

## ОБРАЗОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ НИТЕЙ ЛАВИННОГО ТОКА В ОБРАТНОСМЕЩЕННЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ НА ОСНОВЕ $6H$ -SiC

Ващенко В. А., Водаков Ю. А., Гафийчук В. В., Дацко Б. И.,  
Кернер Б. С., Литвин Д. П., Осипов В. В., Роенков А. Д.,  
Санкин В. И.

Основные особенности ранее обнаруженного расслоения электронно-дырочной плазмы в  $\alpha$ -SiC при лавинной пробое  $p-n$ -переходов подтверждены численным решением дифференциальных уравнений согласно предложенной модели.

Эволюция нитей тока, проявляющаяся в виде уменьшения их числа и увеличения размера, вплоть до образования одношнурового состояния связана, как показано в работе, с возрастанием температуры решетки в результате джоулева разогрева. Однако качественные свойства токового шнура обусловлены электронным механизмом, а именно возрастающей зависимостью скорости ударной ионизации от концентрации неравновесных носителей тока.

### 1. Физика образования нитей лавиного тока

В работе [1] был обнаружен эффект расслоения исходно однородного распределения лавинного тока в обратносмещенных  $p-n$ -переходах на основе  $6H$ -SiC. В результате расслоения образовывались сложные двумерные статистические диссипативные структуры в виде многочисленных ярко светящихся

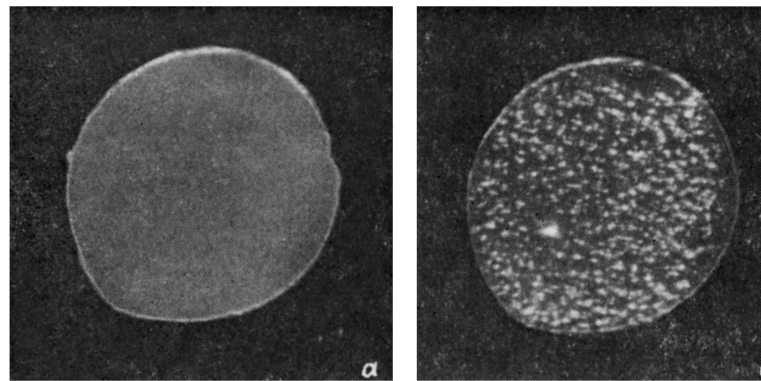


Рис. 1. Фотографии излучения при лавинном пробое.  
а — однородная картина, б — расслоение тока при лавинном пробое.

нитей лавинного тока. В эксперименте расслоение лавинного тока проявлялось в смене при плотностях тока больше некоторого критического значения  $J_c$  однородной картины (рис. 1, а) лавинного пробоя на резко неоднородную по площади  $p-n$ -перехода (рис. 1, б). Обнаруженное явление было объяснено возрастающей зависимостью средней скорости ионизации  $\nu_i$  носителей тока в области пространственного заряда (ОПЗ)  $p-n$ -перехода от их концентрации

$(n)^{-1}$  и сильной зависимостью ударной ионизации в локальных областях  $p-n$ -перехода от падения напряжения на квазинейтральных областях структуры при растекании по ним тока.

Предложенная в [1] модель, объясняющая эффект расслоения, списывается системой двух уравнений — баланса средней по толщине ОПЗ концентрации электронов

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta_{\perp} + nv_i(n, V_i) - \frac{n}{\tau_n} + G_{\tau} \quad (1)$$

и непрерывности полного тока в квазинейтральных  $n$ - или  $p$ -областях структуры

$$C \frac{\partial V_i}{\partial t} = \sigma \tilde{W} \Delta_{\perp} V_i - J + (V - V_i) \rho^{-1}, \quad (2)$$

