

# Туннельно-избыточный ток в невырожденных барьерных $p-n$ - и $m-s$ -структурах $A^{III}B^V$ на Si

© В.В. Евстропов, Ю.В. Жиляев, М. Джумаева\*, Н. Назаров\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
94021 Санкт-Петербург, Россия

\* Физико-технический институт Академии наук Туркмении,  
744000 Ашхабад, Туркмения

(Получена 26 марта 1996 г. Принята к печати 8 апреля 1996 г.)

Обобщены результаты исследования прямого тока в трех типах барьерных структур: гомо- $p-n$ -структурах  $p-n-GaP/n-Si$ ,  $p-n-GaAs-n-GaP/n-Si$ ,  $p-n-GaAs-n-GaAs/n-Si$ ; гетероструктурах  $n-GaP/p-Si$ ,  $p-GaP/n-Si$ ,  $n-GaAsP/p-Si$ ,  $n-GaAs/p-Si$  и поверхностно-барьерных структурах  $Au-n-GaP/n-Si$ . Эпитаксиальные слои GaP и GaAs на Si-подложках создавались методом газофазной эпитаксии в хлоридной системе. Температурные измерения показали, что прямой ток имеет туннельную природу, хотя ширина области объемного заряда значительно больше длины туннелирования. Предложена модель неоднородного туннелирования вдоль дислокаций, пересекающих область объемного заряда. Учет туннелирования такого типа осуществляется путем введения феноменологического коэффициента "разрежения" барьера. Модель позволяет по вольт-амперной характеристике вычислить плотность дислокаций в приборных структурах.

## 1. Введение

Одно из актуальных направлений полупроводниковой электроники — разработка воспроизводимой технологии эпитаксиального выращивания слоев GaP и GaAs на Si-подложках с целью создания различных микро- и оптоэлектронных приборов на их основе [1–5]. Такие гетероструктуры позволяют совместить уникальные электрические, фотоэлектрические и люминесцентные свойства GaAs и GaP с преимуществами высококачественных кремниевых пластин в монолитной структуре.

В работах [5–10] сообщалось о создании гомозонных  $p-n$ -структур из GaP и GaAs на Si-подложках и анизотипных гетероструктур GaP/Si, GaAs/Si методом газофазной эпитаксии в хлоридной системе, а также поверхностно-барьерных  $m-s$ -структур на основе эпитаксиальных слоев  $n-GaP$  на Si-подложках. Все слои  $A^{III}B^V$  были невырожденными, т.е. носители тока подчинялись статистике Больцмана. Приведенные в этих работах результаты исследования показывают, что токопрохождение во всех этих структурах имеет общую закономерность: проявляется туннельный характер тока даже при комнатных температурах, несмотря на большую ширину области объемного заряда по сравнению с длиной туннелирования.

Цель данной работы — обобщить результаты исследования токопрохождения в трех типах барьерных структур на основе GaP и GaAs на Si-подложках: в эпитаксиальных  $p-n$ -структурах, в анизотипных гетероструктурах и в поверхностно-барьерных структурах. Обобщение основано на модельном представлении об облегченном дислокациями туннелировании, при котором вероятность туннельного перехода и характерная длина туннелирования заметно увеличиваются в результате локального разрежения барье-

ра на пути прохождения дислокации, пересекающей область объемного заряда.

Сначала приводится отдельно для каждого типа структур краткий обзор результатов исследования туннельно-избыточного прямого тока (разд. 3). Затем обсуждается сходство и отличие механизма прохождения тока между тремя типами структур (разд. 4). Далее (разд. 5) обсуждается дислокационный механизм туннельно-избыточного токопрохождения через широкий (по сравнению с характерной длиной туннелирования) барьер.

## 2. Объекты исследования

Анизотипные гетероструктуры  $n-GaP/p-Si$ ,  $p-GaP/n-Si$ ,  $n-GaAs_{0.25}P_{0.75}/p-Si$  и  $n-GaAs/p-Si$  имели толщины эпитаксиальных слоев 3–4 мкм. Эпитаксиальные  $p-n$ -структуры из GaP на Si-подложках имели толщины слоев  $n$ - и  $p$ -типа 3–4 и 2–3 мкм соответственно. Концентрация основных равновесных носителей в слоях  $n-GaP$ ,  $n-GaAsP$  и  $n-GaAs$  составляла  $n_0 \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а в слоях  $p-GaP$  —  $p_0 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Эпитаксиальные  $p-n$ -структуры из GaAs на Si-подложках были в двух разновидностях: 1-я — с буферным эпитаксиальным слоем из GaP, выращенным методом газофазной эпитаксии в хлоридной системе, где толщина буферного слоя порядка 6 мкм; 2-я — с буферным слоем из GaAs, полученным молекулярно-пучковой эпитаксией, с толщиной порядка 1.7 мкм. Функциональные слои  $n$ - и  $p-GaAs$  создавались методом газофазной эпитаксии в хлоридной системе и имели толщины 5 и 3 мкм соответственно. Концентрация основных равновесных носителей в слоях  $n-GaAs$  составляла  $n_0 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и в слоях  $p-GaAs$  —  $p_0 \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Поверхностно-барьерные структуры  $Au-n-GaP/n-Si$

