x$ .— Semiconductors and Semimetals. N.-Y.— London, 1971, v. 78, p. 637.
16. Стафеев В. И. Влияние сопротивления толщи полупроводника на вид вольт-амперной характеристики диода.— ЖТФ, 1958, № 8, с. 1631—1641.
17. Корольков В. И. Электрические и фотоэлектрические явления в  $AlGaAs$ -гетероструктурах и их применение в полупроводниковых приборах.— Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук, Л., 1978.
18. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Стремин В. И. Исследование высоковольтных  $p$ - $n$ -переходов в  $Al_xGa_{1-x}As$  методом регистрации тока, индуцированного электронным зондом.— ФТП. 1970, № 4, с. 1311—1315.
19. Andreev V. M., Korolkov V. I., Kubintseva Z. M., Nosov Yu. R., Postnicova N. V., Reshetnyuk V. G. Electrical properties of high-voltage  $AlAs$ - $GaAs$  heterostructures.— Proc. Int. Conf. Phys. Chem. Semicond. Heterojunctions layer structures, Budapest, 1970, 2, p. 201—210.
20. Носов Ю. Р. Физические основы работы полупроводниковых диодов в импульсном режиме. М.: Наука, 1968.
21. Дьякону И. И., Негрескул В. В., Чебан А. Г., Челноков В. Е. Арсенидгаллиевые диоды большой площади.— Письма в ЖТФ, 1978, № 5, с. 290.
22. Алферов Ж. И., Тучкевич В. М., Челноков В. Е. Силовые арсенидгаллиевые приборы.— Электротехника, 1984, № 3, с. 25—28.

#### К главе IV

1. Shockley W. Patent, USA, № 2569347, 1951.
2. Kroemer H. Theory of a wide-gap emitter for transistors.— Proceeding of IRE, 1957, v. 45, № 11, p. 1535—1537.
3. Jadus D. K., Feucht D. L. The realisation of a  $GaAs$ - $Ge$  wide band-gap emitter transistors.— IEEE Trans. Electron Dev. 1969, v. 16, № 1, p. 102.
4. Novel H. J., Milnes A. G.  $ZnSe$ - $Ge$  Heterojunction transistor.— IEEE Trans., 1969, v. ED-16, № 9, p. 766.
5. Slegler K. J., Milnes A. G., Feucht D. L.  $ZnSe$ - $GaAs$  and  $ZnSe$ - $Ge$  heterojunction transistors.— In: Proc. Intern. Conf. Phys. Chem. Semicond. Heterojunctions and Layer Structures, Budapest, Akademiai Kiado, 1971, v. 1, p. 73.
6. Алферов Ж. И., Ахмедов Ф. А., Корольков В. И. Транзистор с эффективным эмиттером на основе гетеропереходов  $GaAs$ - $AlAs$ .— Письма в ЖТФ, 1975, т. 1, вып. 17, с. 769—772.
7. Konagai M., Takahashi K.  $(GaAl)As$ - $GaAs$  heterojunction transistors with injection efficiency.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, № 5, p. 2120—2124.
8. Ankri D., Scavennec A. Design and evaluation of a planar  $GaAlAs$ - $GaAs$  bipolar transistor.— Electron. Lett., 1980, v. 16, № 1, p. 41—47.
9. Marty A., Rey G., Beible J. P. Electrical behaviour of an  $n$ - $p$ - $n$   $GaAlAs/GaAs$  heterojunction transistor.— Solid-State Electron., 1979, v. 22, № 6, p. 549—557.