где  $v_i$  — средняя по толщине ОПЗ скорость ионизации носителей, связанная с коэффициентом умножения  $M$  очевидным соотношением  $M = (1 - v_i \tau_n)^{-1}$ ,  $V_i$  — падение напряжения на ОПЗ  $p-n$ -перехода,  $J = env_n$  — плотность лавинного тока,  $D$  и  $v_n$  — коэффициент диффузии и дрейфовая скорость электронов в ОПЗ,  $\tau_n = W/v_n$  — время пролета носителей через ОПЗ  $p-n$ -перехода,  $W$  — толщина ОПЗ,  $c$  — удельная емкость  $p-n$ -структуры,  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2}$ , ось  $z$  выбрана по нормали к плоскости  $p-n$ -перехода,  $W$  — эффективная толщина растекания тока в базе  $p$ - или  $n$ -квазинейтральных областях,  $V$  — полное падение напряжения на  $p-n$ -структуре,  $C_{\tau}$  — скорость тепловой и туннельной генерации в ОПЗ. Учтено, что в исследованных  $p-n$ -переходах  $\rho_n = \frac{W_n}{\sigma_n} \gg \rho_p = \frac{W_p}{\sigma_p}$ , где  $\sigma_n$ ,  $\sigma_p$  и  $W_n$ ,  $W_p$  — проводимости и толщины  $n$ - и  $p$ -квазинейтральных областей, поэтому в (2) величины  $W = W_n$ ,  $\sigma = \sigma_n$ ,  $\rho = \rho_n$ . Из (1) и (2) видно, что характерная пространственная длина изменения концентрации носителей в ОПЗ равна  $l = \sqrt{D \tau_n}$ , а характерная длина изменения падения напряжения на ОПЗ  $V_i$  есть  $L = \sqrt{\tilde{W} W} \approx W$ .

Из линейного анализа (1), (2) следует [1], что однородное распределение лавинного тока при  $J > J_c$  теряет устойчивость относительно аperiodического нарастания флуктуаций  $n$  и  $V_i$  с волновым числом  $k_0 \approx (LL)^{-1/2}$ . Расслоение лавинного тока связано с тем, что при малом локальном увеличении лавинного тока в области размера  $d \sim k_0^{-1}$  ( $l \ll d \ll L$ ) возрастает скорость ударной ионизации в этой области, что в свою очередь приводит к увеличению плотности лавинного тока.

Такое лавинообразное нарастание плотности лавинного тока в области размером  $d \ll L$  практически не подавляется падением напряжения на квазинейтральных областях структуры вследствие сильного растекания тока по этим квазинейтральным областям. Именно поэтому расслоение лавинного тока наблюдалось в [1] при положительном дифференциальном сопротивлении  $p-n$ -структуры: однородное увеличение лавинного тока полностью подавляется соответствующим однородным увеличением падения напряжения на квазинейтральных областях. В рассматриваемом случае  $l \sim 10^{-6}$  см на несколько порядков меньше  $L \sim 10^{-1}$  см. Благодаря этому расслоение лавинного тока происходит уже при слабой возрастающей зависимости  $v_i(n)$ , т. е. при относительно малом значении плотности лавинного тока  $J_c \sim 10$  А/см<sup>2</sup>.

Численное решение нелинейных уравнений (1), (2) было выполнено в работе [3]. В одномерном случае нити лавинного тока имеют вид узких пиковых диссипативных структур (рис. 2). В них концентрация носителей в ОПЗ, а следовательно, и плотность лавинного тока во много раз превосходят среднее зна-

<sup>1</sup> Известно, что в полупроводнике со сверхрешеткой (СР) вследствие брэгговского отражения от края мини-зоны разогрев электронного газа полем, параллельным оси СР, и, следовательно, ударная ионизация затруднена [3]. Разогрев электронов в направлении, перпендикулярном полю, происходит за счет рассеяния на фононах, а при увеличении плотности тока и за счет межэлектронных столкновений. Последним может быть обусловлена возрастающая зависимость  $v_i$  от  $n$ , приводящая к расслоению лавинного тока, которое наблюдается лишь тогда, когда электрическое поле параллельно оси СР.

