

## НЕЙТРОННО-ОБЛУЧЕННЫЕ SiC(6H) *p-n*-СТРУКТУРЫ: ТОКОПРОХОЖДЕНИЕ

© В.В.Евстропов, А.М.Стрельчук

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 2 августа 1994 г. Принята к печати 20 марта 1995 г.)

Исследовано влияние нейтронного облучения на прямой и обратный токи эпитаксиальных *p-n*-структур на SiC(6H). В диапазоне плотностей прямого тока  $10^{-6} < j < 10^0$  А/см<sup>2</sup>, а также при обратных допробойных напряжениях наблюдался рост тока после облучения. В облученных *p-n*-структурах прямой ток экспоненциально зависит от напряжения в диапазоне температур 77÷700 К и плотностей тока  $10^{-6} \div 10^0$  А/см<sup>2</sup>; такой ток интерпретирован согласно модели термо-туннельного тока. Обратный ток, как и прямой, имеет признаки туннелирования. Признаки туннелирования у прямых токов в структурах, облученных нейтронами с энергией порядка 1 МэВ (доза  $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>), проявляются вплоть до температур 600÷700 К.

### 1. Введение

Известно, что облучение нейтронами таких полупроводников, как Si, GaAs, как правило, приводит к уменьшению времени жизни, концентрации и подвижности носителей заряда, причем наиболее радиационно-чувствительным параметром часто оказывается время жизни [1]. Исследование радиационной стойкости SiC показало, что облучение приводит к росту удельного сопротивления (за счет уменьшения концентрации и подвижности носителей заряда), и при нейтронном облучении данный эффект особенно заметен при дозах более  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>, т.е. больших, чем для Si и GaAs [2,3]. В большинстве других работ подтверждается этот факт. Кроме того, в ряде работ при исследовании влияния облучения на *p-n*-структуры на основе SiC отмечается рост обратных токов и прямых токов при малых смещениях. Однако детально механизм тока в *p-n*-переходе не исследовался [2,4]. Следует отметить, что в работе [4] на основании исследования монополярной и двойной инжекции до и после нейтронного облучения в *p-i-n*-структурах с широким компенсированным *i*-слоем сделан вывод о том, что уменьшения времени жизни при облучении не происходит (анализировался прямой ток, имевший степенную зависимость от напряжения).

## 2. Объекты исследования

В данной работе исследовано влияние нейтронного облучения на токопрохождение в резких асимметричных  $p^+ - n$ -структурах на основе SiC(6H). Эпитаксиальные  $n$ - и  $p^+$ -слои были изготовлены бесконтейнерной жидкостной эпитаксией в одном технологическом процессе [5]. В качестве подложек использовались монокристаллы SiC, изготовленные методом Лели. Рост эпитаксиальных слоев производился на грани (0001)Si. Концентрация нескомпенсированных доноров в  $n$ -слое составляла  $N_d - N_a = (0.5 \div 1) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Меза-структуры площадью  $\sim 10^{-3} \text{ см}^2$  были изготовлены реактивным ионно-плазменным травлением [6]. Контакт к  $p^+$ -слою осуществлялся напылением алюминия, к подложке — напылением хрома. Облучение проводилось нейтронами с энергией порядка 1 МэВ последовательно в два этапа: доза первого этапа  $5 \cdot 10^{13}$ , второго  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

## 3. Изменение вольт-амперных характеристик в результате облучения

Структуры, предназначенные для облучения, были из числа обычных структур, изготавливаемых методом бесконтейнерной жидкостной эпитаксии. До облучения прямая вольт-амперная характеристика (ВАХ) в диапазоне температур  $300 \div 800 \text{ K}$  имела два участка термоинжекционного тока, которые описывались зависимостью типа

$$j = j_0 \exp(qU/\varepsilon), \quad (1)$$

где

$$j_0 \sim \exp(-E_g/\varepsilon), \quad (2)$$

$$\varepsilon = \beta kT, \quad (3)$$

с коэффициентом  $\beta$ , не зависящим от температуры.  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