10. Андреева Е. А., Бородулин В. И., Грекова С. Н., Зверков М. В., Каняев В. П., Пашко С. А., Симаков В. А., Швейкин В. И. Гетеротранзистор с высоким коэффициентом передачи по току.— Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, вып. 9, с. 162—164.
11. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М.: Энергия, 1973.
12. Спиридонов Н. С., Вертоградов В. И. Дрейфовые транзисторы. М.: Советское радио, 1964, 304 с.
13. Мазель Е. З. Мощные транзисторы. М.: Энергия, 1969.
14. Пауль Р. Транзисторы. М.: Советское радио, 1973.
15. Викулин И. М., Стафеев В. И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Советское радио, 1980.
16. Алферов Ж. И. и др. Механизм протекания тока при электролюминесценции  $p-n$ -гетеропереходов.— ФТП, 1972, т. 5, № 2, с. 366.
17. Beneking H., Su L. M. GaAlAs/GaAs heterojunction microwave bipolar transistor.— Electron Lett, 1981, v. 17, № 8, p. 301—302.
18. Dumke M. P., Woodall J. M. and Rideout V. D. GaAs—GaAlAs heterojunction transistor for high frequency operation.— Solid-State Electronics, 1972, v. 15, p. 1339—1343.
19. Пожела Ю., Юцене В. Физика сверхбыстродействующих транзисторов. Вильнюс: Мокслас, 1985, 110 с.
20. Shur M. S. and Eastman L. F. Ballistic and near ballistic transport in GaAs.— IEEE Electron Devices Lett., 1980, v. EDL-1, p. 147—148.
21. Ankri D., Eastman L. F. GaAlAs—GaAs Ballistic heterojunction bipolar transistor.— Electronics Letters, 19th August 1982, v. 18, № 17, p. 750—751.
22. Beneking H., Su L. M. Double heterojunction  $NpN$  GaAlAs/GaAs bipolar transistor.— Electronics Letters. 1982, v. 18, № 1, p. 25—26.
23. Данильченко В. Г., Рахимов Н., Руссу В. В., Сулима О. В. Исследование биполярных транзисторов на основе двойной  $N-p-N$  AlGaAs гетероструктуры.— ЖТФ, 1985, № 6, с. 1224—1227.
24. Корольков В. И., Никитин В. Г., Третьяков Д. Н. Туннельные прохождения фотоносителей в гетеропереходах  $pGaAs-NAl_xGa_{1-x}As$ .— ФТП, 1974, т. 8, № 12, с. 2355—2358.
25. Алферов Ж. И., Андреев Г. Д., Корольков В. И., Никитин В. Г., Смирнов В. В., Яковенко А. А. Исследование переходных процессов в электролюминесцентных  $p-n-p$ -структурах.— ФТП, 1973, т. 7, № 5, с. 914—918.
26. Kroemer H. Quasi-electric and quasi-magnetic fields in nonuniform semiconductors.— RCA Rev., 1957, v. 18, 332—342.
27. Martin D. D. and Stratton R. The operation of graded band-gap base transistors at high currents.— Sol. St. Electronics, 1966, v. 9, p. 237—243.
28. Levine B. F., Tsang W. T., Bethea C. G., Capasso F. Electron drift velocity measurement in compositionally graded  $Al_xGa_{1-x}As$  by time-resolved optical picosecond reflectivity.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, № 5, p. 470—472.
29. Levine B. F., Bethea C. G., Tsang W. T., Capasso F., Thirner K. K., Fulton R. C., Kleinman D. A. Measurement of high electron drift velocity in submicron, heavily doped graded gap  $Al_xGa_{1-x}As$  layer.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, № 9, p. 769—771.
30. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Портной Е. Л., Яковенко А. А. Рекомбинационное излучение в твердых растворах  $Al_xGa_{1-x}As$  с переменной шириной запрещенной зоны.— ФТП, 1969, № 3, с. 541—545.
31. Hanser J. R., Glisson T. H. «Negative resistance and peak velocity in the central (000) valley of III—V semiconductors».— Solid State Electron, 1979, v. 22, p. 487.