чение лавинного тока в структуре  $J=J/S$  ( $I$  и  $S$  — полный ток и площадь  $p-n$ -перехода), а тем более превосходят минимальное значение плотности тока между нитями тока. Например, изменение падения напряжения на ОПЗ  $p-n$ -перехода оказывается очень плавным: относительная разность между минимальным значением  $V_i^{\min}$  (в центре нити тока) и максимальным (между нитями тока) составляет всего 0.05 %. Это приводит к тому [3], что при расслоении лавинного тока в рассматриваемом  $p-n$ -переходе и образовании в нем нитей тока большой амплитуды (рис. 2) полный ток  $I$  в структуре меняется слабо (при использованных в [3] численных параметрах  $p-n$ -перехода относительное изменение полного тока составляет 0.01 %). Аналогичная ситуация реализуется и при

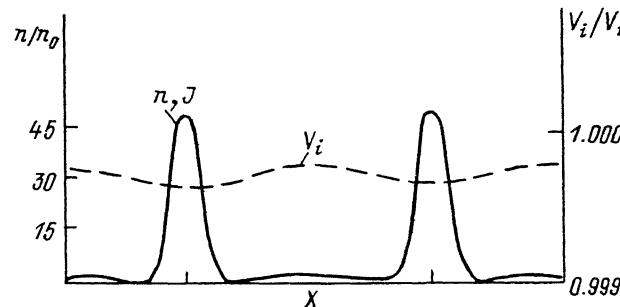


Рис. 2. Распределение тока и напряжения в  $p-n$ -переходе при расслоении лавинного тока.

дальнейшем увеличении полного тока [3], когда в соответствии с общей теорией [4, 5] происходит эволюция одной пиковой структуры в другую. Эти результаты численного анализа находятся в качественном соответствии с результатами эксперимента, в котором на однозначной ВАХ  $p-n$ -перехода не удается зафиксировать скачки полного тока  $I$  при образовании и эволюции нитей лавинного тока.

## 2. Эволюция нитей тока при изменении температуры $p-n$ -структуры

Проведенное выше рассмотрение физики и свойств нитей лавинного тока, спонтанно образующихся в  $p-n$ -переходе при токе больше некоторого критического  $I=I_c$ , не учитывало возможный джоулев разогрев  $p-n$ -структуры, поданной на него мощностью  $P=IV$ . В случае статического режима это справедливо при малых значениях тока или при наличии хорошего теплоотвода. В случае больших токов для избежания джоулева разогрева необходимо использовать импульсное задание тока через  $p-n$ -переход. В этом случае проведенные в данной работе экспериментальные (раздел 3) и численные исследования (раздел 4) показывают, что вид и свойства нитей тока не меняются, когда длительность импульса тока  $\tau_i$  много больше характерных времен задачи (1), (2)  $\tau_v$ ,  $\tau_n$ , но  $\tau_i \ll \tau_r$  — характерного времени разогрева решетки структуры (обычно  $\tau_r > 10^{-6}$  с).

Если указанные выше условия не выполняются и разогревом решетки  $p-n$ -структуры пренебречь нельзя, то эволюция нитей лавинного тока в статическом режиме, а также кинетика расслоения лавинного тока в импульсном режиме будут существенно качественно отличаться от рассмотренных в работе [3]. Это связано с тем, что по мере разогрева решетки  $\alpha\text{-SiC}$ , как известно [2], напряжение лавинного пробоя  $p-n$ -перехода уменьшается [т. е. скорость ионизации  $v_i$  в (1) является возрастающей функцией не только  $n$  и  $V$ , но и температуры решетки  $T$ ]. В свою очередь скорость ионизации  $v_i$  сильно зависит от напряжения пробоя. Поэтому уже небольшое относительное уменьшение напряжения пробоя, вызванное джоулевым разогревом, оказывает существенное влияние на свойства нитей тока. При достаточно больших значениях  $I$  в статическом режиме работы джоулев разогрев решетки