Термоинжекционные токи характеризовались  $\beta \simeq 2$  при плотностях тока до  $j \simeq 10^{-4} \text{ A/cm}^2$  и  $1 < \beta < 2$  при  $j > 10^{-4} \text{ A/cm}^2$  (см., например, [7]). Эти токи были описаны в моделях, рассматривающих рекомбинацию в слое объемного заряда (СОЗ)  $p - n$ -перехода или через глубокий уровень ([8],  $\beta = 2$ ), или через многоуровневый (многовалентный) центр ([9],  $1 < \beta < 2$ ).

После каждого облучения два экспоненциальных участка прямой ВАХ сохраняются и по-прежнему описываются формулой (1), но ток при заданном напряжении возрастает,  $\beta$  увеличивается по мере увеличения дозы облучения. Общая тенденция эволюции вольт-амперной характеристики — образование моноэкспоненциального участка во всей области токов (рис. 1,а). Изменяется и характер температурной зависимости ВАХ, в частности коэффициент  $\beta$  становится температурно-зависимым.

Обратные допробойные токи  $p - n$ -структур, имевшие до облучения малый вклад токов утечки, значительно возрастают после каждой дозы облучения (рис. 1,б). Обратные токи структур, имевших до облучения

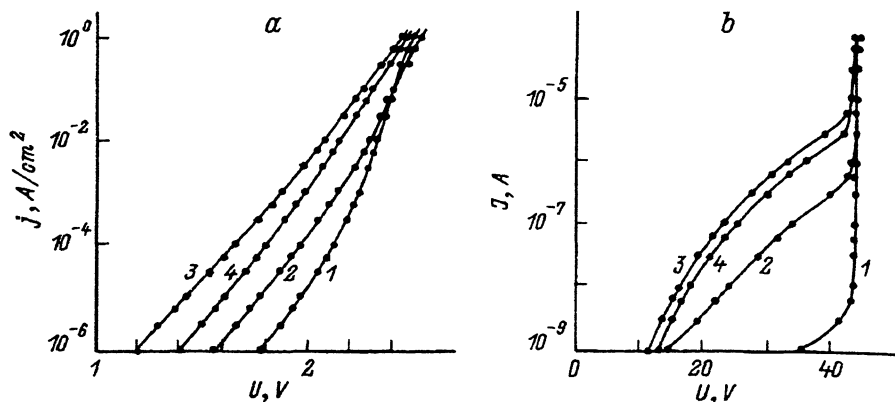


Рис. 1. Прямые (а) и обратные (б) вольт-амперные характеристики  $p$ - $n$ -структуры при комнатной температуре до облучения (1), после первой (2) и второй (3) доз облучения и последующего отжига при  $550^\circ\text{C}$  в течение 1 ч (4).

большой вклад токов утечки, изменяются незначительно или даже могут несколько уменьшиться (рис. 2, б) (данный эффект аналогичен обнаруженному в [2,4]). В области лавинного пробоя (микроплазменного) с ростом дозы облучения в большинстве случаев напряжение пробоя незначительно монотонно уменьшается (после второй дозы на  $\sim 1\%$  от исходного).

В области больших прямых токов падение напряжения слабо растет при облучении: после второй дозы сопротивление возрастает не более, чем на 10% от исходного (рис. 2, а).

Кроме того следует отметить, что в результате облучения заметно снижается эффективность инжекционной электролюминесценции.

Отжиг (при  $550^\circ\text{C}$  в течение 1 ч) приводит к частичному восстановлению исходных характеристик (рис. 1, а, б, кривые 4).