32. Hayes J. R., Capasso F., Gossard A. C., Malik R. J., Wiegmann W. Bipolar transistors with graded band-gap base.—*Electronics Letters*, 1983, v. 19, № 11, p. 410—411.
33. Miller D. L., Asbeck P. M., Anderson R. J., Eisen F. H. (GaAl)As/(GaAs) heterojunction bipolar transistors with graded composition in the base.—*Electronics Letters*, 1983, v. 19, № 10, p. 367—368.
34. Ito H., Ishibashi T., Sageta T. High frequency characteristics of AlGaAs/GaAs Heterojunction bipolar transistors.—*IEEE Electron Dev. Lett.*, 1984, EDL-5, № 6, p. 214—220.
35. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник. М.: Мир, 1975.
36. Андреев В. М., Долгинов Л. М., Третьяков Д. Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Советское радио, 1975.
37. Kirk C. T. A theory of transistor cut off frequency ( $f_c$ ) fall off at high current densities.—*IRE Trans.*, 1962, ED-9, № 2, p. 164—174.
38. Потапчук В. А. Проектирование полупроводниковых структур силовых транзисторов.—*Электротехника*, 1982, № 3, с. 6—9.
39. Гайбуллаев С., Егоров Б. В., Корольков В. И., Рожков А. В., Романова Е. П., Юферев В. С. Арсенидгаллиевые транзисторы.—*ЖТФ*, 1983, т. 53, № 4, с. 763—765.
40. Гарбузов Д. З., Ермакова А. Н., Румянцев В. Д., Трукан М. К., Халфин В. В. Многопроходные гетероструктуры. III. Эффективное время жизни неравновесных носителей.—*ФТП*, 1977, № 11, с. 717.
41. Романова Е. П., Юферев В. С. О влиянии переизлучения на перенос носителей в pGaAs.—*ФТП*, 1980, № 14, с. 2410.
42. Данильченко В. Г., Гайбуллаев С., Корольков В. И., Никитин В. Г., Рожков А. В. Диффузная длина и время жизни электронов в эпитаксиальных слоях pGaAs.—*Электронная техника, серия Материалы*, 1982, № 2, с. 43.
43. Корольков В. И., Романова Е. П., Юферев В. С., Яковенко А. А. Силовые диоды на основе гетеропереходов с базовой областью, модулируемой рекомбинационным излучением.—*ФТП*, 1980, № 14, с. 1689.
44. Григорьев Б. И., Тогатов В. В. Высоковольтный транзистор с переменной шириной запрещенной зоны в коллекторе.—*Письма в ЖТФ*, 1981, т. 7, вып. 19, с. 1205.
45. Rediker R. H., Quist T. M., Lax V. Быстродействующие фотодиоды с неоднородными переходами и лучевые транзисторы.—*Proc. IEEE*, № 51, p. 218, 1963.
46. Каган Л. М., Мескин С. С., Наследов Д. Н., Трушина В. Е., Царенков Б. В. Электронно-фотонный транзистор из арсенида галлия.—*Радиотехника и электроника*, 1966, № 9, с. 1645.
47. Fang F. E. Experiments on optical Coupling between GaAs P—N junction and Heterojunction.—*Proc. IEEE*, 1963, v. 51, p. 218.
48. Алферов Ж. И., Бергманн Я. В., Корольков В. И., Никитин В. Г., Смирнова А. А., Степанова М. Н., Третьяков Д. Н. Исследование силовых диодов на основе арсенида галлия.—*ФТП*, 1977, № 11, с. 892.
49. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Давидюк Н. Ю., Ларионов В. Р., Румянцев В. Д. 100 % внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации в трехслойных гетеросветодиодах на основе AlAs—GaAs.—*ФТП*, 1975, № 9, с. 462.
50. Андреев В. М. и др. Оптотранзистор на основе гетеропереходов GaAs—AlGaAs.—*Письма в ЖТФ*, 1982, т. 8, № 13, с. 771.
51. Moll J. L. Large-signal transient response of junction transistors.—*Proc., IRE*, 1954, v. 42, p. 1773.