$$\Delta T = T - T_i = IVR_s \quad (3)$$

( $T_i$  — температура тепловода,  $R_T$  — тепловое сопротивление структуры) оказывается порядка  $\Delta T \sim 50-100$  К, а соответствующее изменение напряжения лавинного пробоя составляет 1—2 В. С помощью численного моделирования установлено, что такое уменьшение лавинного пробоя приводит к тому, что по мере увеличения тока и соответствующего увеличения температуры  $T$  размер («толщина») нитей лавинного тока возрастает, а их первоначальное количество в образце уменьшается. В конечном итоге, начиная с некоторого достаточно большого тока  $I = I_m > I_c$  ( $I_c$  — значение тока, при котором однородное распределе-

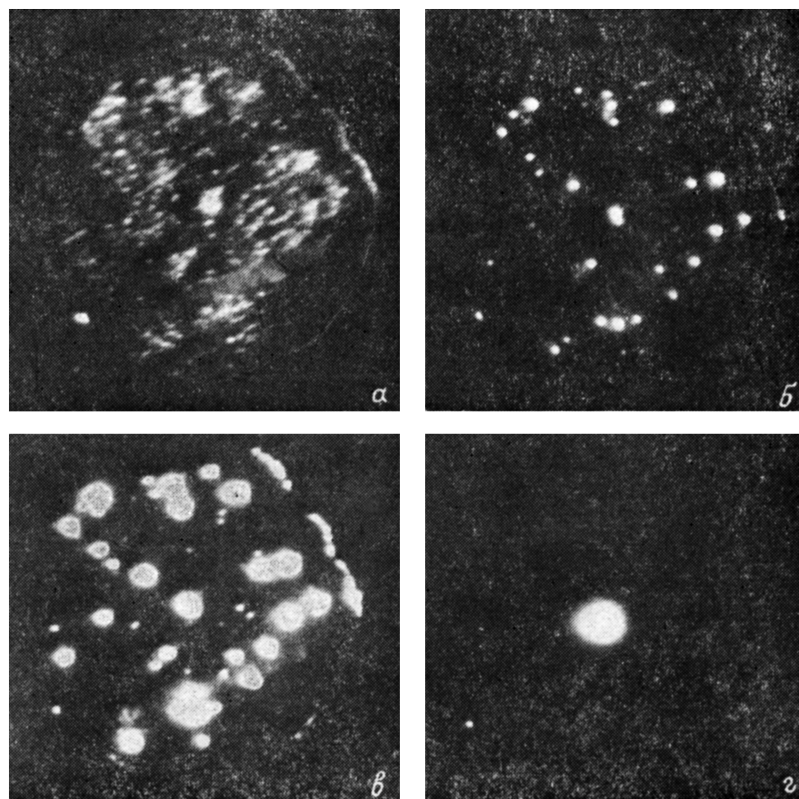


Рис. 3. Кинетика нитей лавинного тока в импульсном режиме.

$\Delta t$ , мкс: 0.2 (а), 1.2 (б), 7 (в), 100 (г).

ние тока расслаивается) все нити тока сливаются в одну, образуя одиночный шнур тока. Характерное время процесса этого  $\sim \tau_T$ , поэтому при  $I > I_m$  наблюдается только одношнуровое состояние.

Подчеркнем, что многие качественные свойства этого шнура принципиально отличаются от хорошо известных тепловых шнуров, образующихся при тепловой неустойчивости в различных распределенных системах [6]. Так, по мере увеличения полного тока  $I$  рассматриваемый ионизационный шнур тока в отличие от теплового шнура не сужается, а, наоборот, расширяется, а плотность тока в центре шнура уменьшается [7]. Эти качественные отличия рассматриваемого ионизационного шнура от теплового связаны с тем, что существование ионизационного шнура также как и многочисленных нитей тока, реализующихся в отсутствие разогрева решетки, обусловлено возрастающей зависимостью скорости ионизации носителей в ОПЗ от их концентрации. Джоулев разогрев решетки здесь играет вторичную роль, вызывая последовательную (по мере роста тока) «перекачку» многочисленных нитей тока в одиночную нить — шнур тока.