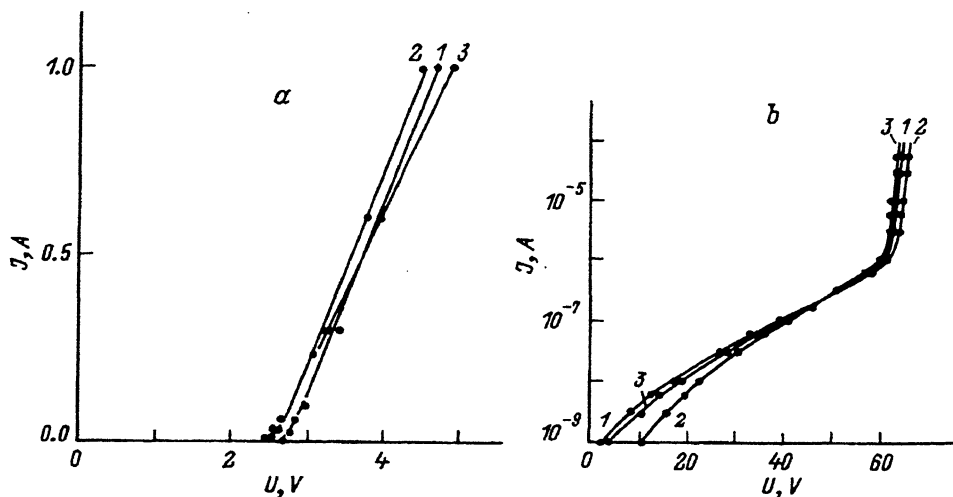


Рис. 2. Прямые (а) и обратные (б) вольт-амперные характеристики  $p$ - $n$ -структуры с большими токами утечки при комнатной температуре до облучения (1), после первой (2) и второй (3) доз облучения.

#### 4. Температурная зависимость вольт-амперных характеристик облученных структур

Температурные зависимости прямых и обратных токов приведены на рис. 3, а, б.

*Прямой ток.* Из рис. 3, а видно, что при всех температурах сохраняется общий вид прямой ВАХ: она состоит из двух экспоненциальных участков типа  $j = j_0 \exp(qU/\beta kT)$ . При высоких температурах характеристический коэффициент  $\beta = \varepsilon/kT$  практически не зависит от температуры и близок к  $\beta = 2$  на нижнем участке ВАХ и к  $\beta = 1.5$  (для рассматриваемой структуры) — на верхнем. Однако при понижении температуры  $\beta$  растет и наблюдается тенденция к параллельному сдвигу соответствующих участков ВАХ, т.е. характеристическая энергия  $\varepsilon = \beta kT$  перестает зависеть от температуры (рис. 4, а). Температурная зависимость предэкспоненты  $j_0$  в области низких температур слабая, а в области высоких температур близка к экспоненциальной (рис. 4, б).

*Обратный допробойный ток p-n-структур* как при комнатной, так и при более высоких температурах описывается зависимостью от напряжения, близкой к степенной:  $j \sim U^m$ , где  $m$  монотонно уменьшается с ростом температуры ( $m \approx 7$  при комнатной температуре и  $m \approx 4$  при  $T = 540$  К). Температурная зависимость тока — достаточно слабая (рис. 3, б).

#### 5. Механизм тока в облученных структурах

*Прямой ток.* Как следует из экспериментальных данных, при высоких температурах прямые токи в исследованных облученных структурах качественно соответствуют моделям чисто термических (термоинжекционных) токов [8,9], для которых наиболее характерными признаками являются температурная независимость  $\beta$  и термоактивационная зависимость  $j_0$  с энергией активации, примерно равной  $E_g/\beta$ .

При низких температурах прямые токи в облученных структурах качественно соответствуют модельным представлениям об избыточных туннельных токах [10], для которых характерными признаками являются температурная независимость  $\varepsilon$  и слабая (не термоактивационная, как для термоинжекционных токов) температурная зависимость  $j_0$ . Величины  $\varepsilon_0$  для нижнего и верхнего участков ВАХ (80 и 50 мэВ соответственно) близки к величине  $\varepsilon$  для туннельных токов, наблюдавшихся в [11] ( $\varepsilon = 20 \div 70$  мэВ), однако  $j_0 \leq 10^{-15}$  А/см<sup>2</sup>, т.е. значительно меньше, чем в [11], где  $j_0 \sim 10^{-8}$  А/см<sup>2</sup>. Экспериментальная температурная зависимость  $j_0$  оказывается более сильной, чем для модельных туннельных токов [9], где она определяется главным образом температурной зависимостью ширины запрещенной зоны.