Таблица 1. Основные параметры вольт-амперных характеристик при комнатной температуре

Образцы	Тип структуры	$I_0$ , А/см <sup>2</sup>	$\varepsilon$ , мэВ	$\beta$
Гомо- $p-n$ -структуры				
1	$p-n$ -GaP/ $n$ -Si	$10^{-9}$	70	2.7
2	$p-n$ -GaAs/ $n$ -GaP/ $n$ -Si	$10^{-8}$	45	1.7
3	$p-n$ -GaAs/ $n$ -GaAs/ $n$ -Si	$6 \cdot 10^{-8}$	70	2.6
Анизотипные гетеро- $p-n$ -структуры				
4	$n$ -GaP/ $p$ -Si	$2 \cdot 10^{-6}$	65	2.5
5	$p$ -GaP/ $n$ -Si	$10^{-6}$	60	2.2
6	$n$ -GaAsP/ $p$ -Si	$3 \cdot 10^{-6}$	85	3.6
7	$n$ -GaAs/ $p$ -Si	$10^{-5}$	—	—
Поверхностно-барьерные $m-s$ -структуры				
1с	Au- $n$ -GaP/ $n$ -Si	$2 \cdot 10^{-7}$	55	2.1
2с	Au- $n$ -GaP/ $n$ -Si	$10^{-7}$	70	2.4

Таблица 2. Параметры, характеризующие температурную зависимость прямой ветви вольт-амперной характеристики

Образцы	Тип структуры	$\varepsilon_0$ , мэВ	$\beta_\infty$	$a$ , К <sup>-1</sup> ,	$I_{00}$ , А/см <sup>2</sup>
Гомо- $p-n$ -структуры					
1	$p-n$ -GaP/ $n$ -Si	60	2	$6.1 \cdot 10^{-2}$	$10^{-15}$
2	$p-n$ -GaAs/ $n$ -GaP/ $n$ -Si	31	2	$5.4 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-13}$
3	$p-n$ -GaAs/ $n$ -GaAs/ $n$ -Si	73	2	$3.0 \cdot 10^{-2}$	$(1-10) \cdot 10^{-10}$
Анизотипные гетеро- $p-n$ -структуры					
4	$n$ -GaP/ $p$ -Si	65	2	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$(3-10) \cdot 10^{-10}$
5	$p$ -GaP/ $n$ -Si	33	2	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$(1-10) \cdot 10^{-9}$
6	$n$ -GaAsP/ $p$ -Si	80	2	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$(3-10) \cdot 10^{-9}$
7	$n$ -GaAs/ $p$ -Si	—	2	—	—
Поверхностно-барьерные $m-s$ -структуры					
1с	Au- $n$ -GaP/ $n$ -Si	55	1	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$10^{-9}$
2с	Au- $n$ -GaP/ $n$ -Si	70	1	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$(3-8) \cdot 10^{-10}$

Примечание. Для величины  $\beta_\infty$  даны приближенные значения.

были получены термическим распылением золота толщиной  $100 \div 150 \text{ \AA}$  на поверхность эпитаксиального слоя  $n$ -GaP.

### 3. Основные результаты

Для исследованных структур зависимости тока от напряжения (прямые ветви) можно представить как экспоненциальные в своей основе, с небольшими дополнениями в виде "горбов" (рис. 1,  $a, b$ ), поэтому при анализе экспериментальных результатов во всех 3-х типах структур вольт-амперная характеристика аппроксимировалась выражением

$$I = I_0 \exp eU/\varepsilon, \quad (1)$$

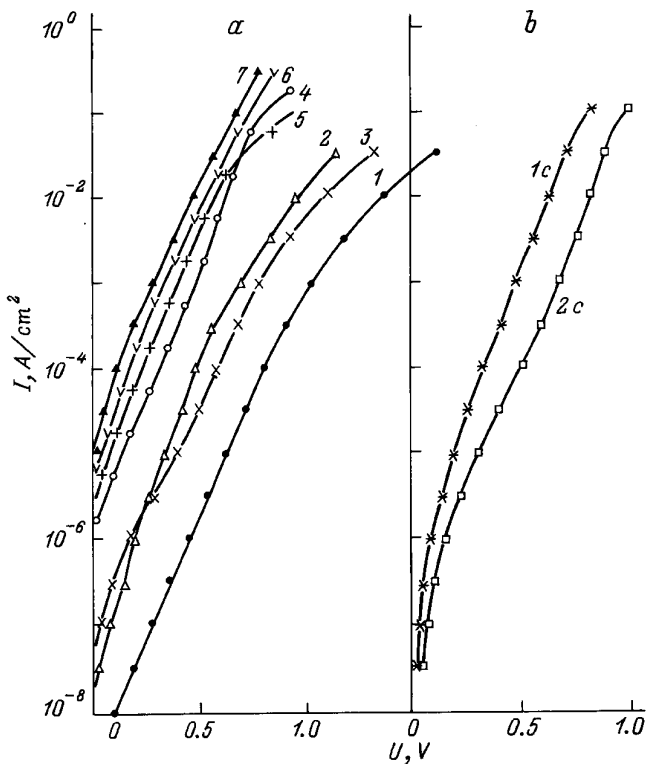
причем зависимость полученного таким способом предэкспоненциального множителя  $I_0$  от температу-

ры описывается экспонентой (рис. 2)

$$I_0 = I_{00} \exp aT$$

для всех 3-х типов структур.