Эти же качественные выводы о влиянии джоулевого разогрева решетки  $p-n$



структуры на свойства нитей тока подтверждаются экспериментальными и численными исследованиями кинетики расслоения тока в импульсном режиме. Как и следовало ожидать из результатов исследований в статическом режиме, в импульсном режиме после подачи в некоторый момент времени  $t=0$  на  $p-n$ -структуры импульса тока величиной  $I > I_m$  сначала за время, меньшее  $2 \cdot 10^{-8}$  с,<sup>2</sup> происходит расслоение лавинного тока на многочисленные узкие пичковые нити лавинного тока (рис. 3, а). Вид этих диссипативных структур практически не меняется в течение времени  $\Delta t_1$ , до тех пор пока не начинается заметный разогрев решетки полупроводника. В эксперименте это время зависит от значения тока  $I$  и при  $I=5I_m$  составляет  $\Delta t_1 \sim 10^{-7}$  с, которое на 4 порядка превышает время формирования исходной диссипативной структуры. Этот разогрев приводит к тому, что при  $t > \Delta t_1$  как в эксперименте, так и в численном расчете наблюдается последовательная (во времени) перекачка нитей тока, т. е. уменьшение их количества (рис. 3, б).

Таким образом, при  $t > \Delta t_1$  в разные моменты времени в образце существуют различные квазистационарные состояния в виде разного количества нитей тока, причем количество нитей тока в этих состояниях тем меньше (а размер нитей тем больше), чем больше времени прошло с начала подачи импульса тока (рис. 3, в). Когда это время превышает некоторое критическое значение  $t_m$ , зависящее от полного тока  $I$ , все нити сливаются в одну и образуется рассмотренный выше один шнур тока (рис. 3, г). Очевидно, что величина  $t_m$  должна быть тем меньше, чем больше значение  $I$ , поскольку в этом случае происходит более быстрый разогрев структуры. С другой стороны, если величина  $I < I_m$ , то в импульсном режиме шнур не образуется при сколь угодно большой длительности импульса, а возникает статическое состояние в виде многих нитей тока, число которых тем меньше (а размер тем больше), чем ближе величина  $I$  к значению  $I_m$ .

Для более строгого обоснования влияния джоулева разогрева на процесс укрупнения нитей и уменьшения их количества в  $p-n$ -переходе были проведены экспериментальные исследования, в которых осуществлялся внешний локальный разогрев от дополнительного источника разогрева.<sup>3</sup> Как и следовало ожидать, при  $I_c < I < I_m$ , когда в статическом режиме стабильно существуют многочисленные нити тока, дополнительный разогрев структуры от внешнего источника приводит в окрестности этого локального разогрева к укрупнению размеров нитей и уменьшению их числа (вплоть до образования одной нити). При этом вне области локального разогрева вид и свойства нитей не меняются. Этот результат, в частности, объясняет тот экспериментальный факт, что при внешнем разогреве решетки  $p-n$ -перехода (и при неизменном полном токе  $I$ ) происходят укрупнение нитей во всем образце и уменьшение их количества, т. е. наблюдается та же картина, что и при джоулевым разогреве структуры. Отсюда становится ясным, почему в эксперименте ток образования шнура  $I=I_m$  уменьшается с ростом температуры  $T$ .

### 3. Экспериментальные образцы и методика эксперимента

В работе исследовались  $p-n$ -структуры на основе политипа  $6H-SiC$ , полученные модифицированным сублимационным сэндвич-методом [8]. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины  $n$ -типа, выращенные методом Лели.