Для описания наблюдавшихся прямых токов использованы функциональные зависимости, приведенные в работе [12] как для термоактивационного, так и для туннельного преодоления носителями потенциальных барьеров в неидеальных (содержащих дефекты на границе) гетеропереходах. Эти зависимости в случае гомоперехода даются формулами (1) и (2), в которых температурная зависимость  $\varepsilon$  дается не

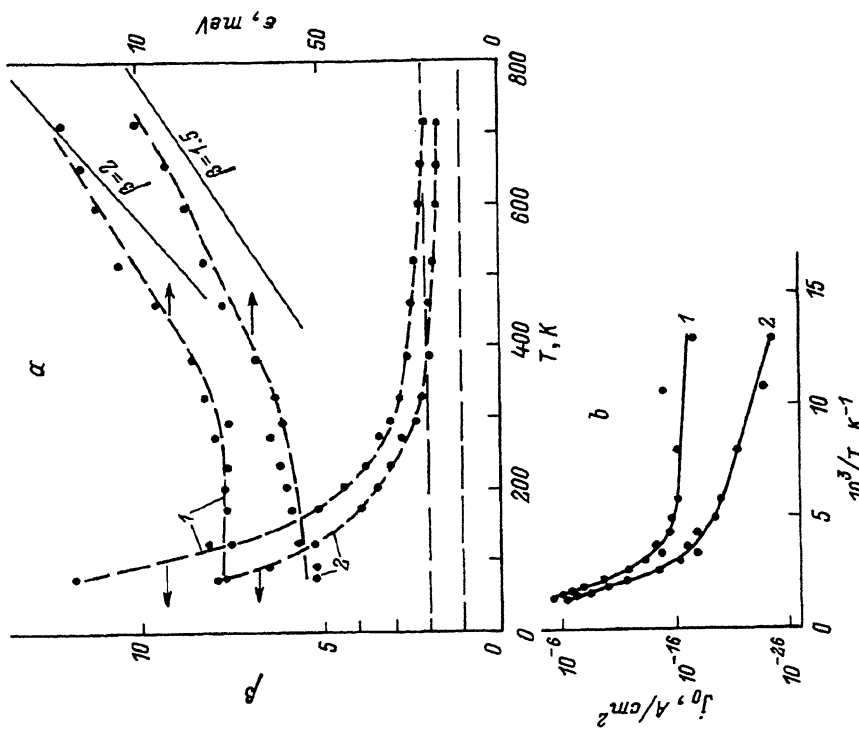


Рис. 4. Температурные зависимости параметров  $\beta$ ,  $\epsilon$  (а) и  $j_0$  (б) нижнего (1) и верхнего (2) участков прямой вольт-амперной характеристики.