52. Андреев В. М., Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Рожков А. В., Яковенко А. А. Исследование транзисторов с оптической связью.—ФТП, 1983, № 17, вып. 9, с. 1618.
53. Гарбузов Д. З., Халфин В. В., Трукан М. К., Агафонов В. Г., Абдуллаев А. Температурная зависимость эффективности и времен излучательных переходов в прямозонном полупроводнике.—ФТП, 1978, № 12, с. 1368.
54. Dumke W. P., Woodall J. M., Ridenout V. L. GaAs-GaAlAs hetero-junction transistor for high frequency operation.—Sol. St. Electron, 1972, v. 15, № 12, p. 1339.
55. Данильченко В. Г., Корольков В. И., Лузин Ю. Н., Пономарев С. И., Рожков А. В., Цвилев Г. И. Использование облучения  $\gamma$ -квантами для регулирования быстродействия высоковольтных арсенид-галлиевых приборов.—Электронная техника, серия 4, вып. 5, с. 30, 1981.
56. Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Пономарев С. И., Рахимов Н., Рожков А. В., Цвилев Г. И. Фотонно-инжекционные импульсные транзисторы и тиристоры на основе гетероструктур GaAs—AlGaAs.—Электронная техника, сер. 2. Полупроводниковые приборы, вып. 2, 1985, с. 63—68.
57. Григорьев Б. И., Корольков В. И., Рожков А. В., Юферев В. С. Высоковольтный фотонно-инжекционный транзистор на основе гетероструктур.—ФТП, 1985, т. 19, вып. 5, с. 878—886.
58. Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Рожков А. В. Мощные импульсные транзисторы на основе арсенида галлия.—Письма в ЖТФ, вып. 15, 1984, с. 843—847.
59. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З. и др. Исследование влияния параметров гетероструктуры в системе GaAs—AlAs на пороговый ток лазеров и получение непрерывного режима генерации при комнатной температуре.—ФТП, 1970, т. 4, № 9, с. 1826.
60. Katz F., Bar-Chain N., Chen P. C., Margalit S., Ury I., Wilt D., Yust M., Varov A. A monolithic integration of GaAs—GaAlAs bipolar transistor and heterostructure laser.—Appl. Phys. Lett., 1980, v. 37, № 2, p. 211—213.
61. Bar-Chain N., Harder Ch., Katz J., Margalit S., Variv A., Ury I. Monolithic integration of GaAlAs buried-heterostructure laser and a bipolar prototransistor.—Appl. Phys. Lett., 1982, v. 48, № 7, p. 556—557.
62. Narozy P., Veneking H. Fabrication and characteristics of ion-implanted GaAs-AlGaAs integrated of injection logic inverter.—Electron, Lett, 1984, v. 20, № 11, p. 442—443.
63. Mcleverage W. V., Yuan H. T., Duncan W. M., Frensley W. R., Doerbebeck F. H., Morkos H., Drummond T. GaAs—AlGaAs Heterojunction Bipolar Transistors for integrated circuit applications.—IEEE Electron. Dev. Lett., 1982, v. EDL-3, № 2, p. 43—45.

#### К главе V

1. Валиев К. А., Пашинцев Ю. Н., Петров Г. В. Применение контакта металл—полупроводник в электронике.—М.: Радио и связь, 1981, с. 304.
2. Егудин А. В. Малошумящие СВЧ полевые транзисторы с барьером Шоттки. Серия 2. Полупроводниковые приборы, вып. 1 (1927). М.: ЦНИИ Электроника, 1983, с. 48.
3. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973.
4. Shockley W. A. Unipolar Field-Effect Transistor.—Proc. IRE, 1952, v. 40, p. 1952.
5. Eden R. C., Nelch W. M., Zucca R., Long S. I. The prospects for ultra-high VLSI GaAs digital logic.—IEEE Trans. Electron Devices, 1979, v. ED-26, p. 299—317.