3.1. Для анизотипных гетеропереходов (образцы 4-7 в табл. 1 и 2) характерен механизм протекания туннельно-избыточного тока [6]. Параметры зависимости (1) при комнатной температуре составляют: характеристическая энергия  $\varepsilon = 60 \div 85$  мэВ, предэкспоненциальный множитель  $I_0 = 10^{-6} \div 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>. Величина  $\varepsilon$  не зависит от температуры, либо слабо растет с температурой (рис. 3,  $b$ ). Экстраполированное к  $T = 0$  значение  $\varepsilon$  лежит в диапазоне  $\varepsilon_0 = (33-80)$  мэВ (табл. 2). Предэкспоненциальный множитель  $I_0$  слабо (не термоактивно) растет с температурой (рис. 2), температурный коэффициент  $a = \Delta \ln I_0 / \Delta T \simeq (2.3-2.5) \cdot 10^{-2} \text{ К}^{-1}$ ; значение  $I_{00}$  — в диапазоне  $I_{00} \simeq (10^{-8}-10^{-9}) \text{ А/см}^2$  (табл. 2).



**Рис. 1.** Прямые ветви вольт-амперных характеристик для 3-х типов барьерных структур при 300 К: *a* — гомо-*p-n*- и гетеро-*p-n*- и гетеро-*p-n*-структуры, *b* — поверхностно-барьерные *m-s*-структуры. Цифры у кривых соответствуют обозначениям исследованных образцов в табл. 1, 2.

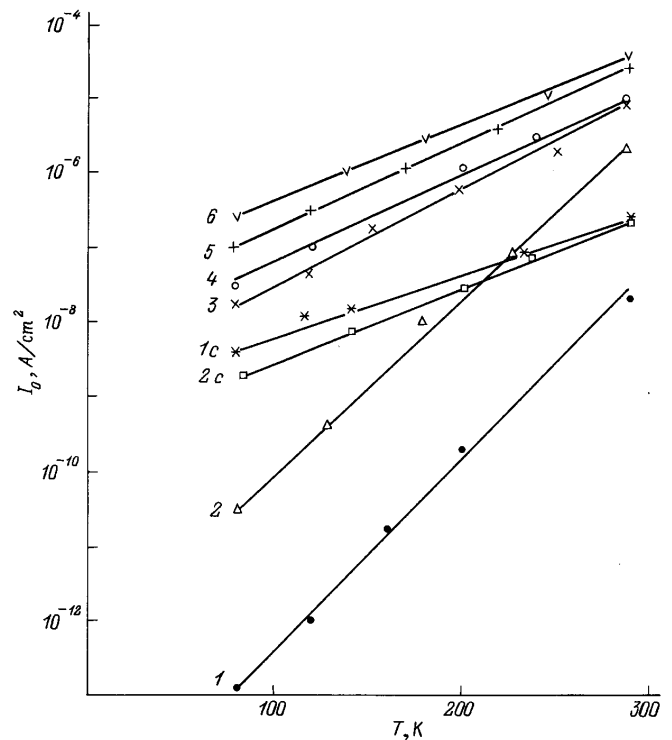
3.2. Туннельно-избыточный механизм прохождения тока характерен также для гомозонных *p-n*-структур из GaP и GaAs на Si [7-9]. При комнатной температуре значение  $\epsilon = 45 \div 70$  мэВ,  $I_0 = 5 \cdot 10^{-8} \div 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup>, т.е. меньше, чем у гетеропереходов (образцы 1-3 в табл. 1 и 2).

Характеристическая энергия слабо растет с температурой (рис. 3, *a*). Экстраполированное к нулевой абсолютной температуре значение  $\epsilon$  лежит в диапазоне  $\epsilon_0 = (30 - 70)$  мэВ (табл. 2), т.е. примерно как и у гетеропереходов. Предэкспоненциальный множитель  $I_0$  слабо растет с температурой (рис. 2). Значение  $I_{00}$  равно  $I_{00} = 10^{-9} \div 3 \cdot 10^{-13}$  А/см<sup>2</sup> для *p-n*-перехода в GaAs и  $I_{00} = 10^{-15}$  А/см<sup>2</sup> для *p-n*-перехода (табл. 2) в GaP.