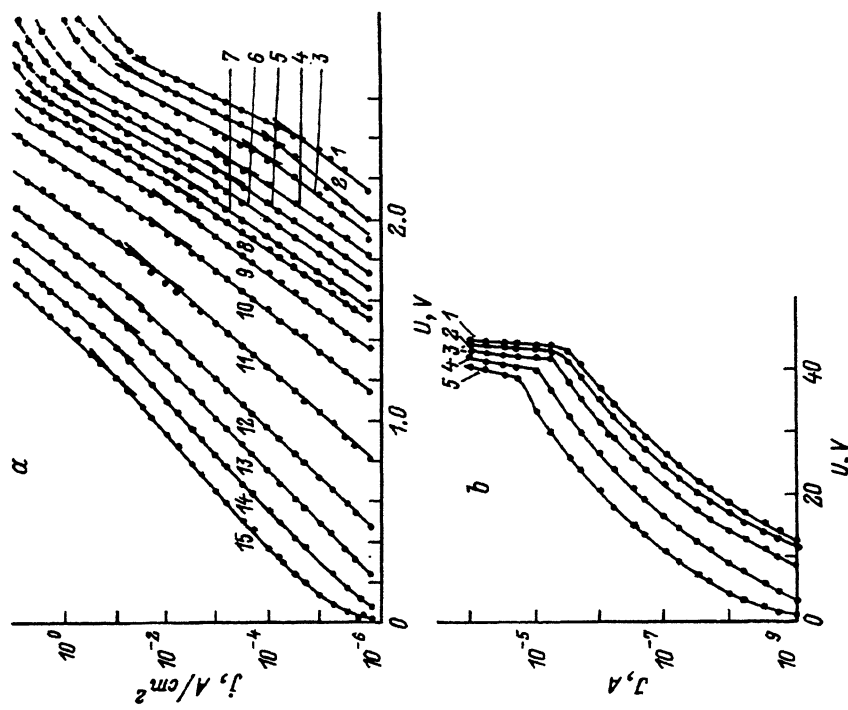


Рис. 3. Прямые (а) и обратные (б) вольт-амперные характеристики  $p-n$  структуры после двух доз облучения и отжига. а —  $T, K$ : 1 — 77, 2 — 93, 3 — 125, 4 — 173, 5 — 203, 6 — 234, 7 — 274, 8 — 295, 9 — 331, 10 — 385, 11 — 462, 12 — 519, 13 — 598, 14 — 655, 15 — 716. б —  $T, K$ : 1 — 295, 2 — 335, 3 — 391, 4 — 465, 5 — 541.

формулой (3), а заменена на термотуннельную

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_0 \operatorname{cth} \frac{\epsilon_0}{\beta_{\infty} kT}. \quad (4)$$

Для лучшего сопоставления с экспериментом зависимость (4) представлена в более общем, чем в работе [12], виде за счет введения коэффициента  $\beta_{\infty}$ . Здесь  $\epsilon_0$  — температурно-независимая характеристическая энергия, зависящая от эффективной массы носителя, туннелирующего через барьер. Из (2) и (4) видно, что при  $\epsilon_0 \ll kT$   $j_0 \sim \exp(-E_g/\beta_{\infty} kT)$ , т.е. происходит термоактивационное преодоление барьера, а при  $\epsilon_0 \gg kT$   $j_0 \sim \exp(-E_g/\epsilon_0)$  — туннельное преодоление барьера. Определяя  $\beta_{\text{eff}}$  как  $\beta_{\text{eff}} = \epsilon_{\text{eff}}/kT$ , получим, что в общем случае  $\beta_{\text{eff}}$  растет с понижением температуры и асимптотически стремится к  $\beta_{\infty}$  при высоких температурах. Из выражений (2) и (4) следует, что в случае соответствия модели экспериментальные зависимости от температуры предэкспоненциального множителя  $j_0$  и характеристической энергии  $\epsilon$ , построенные в координатах

$$\beta \lg j_0 - (T^{-1}), \quad (5)$$

$$\left( \operatorname{Arth} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right)^{-1} - (T), \quad (6)$$

должны представлять собой прямые линии.

Из рис. 5 видно, что соответствие хотя и не полное, но можно считать его достаточно хорошим, особенно для верхнего участка ВАХ.