6. Long S. I., Wech B. M., Zucca R., Asbeck P. M., Lee C. P., Kirkpatrick C. C., Lee F. S., Kaelin G. R., Eden R. C. High Speed GaAs Intergated Circuits.—Proc. IEEE, 1982, v. 70, № 1.
7. Onata K., Terao H., Sunakawa H., Takawama Y. MOCVD GaAlAs Hetero-Buffer GaAs Low-Noise MESFET. JJAP, 1983, v. 22, p. 365—369.
8. Saito J., Nanbu K., Shikawa T., Hiyamizu S. Dependence of mobility and concentration of two-dimensional Electron gas in selectively doped GaAs/N—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructure on the AlAs mole fraction.—J. J. Appl. Ph. 1983, v. 22, № 2, p. 179—181.
9. Maloney T. J., Saxena R. R., Chai Y. G. AlGaAs/GaAs JFETs by organo-metallic and molecular beam epitaxy.—Electronics Letters, 1982, v. 18, № 3, p. 112—113.
10. Dingle R., Stormer H. L., Cossard A. C., Wiegmann W. Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices.—Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, № 7, p. 665—667.
11. Stromer H. L., Dingle R., Cossard A. C., Wiegmann W., Sturge M. D. Two-Dimensional Electron GaAs at A Semiconductor-semiconductor interface.—Solid State Communication, 1979, v. 29, p. 705.
12. Delagebeaudeuf D., Linh N. T. Metal-(n)AlGaAs—GaAs two-dimensional Electron gas FET.—IEEE Trans. Electr. Dev., 1982, v. ED-29, № 6m, p. 955—960.
13. Tsui D. C., Gossard A. C., Kaminsky G., Wiegmann W. Transport properties of GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterojunction field-effect transistors.—Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, № 9, p. 712—714.
14. Волков В. А., Гродненский И. М. Двумерный электронный газ в гетеропереходе. Свойства и применения.—Микроэлектроника, 1982, т. II, вып. 3, с. 195—207.
15. Dingle R., Stormer H. L., Gossard A. C., Wiegman W. Electronic properties of the GaAs—AlGaAs interface. With applications to multi-interface heterojunction superlattices.—Surface Sciece, 1980, v. 98, p. 90—100.
16. Valois A. J., Robinson G. Y., Lee K., Shur M. S. Temperature dependence of the I—V Characteristics of modulation-doped FETS.—J. Vac. Sci. Technol., 1983, B1 (2), p. 190—195.
17. Hiyamiru S., Saito J., Nandu K., Ishikawa T. Improved Electron mobility higher than 10<sup>6</sup> cm<sup>2</sup>/v. s. in selectively doped GaAs/N—AlGaAs heterostructures grown by MBE.—JJAP Lett, 1983, v. 22, № 10, L609—611.
18. Takikawa M., Komeno J., Oreki M. Two-dimensional electron gas in a selectively doped InP/I<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As heterostructure grown by chloride transport vapor phase epitaxy.—Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, № 3, p. 280—282.
19. Mimura T., Hiyamiru S., Fujii T., Nanbu K. A. New Field-Effect Transistor With Selectively doped GaAs/n—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterojunctions.—JJAP Lett., 1983, v. 22, № 10, p. 1225—1227.
20. Delagebeaudeuf D., Linh N. T. Charge control of the heterojunction two-dimebsional electron gas for MESFET application.—IEEE Trans.—Electron. Dev., 1981, ED-28, № 7, p. 790—795.
21. Tiirne R. E., Fischer R., Su S. L., Korf W., Drummond T. J., Morkoc H. Performance of inverted structure Modulation. Doped Shottky Barrier Field Effect Transistore.—JJAP, 1982, v. 21, № 4, p. L223—224.
22. Kopp W., Su S. L., Fischer R., Lyons W. G., Thorne R. E., Drummond T. J., Morkoc H., Cho A. L. Use of a GaAs smoothing layer to improve the heterointerface of GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As field effect transistors.—Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, № 6, p. 563—565.
23. Chen C. Y., Cho A. Y., Bethea C. C., Garbinski P. A., Pand Y. M., Levine E. F. Ultrahigh speed modulation-doped heterostructure field-effect photodectors.—Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, № 12, p. 1040—1042.