3.3. Для поверхностно-барьерных структур Au-*n*-GaP/*n*-Si (образцы 1с, 2с в табл. 1 и 2) при комнатной температуре значение  $\epsilon = 55-70$  мэВ и  $I_0 \approx 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup>, т.е. среднее между гетеро- и гомопереходами. При понижении температуры  $I_0$  уменьшается (рис. 2). Экстраполяция  $I_0$  к  $T = 0$  дает значение  $I_{00} \approx 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup>, температурный коэффициент  $a = 2.2 \cdot 10^{-2}$  К<sup>-1</sup> (табл. 2). Значение  $\epsilon$  практически не зависит от температуры (рис. 3, *c*).

#### 4. Сопоставление параметров

Из рис. 2 и табл. 1 видно, что для гомо-*p-n*-переходов наименьшее значение  $I_0$  у фосфид-галлиевых структур, а наибольшее — у арсенид-галлиевых с буферным слоем из GaAs. Это соответствует представлению о том, что с увеличением ширины запрещенной зоны вероятность тунnelирования уменьшается, так как увеличивается высота преодолеваемого потенциального барьера. Для гетероструктур величина  $I_0$  меняется мало по сравнению с ее изменениями в гомоструктурах (рис. 2, табл. 1). Это соответствует представлению о том, что для гетероструктур основную роль в процессах токопереноса играет кремний. По этой же причине  $I_0$  у гетероструктур больше, чем у гомоструктур, что соответствует вышеупомянутому представлению о влиянии ширины запрещенной зоны на вероятность тунnelирования. Таким образом, туннельно-избыточный ток — наименьший у фосфид-галлиевых гомо-*p-n*-структур. У некоторых исследованных типов структур с повышением температуры увеличивается  $\epsilon$  (рис. 3), у всех структур уменьшается  $\beta = \epsilon/kT$  (рис. 4, *a-c*). Грубая экстраполяция к бесконечно большой температуре дает  $\beta_\infty$  (табл. 2). У гомо- и гетеро-*p-n*-структур  $\beta_\infty \approx 2$ , а у поверхностно-барьерных структур  $\beta_\infty \approx 1$ . У всех трех типов структур с повышением температуры увеличивается  $I_0$ , экстраполяции зависимости  $I_0(1/T)$  к бесконечно большой температуре



**Рис. 2.** Зависимость предэкспоненциального множителя  $I_0$  от температуры для 3-х типов структур. Цифры у кривых соответствуют обозначениям образцов в табл. 1, 2.

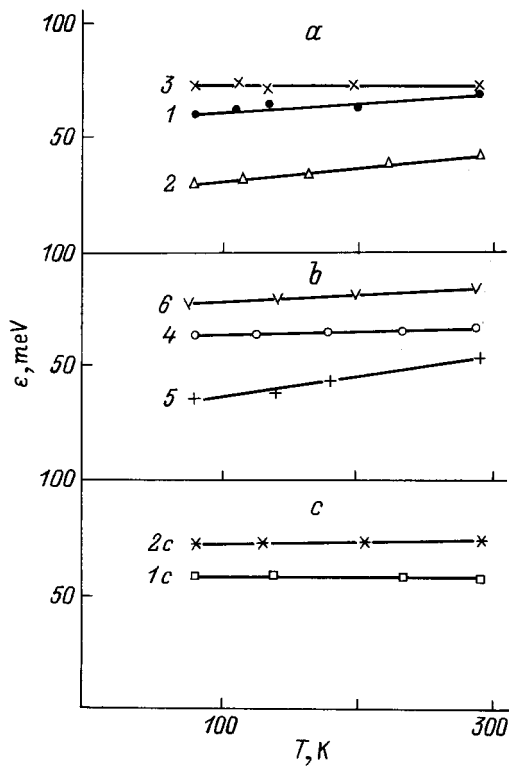


Рис. 3. Температурная зависимость характеристической энергии  $\epsilon$  для 3-х типов структур. Цифры у кривых соответствуют обозначениям образцов в табл. 1, 2.

дает значение, которое по порядку величины одинаково для всех структур:  $10^{-4} \div 10^{-5} \text{ A/cm}^2$  (рис. 4). Для гомо- и гетероструктур, чем меньше  $I_0$ , тем больше температурный коэффициент  $a = \Delta \ln I_0 / \Delta T$  (рис. 2).

### 5. Обсуждение результатов

5.1. Таким образом, во всех исследованных структурах прямой ток имеет одинаковую функциональную зависимость от напряжения и температуры, которая указывает на туннельный характер, несмотря на то что эпитаксиальные слои (нейтральные толщ) барьерных структур были невырожденными и имели концентрацию порядка  $(10^{16} - 10^{17}) \text{ cm}^{-3}$ .

Туннельные признаки вольт-амперных характеристик (ВАХ) наиболее четко проявляются при низких температурах, о чем свидетельствуют температурная независимость  $\epsilon$  (рис. 3) и слабая (не термоактивная) температурная зависимость  $I_0$  (рис. 2, 4). Наблюдаемое различие величин  $I_0$  у 3-х типов структур согласуется с разной высотой преодолеваемых потенциальных барьеров. Наименьшая высота потенциального барьера у гетеропереходов (задается шириной запрещенной зоны кремния  $E_g^{\text{Si}}$ ), наибольшая — у гомозонных  $p-n$ -переходов на основе GaP (задается  $E_g^{\text{GaP}}$ ).

