

01;06.2

## ***N–S*-переход на неизотермических характеристиках высоковольтных диодов и тиристорov**

© А.В. Горбатюк, К.В. Игумнов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург  
E-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 12 июля 2007 г.

При численном моделировании стационарных неизотермических характеристик прямосмещенных высоковольтных диодов и тиристорov в интервале плотности тока  $J \sim 200–500 \text{ A/cm}^2$  в их форме обнаружен *N–S*-переход, а также гистерезис в режимах источника постоянного тока. Установлено, что механизм этого явления связан с температурным снижением коэффициента амбиполярной диффузии при усиливающейся рекомбинации. Показано, что приборы с такими ВАХ могут необратимо переключаться кратковременными импульсами тока из устойчивых состояний на рабочей ветви в состояния с высоким тепловыделением, что грозит тепловым пробоем.

PACS: 44.10.+i, 85.30.-z, 05.45.-a

Недавно в работе [1] была представлена новая теоретическая модель пространственно-распределенных эффектов в кремниевых диодах и включенных тиристорах при перегрузке импульсами тока с  $J \sim 5–10 \text{ kA/cm}^2$ . На ее основе был проиллюстрирован эффект динамического обеднения концентрации инжектированной плазмы (в своем минимуме от значений  $\sim 10^{17}$  до значений  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) в период, непосредственно предшествующий тепловому пробую. На рассчитываемых переходных кривых напряжения при этом обнаруживается кратковременный пик, который весьма типичен для  $U(t)$ -характеристик, наблюдаемых на практике [2,3]. В ходе последующих численных экспериментов мы обнаружили, что подобное обеднение может наступать также и в статических режимах при  $J \sim 200–300 \text{ A/cm}^2$ . Вольт-амперная характеристика в этих случаях приобретает нетипичную *N–S*-форму, однако подобные проявления в натуральных экспериментах нам неизвестны. По-видимому, при реализации необходимых условий на

практике происходит аварийная локализация тока. Далее приводятся наши результаты по моделированию этого необычного явления, обсуждаются его механизмы и возможные последствия.

Опишем, согласно [1], неизотермический процесс двойной инжекции, протекающий в базе кремниевого PIN-диода или переключателя тиристорного типа в „квазидиодном“ режиме [4], уравнением диффузии для концентрации электронно-дырочной плазмы  $p(x, t)$ :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_p + G; \quad J_p = \frac{J(t)}{b+1} - qD_h \nabla p; \quad (1)$$

$$G(p, T) = \frac{n_i(T) - p}{\tau_h} + (C_p + C_n) \cdot p \cdot (n_i^2 - p^2). \quad (2)$$

Здесь  $D_h(T)$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $n_i(T)$  — собственная концентрация,  $\tau_h(T)$  — время жизни по Шокли–Риду,  $C_{n,p}(T)$  — коэффициенты Оже-рекомбинации,  $b(T) = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок. В данной задаче термоэлектрическими эффектами пренебрегается. Граничные условия для (1) при  $x = 0$  и  $x = w$  вводятся через выражение для  $J_p[J(t), \partial p/\partial x]$  в предположении, что коэффициенты инжекции анодного  $\gamma_A = J_p(0)/J$  и катодного  $\gamma_K = [J - J_p(w)]/J$  эмиттеров постоянны.

Тепловую динамику прибора опишем уравнением непрерывности для  $T(x, t)$ :

$$c_{Si} \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla Q_T + JE, \quad Q_T = -\kappa_{Si} \nabla T, \quad (3)$$

где  $c_{Si}$  и  $\kappa_{Si}$  — теплоемкость и теплопроводность кремния,  $E$  — напряженность электрического поля. Граничные температуры и тепловые потоки для уравнения (3) связываются через эффективные тепловые сопротивления анодного и катодного контактов [1]:  $Q_T|_{x=0,w} = (T - T_0)/R_T$ , где  $T_0$  — начальная температура. Дополнительная генерация тепла в прямосмещенных эмиттерных переходах учитывается через точечные источники  $\delta Q_T(x = 0, w) = JkT \cdot \ln[p(0, w)/n_i]/q$ . Для динамических режимов система уравнений (1)–(3) дополняется конкретными начальными условиями  $p(x, t = 0)$  и  $T(x, t = 0)$ .