1. Кузьмин В. А. Тиристоры малой и средней мощности. М.: Советское радио, 1971.
2. Ebers J. Four-terminal  $p-n-p-n$ -transistors.— Proc. JRE. 1952, v. 40, p. 1361.
3. Челноков В. Е., Евсеев Ю. В. Физические основы работы силовых полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973.
4. Джентри Ф., Гутцвиллер Ф., Голоньяк Н., Засторов Э. Управляемые полупроводниковые вентили. М.: Мир, 1967.
5. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. / Пер. с англ., М.: Энергия, 1973.
6. Блехер А. Физика тиристоров. / Пер. с англ. Л.: Энергоиздат, 1981.
7. Алферов Ж. И., Ашкинази Г. А., Корольков В. И., Челноков В. Е. Силовые высокочастотные высокотемпературные приборы на основе новых полупроводниковых материалов.— Электротехника, 1979, № 3, с. 4—7.
8. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Никитин В. Г., Яковенко А. А.  $P-n-p-n$ -структуры на основе GaAs и твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$ .— ФТП, 1970, № 4, с. 578.
9. Алферов Ж. И., Ахмедов Ф. А., Корольков В. И., Яковенко А. А. Электролюминесцентные фототиристоры на основе гетеропереходов в системе GaAs—AlAs.— ФТП, 1974, № 8, с. 1741—1747.
10. Алферов Ж. И., Корольков В. И., Третьяков Д. Н. Твердотельный преобразователь инфракрасного излучения.— ФТП, 1971, т. 5, № 8, с. 1503.
11. Beneking H., Schul C., Mieschel P., Gottung A. GaAs—GaAlAs anti-stokes light converter.— Electronics Letters. 1974, № 10, p. 346—347.
12. Panish M. B. The Ga—As—Si Ternary phase system.— J. Electrochem. Soc., 1966, v. 113, № 11, p. 1226.
13. Андреев В. М., Долгинов Л. М., Третьяков Д. Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Советское радио, 1975.
14. Корольков В. И., Никитин В. Г., Рахимов Н. Тиристор на основе гетеропереходов GaAs— $Al_xGa_{1-x}As$ .— Письма в ЖТФ, 1976, № 2, с. 941.
15. Алферов Ж. И., Корольков В. И., Рахимов Н., Степанова М. Н. Исследование тиристоров на основе гетероструктур GaAs—AlGaAs.— ФТП, 1977, № 11, с. 1848.
16. Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Никитин В. Г., Пономарев С. И., Рожков А. В. Импульсные тиристоры на основе гетероструктур GaAs—AlAs.— Письма в ЖТФ, 1983, № 9, вып. 11, с. 652—656.
17. Алферов Ж. И., Данильченко В. Г., Корольков В. И., Рахимов Н., Рожков А. В., Юферов В. С. Арсенидгаллиевые тиристоры.— Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, вып. 15, с. 916—920.
18. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Давидюк Н. Ю., Ларионов В. Р., Румянцев В. Д. 100 %-й внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации в трехслойных гетеросветодиодах на основе системы AlAs—GaAs.— ФТП, 1975, № 8, с. 462.
19. Наследов Д. Н., Рогачев А. А., Рывкин С. М., Царенков Б. В. Рекомбинационное излучение арсенида галлия.— ФТП, 1962, № 4, с. 1062—1065.
20. Hall R. H., Fenner G. E., Kingaley J. D., Soltyu T. J., Carlson R. C. Coherent light injection of radiation from GaAs  $p-n$ -junction.— Phys. Rev. Lett., 1962, v. 9, № 9, p. 366.
21. Багаев В. С., Басов Н. Г., Вул. В. М., Кониловский В. Д., Крохин О. Я., Попов Ю. М., Маркин В. П., Хвощев А. П., Котов А. А. Полупроводниковый квантовый генератор на  $p-n$ -переходе.— ДАН СССР, 1963, № 2, 275—278.
22. Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983.