Концентрация нескомпенсированной основной примеси азота составляла  $8 \cdot 10^{18} - 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $p$ -слой легировался Al в процессе роста до концентрации  $5 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. К слоям  $p$ - и  $n$ -типа формировались контакты из Al и Ni<sub>1</sub> соответ-

<sup>2</sup> Нижнее значение времени формирования нитей тока в эксперименте не удалось установить из-за отсутствия необходимых быстродействующих источников питания. Согласно численным расчетам (раздел 4), это время составляет величину порядка  $\max \{ \tau_n, \tau_p \} \sim 3 \cdot 10^{-11}$  с, где  $\tau_p = C\rho$  — характерное время изменения напряжения  $V_t$ .

<sup>3</sup> В эксперименте локальный разогрев осуществлялся с помощью раскаленной (током) проволоки диаметром 25 мкм, которая имела точечный тепловой контакт в выбранной области площади  $p-n$ -перехода.

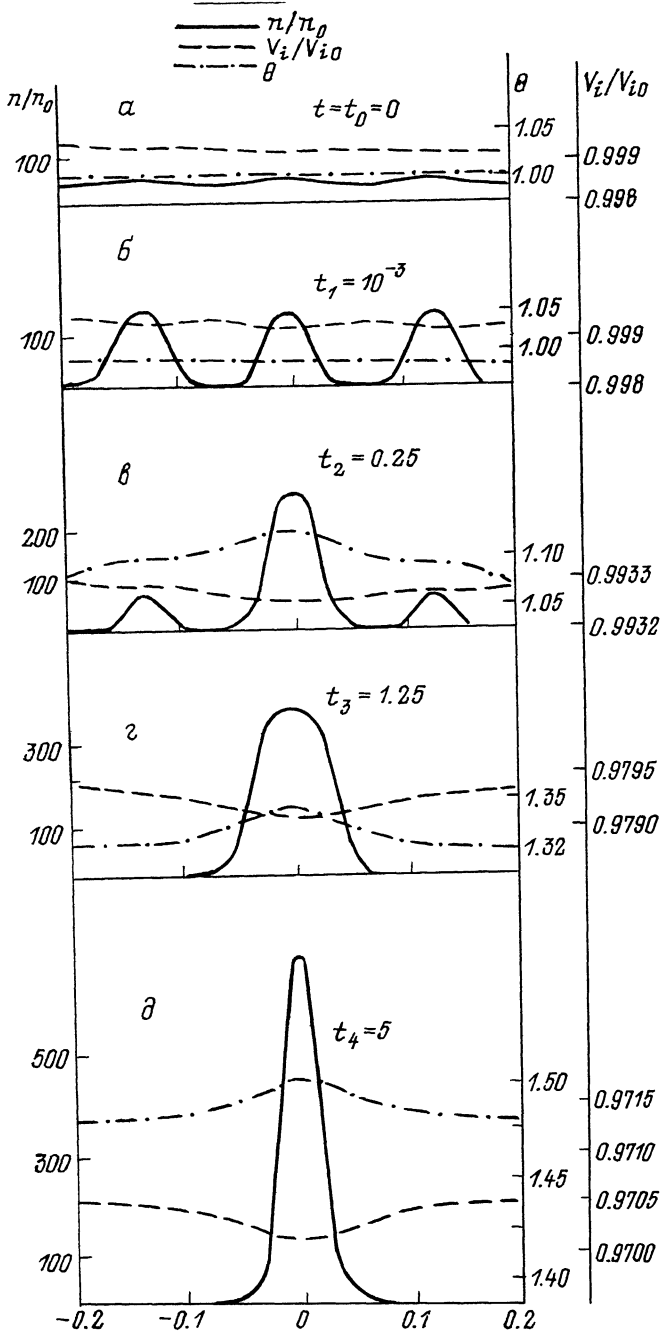


Рис. 4. Кинетика расщепления лавинного тока (а—д) и временная зависимость концентрации носителей в центральном (1) и боковых (2) шнурах (е).