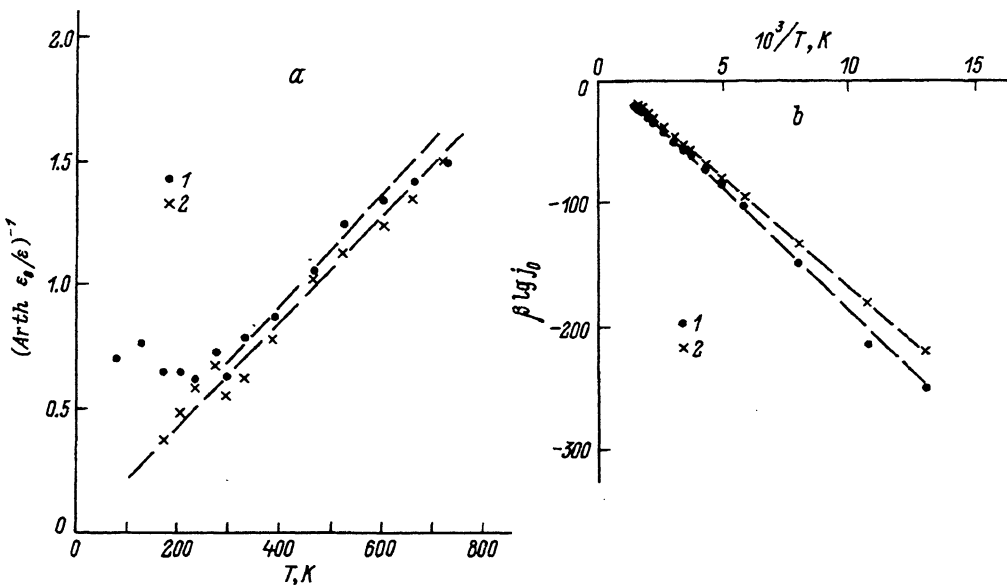


Рис. 5. Температурные зависимости параметров  $\epsilon$  (а) и  $j_0$  (б) нижнего (1) и верхнего (2) участков прямой вольт-амперной характеристики, построенные в координатах модели [12]. а — линиями показан расчет  $\operatorname{Arth}(\epsilon_0/\epsilon_{\text{eff}})$  при  $\epsilon_0 = 70$  мэВ,  $\beta_{\infty} = 1.9$  (верхняя прямая) и  $\epsilon_0 = 58$  мэВ,  $\beta_{\infty} = 1.45$  (нижняя). б — линии проведены через экспериментальные точки; значения  $j_0$  взяты в  $A/\text{см}^2$ .

Следует подчеркнуть, что обнаруженные термотуннельные токи не являются простой суммой независимых туннельного и термического токов, а реализуется единый термотуннельный механизм тока.

Итак, можно сделать вывод, что облучение привело к трансформации термических (термоинжекционных) токов в термотуннельные, т.е. туннельный механизм при преодолении барьера приобрел большее значение по сравнению с термическим, причем незаметен параллельный сдвиг ВАХ при облучении, который свидетельствовал бы об изменении времени жизни носителей.

Обратим внимание, что туннелирование в  $p-n$ -структурах на основе  $\text{SiC}(6H)$  может иметь место не только после нейтронного облучения. Так, при исследовании необлученных структур установлены следующие два факта:

— при охлаждении структур до температур ниже  $150\div 250$  К термотуннельные токи начинают проявляться даже в тех структурах, в которых при комнатной температуре их не было;

— в некоторых структурах термотуннельные токи проявляются при комнатной и более высоких температурах, свидетельствуя об эквивалентности (по такому критерию, как характер изменения механизма тока) облучения и тех технологических факторов, которые определяют дефектность материала (известно, что именно наличие дефектов способствует процессам туннелирования [10,12]).

В связи со сказанным достаточно правдоподобным кажется следующее предположение: наблюдавшиеся многими исследователями  $p-n$ -структур на основе  $\text{SiC}(6H)$  (начиная с 1957 г. [13]) достаточно протяженные экспоненциальные участки прямой ВАХ с  $\beta$ , зависящим от температуры, и (или) с  $\beta > 2$  соответствуют модели термотуннельных, а не чисто термических токов.

*Обратный ток.* Характер зависимостей обратного тока от напряжения (степенная зависимость с большим показателем степени), его величина и относительно слабая температурная зависимость по сравнению с температурной зависимостью обратного термического (термогенерационного) тока делают вероятным предположение о термотуннельных механизмах также и обратного тока.