23. Кроемер Н. А. Proposed Glass of Heterojunction Injection Lasers.— Proc. IEEE, 1963, v. 51, p. 1782—1783.
24. Алферов Ж. И. Инжекционные гетеролазеры.— В кн. Полупроводниковые приборы и их применение. Вып. 25, М.: Советское радио, 1971.
25. Panish M. V. Heterostructure injection Lasers.— Proc. IEEE, 1976, № 64, p. 1512—1540.
26. Богданкевич О. В., Дерзнев С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры. М.: Наука, 1976.
27. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. / Пер. с англ., М.: Мир, 1981.
28. Корольков В. И., Макущенко Ю. М. Построение логических схем на  $p-n-p-n$ -структурах.— Микроэлектроника, 1978, № 7, с. 133—141.
29. Алферов Ж. И., Корольков В. И., Никитин В. Г., Степанова М. Н., Третьяков Д. Н. Мощные быстродействующие диоды на основе GaAs.— Письма в ЖТФ, 1976, № 2, с. 201—204.
30. Волле В. М., Грехов И. В., Лузин А. И., Попова М. В. Расчет оптимальных статистических параметров высоковольтных мощных тиристор.— Радиотехника и электроника, 1973, т. 13, № 10, с. 1933—1937.
31. Рахимов Н. Разработка технологии изготовления и исследование тиристор на основе гетеропереходов в системе GaAs—AlAs.— Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук, Л., 1978.
32. Бергманн Я. В., Корольков В. И., Рахимов Н. Исследование эффективных быстродействующих гетерофотодиодов  $pGaAs-pAl_xGa_{1-x}As$ .— ФТП, 1977, т. 11, № 9, с. 848—850.
33. Коза П. А. Распределение потенциала и носителей заряда в открытом  $p-n-p-n$ -приборе.— ТИИЭР, 1967, т. 55, с. 161—173.
34. Стафеев В. И. Влияние сопротивления толщи полупроводника на вид вольт-амперной характеристики диода.— ЖТФ, 1958, № 8, с. 1631—1641.
35. Алферов Ж. И., Бергманн Я. В., Корольков В. И., Никитин В. Г., Смирнова А. А., Степанова М. П., Третьяков Д. Н. Исследование силовых диодов на основе арсенида галлия.— ФТП, 1977, № 11, с. 882—887.
36. Алферов Ж. И., Бергманн Я. В., Корольков В. И., Никитин В. Г., Степанова М. Н., Яковенко А. А., Третьяков Д. П. Исследование прямой ветви вольт-амперной характеристики  $p-n$ -переходов на основе слаболегированного GaAs.— ФТП, 1978, № 12, с. 68—74.
37. Гайбуллаев С., Гаппоев А. В., Данильченко В. Г., Корольков В. И., Никитин В. Г., Рожков А. В. Исследование быстродействующих тиристор на основе слаболегированного арсенида галлия.— Радиотехника и электроника, 1983, № 10, с. 2052—2056.
38. Алферов Ж. И., Корольков В. И., Коничева И. М., Юферев В. С., Яковенко А. А. Эффективное управление модуляцией проводимости базовой области арсенид-галлиевых  $p^+-n^0-n^+$ -структур.— ФТП, 1979, т. 13, № 2, с. 271—280.
39. Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Пономарев С. И., Рахимов Н., Рожков А. В., Цвилев Г. И. Фотонно-инжекционные транзисторы и тиристоры на основе гетероструктур GaAs—AlGaAs.— Электронная техника, сер. 2, полупроводниковые приборы, 1985, вып. 2, с. 63—68.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	3
Предисловие редактора . . . . .	5
Глава I. Гетеропереходы в полупроводниках . . . . .	6
Глава II. Методы получения многослойных эпитаксиальных гетероструктур . . . . .	38
Глава III. Полупроводниковые диоды на основе GaAs и гетероструктур . . . . .	56
Глава IV. Биполярные транзисторы на основе гетероструктур . . . . .	70
Глава V. Полевые транзисторы на основе гетероструктур . . . . .	99
Глава VI. Тиристоры на основе гетероструктур . . . . .	112
Заключение . . . . .	138
Список использованной литературы . . . . .	139

**Владимир Ильич Корольков,  
Наймжан Рахимов**

### ДИОДЫ, ТРАНЗИСТОРЫ И ТИРИСТОРЫ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР

*Утверждено к печати Ученым Советом Наманганского госпединститута  
им. Х. Х. Ниязи, Научным советом Министерства просвещения УзССР*

Редактор *Д. М. Захаровская*  
Художник *Ш. Булгаков*  
Технический редактор *Л. Тюрина*  
Корректор *И. Р. Ткаченко*

ИБ № 3680

Сдано в набор 28.01.86. Подписано к печати 18.08.86 г. Р 01172. Формат 60×84<sup>1</sup>/<sub>8</sub>. Бумага типографская № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 8,83. Уч.-изд. л. 9,9. Тираж 2055 экз. Заказ 796. Цена 1 р. 50 к.

Адрес издательства: 700047, Ташкент, ул. Гоголя, 70.

Ордена Трудового Красного Знамени типография издательства ЦК КП Белоруссии. 220041, Минск, Ленинский проспект, 79.