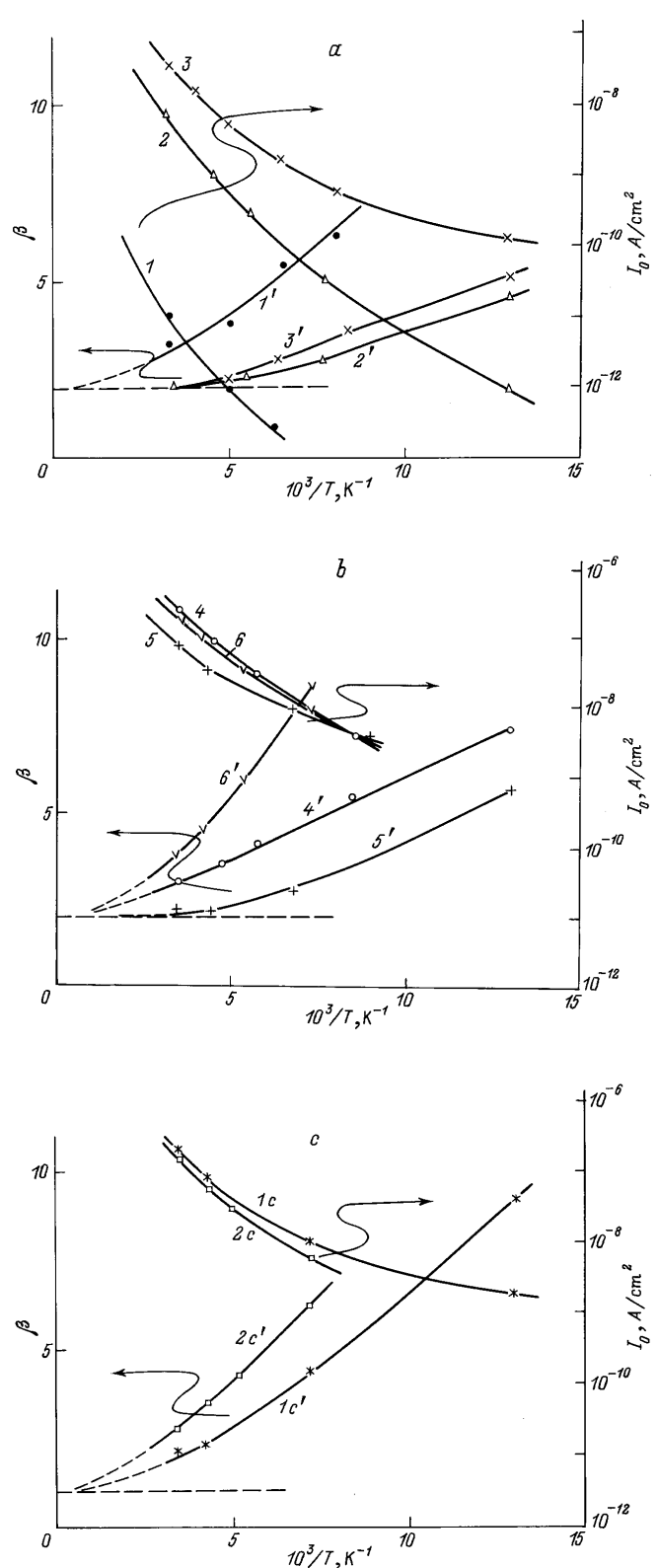


Рис. 4. Зависимость параметров  $I_0$  и  $\beta$  от обратной температуры для 3-х типов барьерных структур:  $a$  — гомо- $p-n$ ,  $b$  — гетеро- $p-n$ ,  $c$  —  $m-s$ . Цифры у кривых соответствуют обозначениям образцов в табл. 1, 2. Кривые, отмеченные номерами без штрихов, показывают температурную зависимость  $I_0$ , а со штрихами —  $\beta$ . Штриховыми прямыми указан уровень величины  $\beta_\infty$ .

5.2. *Характеристическая энергия  $\varepsilon$ .* Из невырожденности слоев, составляющих структуры, следует, что область объемного заряда  $W$  во всех 3-х типах структур была значительно шире, чем характерная длина туннелирования (иногда называемая туннельной длиной волны де Бройля)  $\lambda$ , т.е. все структуры были широкобарьерными по отношению к туннельному эффекту. Действительно, величину  $W$  можно оценить по формуле

$$W \simeq \left[ \frac{2\chi_0}{e} \left( \frac{\chi}{N} \right)_{\text{eff}} (U_s - U) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\chi_0$  — диэлектрическая постоянная,  $\chi$  — диэлектрическая проницаемость толщи полупроводника,  $e$  — заряд электрона,

$$\left( \frac{\chi}{N} \right)_{\text{eff}} = \begin{cases} \chi/n_n, & (3a) \\ \chi \left( \frac{1}{n_n} + \frac{1}{p_p} \right), & (3б) \\ \frac{\chi_n \chi_p}{(n_n \chi_n + p_p \chi_p)} \frac{(n_n + p_p)^2}{n_n p_p}, & (3в) \end{cases}$$