С целью корректного определения  $x$ -профиля электрического поля и анодного напряжения используется модель подвижности, предложенная

ранее в работе [5]. В соответствии с [5], мы учитываем влияние электронно-дырочного рассеяния (ЭДР) через зависимости

$$\tilde{\mu}_{p,n} = \frac{\mu_{p,n}}{1 + (b+1)\xi}, \quad \tilde{D}_p = \frac{D_p(1+2b\xi)}{1 + (b+1)\xi}, \quad \tilde{D}_n = \frac{D_n(1+2\xi)}{1 + (b+1)\xi}. \quad (4)$$

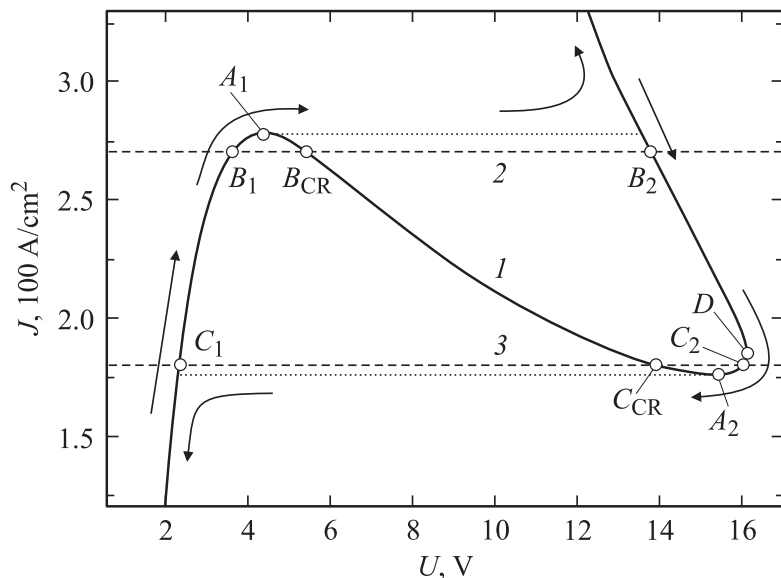
Здесь  $\mu_n(T)$  и  $\mu_p(T)$  и  $D_{p,n} = kT\mu_{p,n}/q$  — „стандартные“ подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок, а параметр  $\xi = \mu_p/\mu_{pn}$ , где  $\mu_{pn}(p, T) = G_T(T) \cdot (pp_0^{-1} + pp_2^{-1}(1 + pp_1^{-1})^{-1})^{-1}$  — зависимость, установленная в эксперименте [6]. Ожидается также, что в стационарных условиях  $E < 1 \text{ kV/cm}^2$ , и поэтому  $d\mu_{p,n}/dE = 0$ . Тогда выражения для поля в плазме и напряжения на структуре приобретают вид:

$$E = \frac{J - q(\tilde{D}_n - \tilde{D}_p)\nabla p}{qp(\tilde{\mu}_p + \tilde{\mu}_n)}, \quad U = - \int_0^w E(x)dx + U_{pn}, \quad (5)$$

где  $U_{pn} = (kT/q) \ln[p(0)p(w)/n_i^2]$  — суммарное смещение эмиттерных переходов.

Далее иллюстрируется тот же пример диода или включенного в „квазидиодный“ режим реверсивно-включаемого динистора, что и в работе [1], но в ситуациях, допускающих статическую перегрузку по току. Сохранены также и все основные значения параметров материала и их температурные зависимости. В частности, мы полагаем  $\mu_p = 470 \cdot (T/300)^{-2.2} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $\mu_n = 1414 \times (T/300)^{-2.4} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $G_T = 1840 \cdot (T/300)^{1.5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $p_0 = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $p_1 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $p_2 = 4.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $C_p = 3 \cdot 10^{-31} (T/300)^{0.6} \text{ cm}^6/\text{s}$ ,  $C_n = 6 \cdot 10^{-31} (T/300)^{0.6} \text{ cm}^6/\text{s}$ . В качестве заданных параметров конструкции выбраны: ширина базы  $w = 550 \mu\text{m}$ , коэффициенты инжекции анодного  $\gamma_A = 0.6$  и катодного  $\gamma_A = 0.8$  эмиттеров, тепловые сопротивления охладителей со стороны анода  $R_T(x=0) = 0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{K/W}$  и катода  $R_T(x=w) = 0.3 \text{ cm}^2 \cdot \text{K/W}$ , а также время жизни  $\tau_h = 5 \cdot (T/300)^{-1.5} \mu\text{s}$ . Подобная температурная зависимость для  $\tau_{p,n}(T)$  часто используется в полномасштабных коммерческих программных пакетах (см., например, [7]).