Результаты численного моделирования уравнений (4)–(6) при  $\tau_n = 2 \cdot 10^{-11}$  с,  $\tau_p = 3 \cdot 10^{-11}$  с,  $l^2 = 2 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup>,  $L^2 = 6 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>,  $\beta = 3 \cdot 10^{-4}$ ,  $\rho = 10$ ,  $v_i(n) = 0.8 + 0.1 \exp(1 - 1/n)$ ,  $V^2(T) = V_0^2 \exp \times [0.12(1 - \Theta)]$ ,  $\Theta = T/T_i$ ,  $n_T = 0.1$ ,  $\bar{v} = 1/60$ ,  $\epsilon = 1.171$ . Для расчета использованы следующие параметры полупроводниковой структуры на основе 6H-SiC:  $D = 1$  см<sup>2</sup>/с,  $v = 10^8$  см/с,  $w = 2 \cdot 10^{-8}$  см,  $\bar{w} = 2 \cdot 10^{-3}$  см,  $W = 3 \cdot 10^{-2}$  см,  $C = 2 \cdot 10^{-8}$  Ф/см<sup>2</sup>,  $\rho = 1.5 \cdot 10^{-3}$  Ом·см<sup>2</sup>,  $J = 20$  А/см<sup>2</sup>,  $V_0 = 50$  В,  $L_T = 55 \cdot 10^{-4}$  см,  $\tau_T = 2.5 \cdot 10^{-6}$  с,  $R_T = 0.01$  см<sup>2</sup>·К/Вт,  $J_T = 1$  А/см<sup>2</sup>,  $\alpha = \frac{1}{V_i} \frac{dV_i}{dT} = 2 \cdot 10^{-4}$  К.

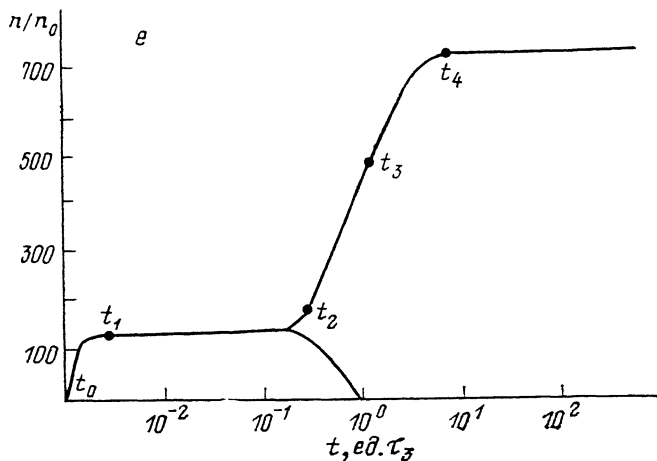


Рис. 4. (продолжение).

ственно, а затем фотолитографией и травлением создавались меза-структуры диаметром  $\sim 350$  мкм с окнами для вывода излучения через  $n$ -слой.

Полученные таким образом структуры имели резкий асимметричный профиль распределения концентрации (зависимость  $C^{-2} \sim f(V)$  была линейной с напряжением емкостной огечки  $V_c=2.7$  В). Для исследования отбирались структуры, имеющие резкую ВАХ в области пробоя и не содержащие микроплазм.

#### 4. Численное моделирование кинетики расслоения

Уравнения (1), (2) описывают расслоение лавинного тока при заданном постоянном напряжении на  $p-n$ -структуре. В эксперименте обеспечивался режим заданного тока. Для моделирования кинетики расслоения тока в этом случае вместо (1), (2) имеем

$$\tau_n \frac{\partial n}{\partial t} = L^2 \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + n \nu_i(n) \tau_n \exp\left[\frac{\Gamma}{2} \left(1 - \frac{V^2(T)}{V_i^2}\right)\right] - n + n_r, \quad (4)$$

$$\tau_v \frac{\partial V_i}{\partial t} = L^2 \frac{\partial^2 V_i}{\partial x^2} - \beta \left( \frac{\bar{p}}{L_x} \int_0^{L_x} n dx + n \right) + \varepsilon - V_i, \quad (5)$$