где  $n_n, p_p$  и  $\chi_n, \chi_p$  — концентрация основных носителей и относительная диэлектрическая проницаемость соответственно в толщах  $n$ - и  $p$ -типов барьерной структуры,  $eU_s$  — высота потенциального барьера (рис. 5). Формул (3а) — для барьеров Шоттки, (3б) — для гомо- $p$ - $n$ -переходов, (3в) — для гетеро- $p$ - $n$ -переходов.

$$eU_s \simeq \begin{cases} \varphi_b - \mu_n \simeq \frac{2}{3} E_g^{\text{GaP}} - \mu_n, & (4a) \\ E_g^{\text{GaP}} - \mu_n - \mu_p, E_g^{\text{GaAs}} - \mu_n - \mu_p, & (4б) \\ E_g^{\text{Si}} - \mu_p^{\text{Si}} - \mu_n^{\text{GaP, GaAs}}, & (4в) \end{cases}$$

где химические потенциалы  $\mu_n \simeq kT \ln N_c/n_n$ ,  $\mu_p \simeq kT \ln N_v/p_p$ . Формулы (4а) — для барьеров Шоттки, (4б) — для гомо- $p$ - $n$ -переходов, (4в) для гетеро- $p$ - $n$ -структур. Оценка толщины области объемного заряда дает  $W \simeq (0.2-0.5)$  мкм. Наряду с этим оценка длины туннелирования

$$\lambda = \hbar / \sqrt{2m^*e(U_s - U)}, \quad (5)$$

где  $m^*$  — эффективная масса электрона, дает  $\lambda = 1$  нм. Соотношение  $W \gg \lambda$  означает, что предполагаемое туннелирование имеет увеличенную вероятность туннельного перехода. Согласно [11–14], это может быть вызвано пространственно протяженной системой уровней в запрещенной зоне, которая обеспечивает не однократное, а так называемое многоступенчатое туннелирование (рис. 5), которое, по нашему предположению, может быть представлено одним эффективным однократным и облегченным (поэтому удлиненным) туннельным переходом, путем введения масштабного коэффициента  $r$  (коэффициента "разреженности" барьера), увеличивающего  $\lambda$ . Необходи-

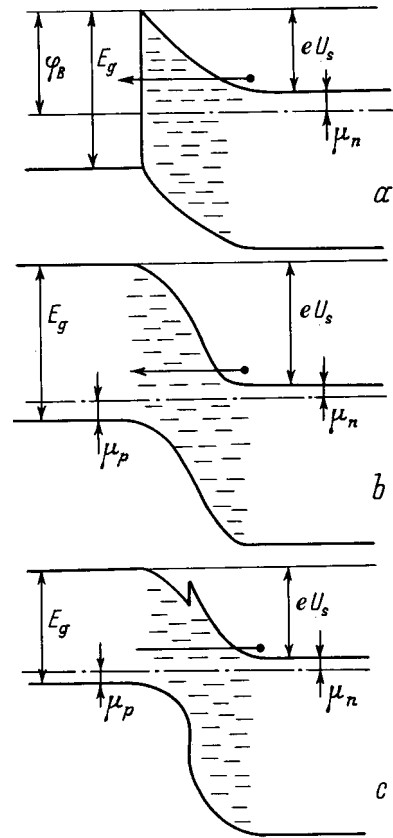


Рис. 5. Энергетические диаграммы барьеров для 3-х типов структур: а —  $m$ - $s$ , б — гомо- $p$ - $n$ , с — гетеро- $p$ - $n$ .

мая пространственно протяженная система энергетических уровней в запрещенной зоне обеспечивается дислокациями, пересекающими область объемного заряда барьерной структуры. В исследованных структурах такие дислокации могут зарождаться на гетерогранице и доходить до слоя объемного заряда.

Введение феноменологического масштабного коэффициента разреженности, увеличивающего длину туннелирования, увеличивает и вероятность туннелирования, что экспериментально проявляется в увеличении характеристической энергии  $\varepsilon$  по сравнению с его теоретическим значением  $\varepsilon_t$ . Действительно, ток  $I$  пропорционален вероятности туннелирования  $P$  сквозь барьер [15], а вероятность определяется отношением ширины барьера к туннельной длине волны де Бройля  $P \simeq \exp(-W/\lambda)$ , что после подстановки (2) и (5) дает

$$I \sim \exp \left[ -e(U_s - U)/\varepsilon_t \right], \quad (6)$$

где теоретическое значение

$$\varepsilon_t = \frac{\hbar e}{2} \left[ \frac{1}{\chi_0 m^*} \left( \frac{N}{\chi} \right)_{\text{eff}} \right]^{1/2}$$

и не превышает  $\varepsilon_t \simeq 10$  мэВ, что меньше экспериментальных значений (табл. 1). Таким образом, феноменологический коэффициент разреженности барьера  $r = \varepsilon/\varepsilon_t = 5 \div 10$ .