Обычно при увеличении выделяемой мощности от номинальных значений  $\mathcal{P} \sim 500 \text{ W/cm}^2$  до  $\mathcal{P} \sim 2-3 \text{ kW/cm}^2$  на статических вольт-амперных характеристиках (ВАХ) диодов и включенных тиристоров наблюдается плавный переход S-типа от рабочей ветви с положительным



**Рис. 1.** Неизотермическая ВАХ рассматриваемой структуры (кривая 1) при больших  $R_T$ . Стрелками помечена петля гистерезиса между состояниями  $A_1$  и  $A_2$  при квазистатическом изменении тока. Линии 2 и 3 отвечают двум демонстрируемым режимам с  $J_0 = 270$  и  $J_0 = 180 \text{ A/cm}^2$ .

дифференциальным сопротивлением (ПДС) на ветвь отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) при статических напряжениях  $U_{st} \sim 10 \text{ V}$  и выше, ассоциирующуюся с сильным перегревом и последующим развитием теплового пробоя [8]. Вместо этого на рассчитанной нами ВАХ (рис. 1, кривая 1) обнаруживается N–S-образный переход между этими ветвями, содержащий рабочий участок ниже точки  $A_1$ , участок на ветви перегрева выше точки  $D$  и, дополнительно, участок ОДС между точками  $A_1$  и  $A_2$  и участок с ПДС между точками  $A_2$  и  $D$ . Ветви ниже точки  $A_1$ , и выше точки  $A_2$  рассчитывались по уравнениям (1) и (3) при квазистатическом изменении  $J(t)$  со скоростью  $\pm 1 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{s}$ . В ходе таких вычислений также наблюдаются резкие скачки из точки  $A_1$  на ветвь перегрева при увеличении тока и из точки  $A_2$  на рабочую ветвь в обратном процессе, т. е., реализуется петля

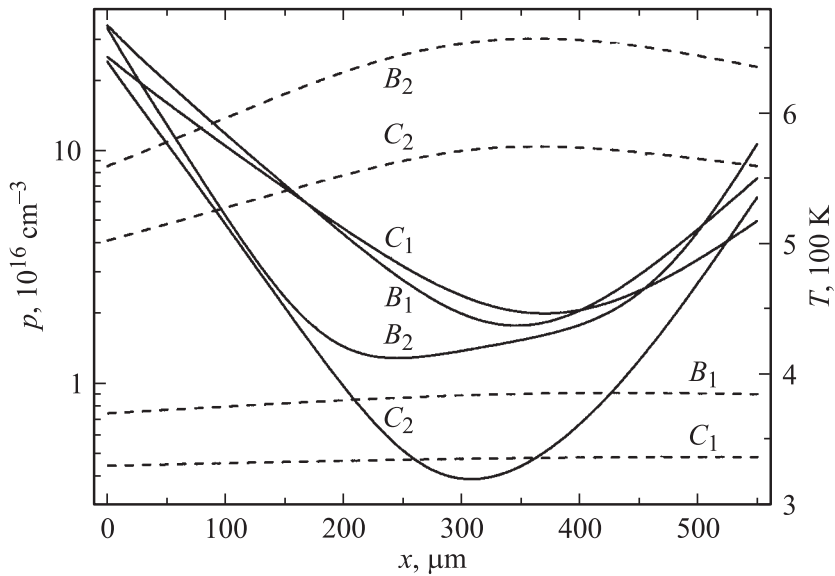
гистерезиса по току. Таким образом, в рамках одномерной модели при соблюдении режимов источника тока исследуемая система бистабильна по напряжению.

С целью стабилизации решений и построения кривой  $J(U)$  для промежуточной ветви ( $A_1 - A_2$  на рис. 1) применялось демпфирование тока искусственной анодной цепью с конечным сопротивлением  $R_A \sim 40-100 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$  и медленно меняющейся ЭДС  $E_A(t)$ :