где концентрация и напряжение измеряются в единицах  $n_0$ ,  $V_0$ , при которых выполнено условие

$$\xi = \frac{\partial \ln \nu_i}{\partial \ln n} = \frac{n_r}{n - n_r}, \quad n_r = \frac{G \tau_n}{n_0}, \quad \Gamma = \frac{\partial \ln \nu_i}{\partial \ln V_i},$$

$$L^2 = W \tilde{W}, \quad \beta = e \nu n_0 V_0^{-1},$$

$\bar{p} = R_H S / \rho$ ,  $S = L_x L_y$ ,  $R_H$  — сопротивление внешней цепи,  $\varepsilon$  — напряжение источника питания. В уравнении (4) учтена стандартная зависимость скорости ионизации от поля [2].

В силу зависимости скорости ионизации от температуры кристаллической решетки необходимо знать ее распределение вдоль плоскости  $p-n$ -перехода. Запишем такое распределение с помощью усредненного по толщине уравнения теплопроводности, в котором температура измеряется в единицах  $T_i$ :

$$\tau_r \frac{\partial T}{\partial t} = L^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - (T - T_i) + \tilde{C} V_i n, \quad (6)$$

где  $\tau_r$ ,  $L_r$  — время и длина тепловой релаксации,  $\tilde{C} = V_0 e \nu n_0 S R_r T^{-1}$ ,  $R_r$  — тепловое сопротивление образца,  $T_i$  — температура эффективного термостата (подложки). Для простоты не учитывалась зависимость теплопроводности от

температуры. В (6) в качестве источника принято соотношение (3), описывающее однородный разогрев решетки. Система (4)–(6) решалась численно для параметров, характерных для  $\alpha$ -SiC (см. подпись к рис. 4).

В качестве функции  $v_i(n)$  выбиралась слабоувеличивающаяся с ростом  $J_c^\sigma$  функция. Характерная кинетика процесса спонтанного расслоения  $n$ ,  $V_i$ ,  $T$ , полученная с помощью численного моделирования уравнений (4)–(6), приведена на рис. 4. Видно, что при малых временах  $t_1$ – $t_2$  происходит расслоение однородного состояния на многочисленные нити лавинного тока (рис. 4, а). Когда становится существенным разогрев решетки, дополнительно увеличивается скорость ударной ионизации и начинается процесс слияния нескольких шнуров вплоть до образования одиночного шнура в образце (рис. 4, б–д). Таким образом, наблюдаемая в эксперименте кинетика расслоения лавинного тока достаточно хорошо укладывается в принятые теоретические предпосылки, о чем свидетельствует нелинейная стадия процесса эволюции шнуров тока, представленная на рис. 4.

#### Список литературы

- [1] Кернер Б. С., Литвин Д. П., Санкин В. И. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 819–823.
- [2] Дмитриев А. П., Константинов А. О., Литвин Д. П., Санкин В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1093–1098. Сурис Р. А., Шамхалова Б. С. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 7. С. 1178–1184.
- [3] Гафийчук В. В., Дацко Б. И., Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1282–1291.
- [4] Кернер Б. С., Осипов В. В. // УФН. 1989. Т. 157. В. 2. С. 201–206.
- [5] Кернер Б. С., Осипов В. В. // УФН. 1990. Т. 160. В. 9. С. 1–73.
- [6] Бараненков А. И., Осипов В. В. // Микроэлектроника. 1972. Т. 1. В. 1. С. 63–72.
- [7] Водаков Ю. А., Литвин Д. П., Санкин В. И., Мохов Е. Н., Роевков А. Д. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 5. С. 303–306.
- [8] Константинов А. О., Литвин Д. П., Санкин В. И. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 21. С. 1335–1339.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 4.03.1991  
Принята к печати 21.03.1991