5.3. Температурная зависимость  $\varepsilon(T)$ . Отметим, что в некоторых образцах избыточный ток является не чисто туннельным, а термотуннельным. Термический характер проявляется, в частности, через более сильную (стремящуюся к экспоненциальной) зависимость  $I_0$  от  $1/T$  (рис. 4,  $a-c$ ) при высоких температурах. Другим термическим признаком, усиливающимся при повышении температуры, является температурная зависимость  $\varepsilon$  (рис. 3). Эту зависимость приближенно можно представить, как и в [16], в виде

$$\varepsilon(T) = \varepsilon_0 \operatorname{cth}(\varepsilon_0 / \beta_\infty kT). \quad (7)$$

В предельном случае высоких температур ( $T \rightarrow \infty$ ) формула (7) переходит в линейную зависимость  $\varepsilon(T) = \beta_\infty kT$  (соответственно характеристический коэффициент становится температурно независимым, так как  $\beta = \beta_\infty$ ) и соответствует термоэмиссионному току Бете в поверхностно-барьерных структурах ( $\beta_\infty = 1$ ) (экстраполяция на рис. 4,  $c$ ) и термоинжекционному току Шокли-Ной-Саа в  $p-n$ -переходах ( $\beta_\infty = 2$ ) (экстраполяция на рис. 4,  $a, b$ ). В предельном случае низких температур ( $T \rightarrow 0$ ) формула (7) дает температурную независимость характеристической энергии:  $\varepsilon(0) = \varepsilon_0$ . Функциональная температурная зависимость, вида (7) была теоретически выведена для модели термоэлектронного токопрохождения в узких барьерах Шоттки [11] и в неидеальных (с поверхностными состояниями на гетерогранице раздела) анизотипных гетеропереходах [12]. Ради согласия с экспериментальными результатами формула из работ [11–12] обобщена в работе [16] путем введения параметра  $\beta_\infty$ , что нашло подтверждение в этой работе.

5.4. Температурный коэффициент  $a$ . Величину температурного коэффициента  $a$  можно рассчитать исходя из (6)

$$I_0 \sim \exp\left[-eU_s(T)/\varepsilon(T)\right]. \quad (8)$$

Если в исследуемом диапазоне температур  $\varepsilon(T) = \varepsilon_0$  и практически не зависит от температуры, то  $a$  полностью определяется температурной зависимостью  $U_s(T)$ .

Линейная температурная зависимость  $U_s(T)$  выводится из (4), с учетом того, что  $E_g(T) = E_g(0) - \alpha T$  (на исследуемом участке):

$$a = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{2}{3} \alpha + k \ln \frac{N_c}{n_n} \right), \\ \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \alpha + k \ln \frac{N_c}{n_n} + k \ln N_v p_p \right), \end{cases}$$

где верхнее выражение справедливо для барьеров Шоттки, правое — для гомо- и гетеро- $p-n$ -структур,  $eU_s(0) = E_g(0)$  (для  $p-n$ -структур);  $eU_s(0) = (2/3)E_g(0)$  — для барьеров Шоттки. Полагая при оценках, что  $\alpha \simeq 0.4$  мэВ/К

(температурный коэффициент ширины запрещенной зоны),  $N_c \simeq N_v \simeq 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, получим  $a \simeq (0.5 - 2.0) \cdot 10^{-2}$  К<sup>-1</sup>.

Несколько более высокие экспериментальные значения  $a$  (табл. 2) обусловлены термотуннельным, а не чисто туннельным характером тока на экстраполируемом участке, из-за чего величина  $\varepsilon$  не является константной, как предполагалось при расчете, а растет с  $T$ , увеличивая  $a$ .

5.5. Низкотемпературной предэкспоненциальный множитель  $I_{00}$ . Если придерживаться предположения о дислокационной природе туннельно-избыточного тока, то его величину можно оценить по формуле

$$I = e\rho\nu P, \quad (10)$$

где  $\rho$  — плотность дислокаций,  $\nu \simeq 10^{13}$  с<sup>-1</sup>.

Действительно, число попыток туннелирования в единицу времени составляет  $\nu = 10^{13}$  с<sup>-1</sup>, число успешных попыток —  $\nu P$ , ток через одну дислокационную трубку —  $e\nu P$ , плотность тока через всю структуру —  $\rho e\nu P$ . Из (6) и (10) следует

$$I = e\rho\nu \exp\left[-eU_s(T)/\varepsilon(T)\right] \exp\left[eU/\varepsilon(T)\right] \quad (11)$$

и, следовательно,

$$I_{00} = e\rho\nu \exp\left[-\frac{eU_s(0)}{\varepsilon(0)}\right]. \quad (12)$$

В данной работе проверка взаимосвязи  $I_{00}$  и  $\varepsilon(0)$ , согласно (12), затруднена из-за того, что не разработан адекватный способ аппроксимации "горбатой"  $I-U$ -характеристики одной экспонентой, и поэтому существует неопределенность в значении  $\varepsilon$ .