## 6. Заключение

Итак, установлено, что в  $p-n$ -структурах на основе  $\text{SiC}(6H)$  нейтронное облучение приводит к трансформации прямых токов из термических (термоинжекционных) в термотуннельные и появлению значительных избыточных обратных допробойных токов, которые, по всей вероятности, также являются термотуннельными.

Кроме того, есть основания утверждать, что не только в облученных, но и в необлученных  $p-n$ -структурах на основе  $\text{SiC}(6H)$  прямой ток является термотуннельным, т.е. чисто термическим при высоких температурах и приобретает туннельные признаки при низких. Положение температурной границы перехода к чисто термическому току характеризует качество  $\text{SiC}$ , так как определяется степенью его дефектности.

Авторы благодарят В.А.Дмитриева, инициировавшего исследования характеристик нейтронно-облученных структур и изготовившего  $p-n$ -структуры, А.Л.Сыркина за изготовление омических контактов и травление меза-структур, В.В.Сидорина и О.Ф.Бышка за проведение облучения, И.В.Попова за обсуждение результатов, В.Е.Челнокова за интерес к работе.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства обороны США.

### Список литературы

- [1] Ф.П. Коршунов, Г.В. Гатальский, Г.М. Иванов. *Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах* (Минск, Наука и техника, 1978).
- [2] L.W. Aukerman, H.C. Gorton, R.K. Willardson, V.E. Bryson major. *Proc. Conf. on Silicon Carbide*, ed. by J.R.O'Connor, J.Smiltens (Pergamon Press, 1960, p. 388).
- [3] Ю.Н. Николаев. *Электрон. техн.*, сер. 2, вып. 3, 54 (1966).
- [4] И.В. Рыжиков, И.Л. Касаткин, Е.Ф. Уваров. *Электрон. техн.*, сер. 2, вып. 4, 9 (1981).
- [5] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, И.В. Коркин, Я.В. Морозенко, И.В. Попов, Т.А. Сидорова, А.М. Стрельчук, В.Е. Челноков. *Письма ЖТФ*, **11**, 238 (1985).
- [6] И.В. Попов, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. *Письма ЖТФ*, **12**, 240 (1986).
- [7] М.М. Аникин, В.В. Евстропов, И.В. Попов, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. *ФТП*, **23**, 1813 (1989).
- [8] С.-Т. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. *Proc. IRE*, **45**, 1228 (1957).
- [9] В.В. Евстропов, К.В. Киселев, И.Л. Петрович, Б.В. Царенков. *ФТП*, **18**, 1852 (1984).
- [10] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [11] И.В. Рыжиков. *Электрон. техн.*, сер. 2, вып. 3, 3 (1970).
- [12] А.Я. Шик. *ФТП*, **17**, 1295 (1983).
- [13] L. Patrick. *J. Appl. Phys.*, **28**, 765 (1957).

Редактор Л.В. Шаронова

## Neutron irradiated SiC(6H) $p-n$ structures: current-voltage characteristics

V.V.Evstropov, A.M.Strel'chuk

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

The effect of neutron irradiation on forward and reverse currents in SiC(6H) epitaxial  $p-n$  structures was investigated. The forward current in the range of current densities  $10^{-6} < j < 10^0$  A/cm<sup>2</sup> and the reverse current in the range of voltages lower than the breakdown voltage have increased as a result of irradiation. In the irradiated  $p-n$  structures the forward current varied exponentially with the voltage in the temperature range 77–700 K and within the current range  $10^{-6}$ – $10^0$  A/cm<sup>2</sup>. The current-voltage characteristic was interpreted in terms of a model of the thermally-assisted tunnel current. The reverse current in the irradiated structures showed features that are typical of the tunnel current. In structures irradiated with neutrons of about 1 MeV (the dose was  $5 \cdot 10^{14}$  cm<sup>-2</sup>) the tunneling features of the forward current were observed up to 600–700 K.