Экспериментальные значения  $\varepsilon$  определяются на ограниченном участке напряжений и поэтому могут оказаться завышенными по сравнению со средним значением. Наименьшие отклонения должны быть у более широкозонных полупроводников, так как у них больше диапазон измеряемых напряжений в экспоненциальной части ВАХ, и поэтому больше возможностей ввести поправку на горбы. Несмотря на указанные трудности в точном определении  $\varepsilon$ , соответствие (12) соблюдается, например, для гомо- $p-n$ -структур, поверхностно-барьерных структур и для некоторых образцов гетеро- $p-n$ -структур, если плотность дислокаций принять  $\rho \simeq 10^7$  см<sup>-3</sup>.

## Заключение

Экспериментальные данные, обобщенные в настоящей работе [5–10], как и многочисленные ранее обобщенные данные [17,18], показывают, что прямой ток в барьерных структурах (гомо-, гетеро- $p-n$ - и  $m-s$ -) может иметь туннельное происхождение даже в широкобарьерных ( $W > \lambda$ ) структурах. Такой

туннельно-избыточный ток обусловлен дислокациями (протяженными дефектами), которые расположены в области объемного заряда, создают пространственно протяженную систему уровней в запрещенной зоне и тем самым облегчают туннелирование через барьер, созданный областью объемного заряда.

В настоящей работе показано, что такое облегченное туннелирование можно учесть феноменологически, введя свободный масштабный коэффициент разреженности барьера  $r$ , который увеличивает в  $r$  раз длину туннелирования на пути прохождения дислокационной трубки по сравнению с туннельной длиной волны де Бройля вне трубки.

Таким образом, всю прямую ветвь ВАХ и ее температурную зависимость оказывается возможным описать, используя всего только один феноменологический параметр разреженности. В настоящей работе  $r = 5 \div 10$ , а предполагаемые дислокации рождаются на гетерогранице слой-подложка ( $A^{III}B^V/Si$ ) и доходят до области пространственного заряда.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л.М. Федорову, Д.В. Сергееву и А.Н. Топчий за помощь в изготовлении образцов, а также А.М. Стрельчуку за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] T. Katoda, M. Kishi. J. Electron. Mater., **9**, 783 (1980).
- [2] S.F. Fang, S. Adomi, S. Lyer, H. Morkoc, H. Zabel. J. Appl. Phys., **68**, R31 (1990).
- [3] A. Georgakilas, P. Panayotatos, J. Stolmones, J.L. Christou. J. Appl. Phys., **71**, 2679 (1992).
- [4] В.М. Андреев, О.В. Сулима. Электронная промышленность, № 11, 24 (1990).
- [5] В.В. Евструпов, Ю.В. Жилиев, Р. Назаров, В.В. Россин, Л.М. Федоров, Ю.М. Шерняков. Письма ЖТФ, **19**, 61 (1993).
- [6] В.В. Евструпов, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, Д.В. Сергеев, Л.М. Федоров. ЖТФ, **63**, 41 (1993).
- [7] В.В. Евструпов, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, Д.В. Сергеев, Л.М. Федоров, Ю.М. Шерняков. ФТП, **27**, 1319 (1993).
- [8] В.В. Евструпов, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, Д.В. Сергеев, Л.М. Федоров. ФТП, **27**, 688 (1993).
- [9] В.В. Евструпов, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, Ю.Г. Садофьев, А.Н. Топчий, Н.Н. Фалеов, Л.М. Федоров, Ю.М. Шерняков. ФТП, **29**, 385 (1995).
- [10] А.В. Бобров, В.В. Евструпов, Ю.В. Жилиев, М.Г. Мынбаева, Н. Назаров. Письма ЖТФ, **19**, 30 (1993).
- [11] Р. Стрэттон. В сб.: *Туннельные явления в твердых телах* (М., Мир, 1973) с. 106.
- [12] А.Я. Шик. ФТП, **17**, 1295 (1983).
- [13] A.R. Riben, D.L. Feucht. Sol. St. Electron., **9**, 1055 (1966).
- [14] A.R. Riben, D.L. Feucht. Int. J. Electron., **20**, 583 (1966).
- [15] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Энергия, 1973).
- [16] В.В. Евструпов, А.М. Стрельчук. ФТП, **30**, 92 (1996).
- [17] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник* (М., Мир, 1975).
- [18] Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит. *Полупроводниковые гетеропереходы* (М., Сов. радио, 1979).

Редактор Т.А. Полянская

## Tunnel excess current in nondegenerated barrier ( $p-n$ and $m-s$ ) silicon-containing III-V compound semiconductor structures

V.V. Evstropov, Yu.V. Zhilayev, M. Dzhumayeva, N. Nazarov

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