$$U = E_A - R_A J. \quad (6)$$

В интервале бистабильности между бифуркационными точками  $A_1$  (с координатами  $U = 4.37 \text{ V}$ ,  $J = 277 \text{ A/cm}^2$ ) и  $A_2$  (с  $U = 15.3 \text{ V}$  и  $175.4 \text{ A/cm}^2$ ) линия постоянного тока пересекает статическую ВАХ в трех точках. Представляет интерес исследовать состояния, находящиеся на некотором небольшом, но конечном удалении от этих точек. На рис. 1 выделены два режима статической нагрузки с токами  $J = 270$  и  $J = 180 \text{ A/cm}^2$ . Линия первого из них (2) проходит менее чем на  $10 \text{ A/cm}^2$  ниже точки  $A_1$ , а второго (3) — на несколько  $\text{A/cm}^2$  выше точки  $A_2$ . При этом первый режим обладает весьма малым запасом по току (расстояние между  $B_1$  и  $A_1$ ) и по напряжению (расстояние между  $B_1$  и  $B_{CR}$ ) по отношению к статическому переключению из рабочей ветви на ветвь перегрева. Для второго режима такой запас (расстояние между  $C_1$  и  $A_1$ , а также между  $C_1$  и  $C_{CR}$ ) достаточно велик. Особенность второго режима состоит в том, что при дополнительной импульсной перегрузке возможно переключение на участок тепловой ветви (точка  $C_2$ ), лежащий ниже точки  $D$  и характеризующийся положительным дифференциальным сопротивлением.

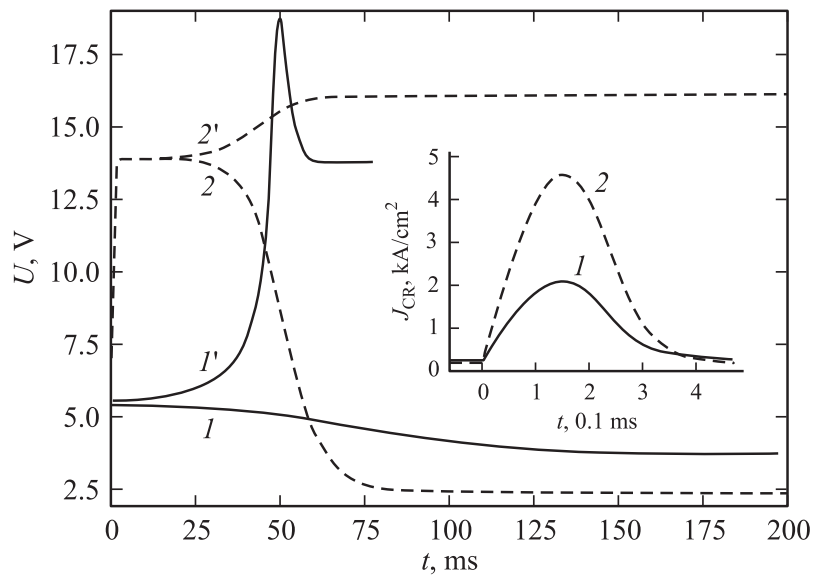
На языке теории доменной неустойчивости пространственно-распределенных систем  $N$ -типа [9] переключение по напряжению должно сопровождаться переключением пространственно неоднородных статических доменных форм, в нашем случае — не только форм распределения поля, но также распределений концентраций инжектированной плазмы и температуры. На рис. 2 показаны распределения  $p(x)$  и  $T(x)$  для состояний на рабочей ветви и ветви перегрева в выделенных выше режимах источника тока. Мы видим, что переключение из  $B_1$  в  $B_2$  при  $J = 270 \text{ A/cm}^2$  характеризуется несколько более сильными тепловыми эффектами, чем переключение из  $C_1$  в  $C_2$  при  $J = 180 \text{ A/cm}^2$ : рассеиваемая мощность в первом случае достигает  $3.7 \text{ kW/cm}^2$ , а во



**Рис. 2.** Координатные профили концентраций плазмы (сплошные кривые) и температуры (штрихи) для состояний  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $C_1$  и  $C_2$ . Обозначения точек те же, что и на рис. 1.

втором —  $2.89 \text{ kW/cm}^2$ . В обоих случаях при переходе на тепловую ветвь наблюдается концентрационное обеднение в средней части канала инжекции. На профиле  $p(x)$  для состояния  $B_2$  уже заметны вклады термической генерации плазмы несколько правее минимума, где температура поднимается до  $650 \text{ K}$ . Для состояния  $C_2$  при  $T \sim 570\text{--}580 \text{ K}$  обеднение доходит до  $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

Причина концентрационного обеднения состоит в значительном температурном снижении коэффициента  $D_h(T)$ , которое вызывает увеличение  $\partial p/\partial x$  в приэмиттерных слоях и снижает концентрацию на срединных участках при постоянном или растущем интегральном уровне рекомбинации. Последовательное прохождение стадий изотермической инжекции, теплового обеднения концентраций, а затем и подключения термической генерации в результате и формирует описанный выше  $N$ – $S$ -переход.



**Рис. 3.** Подкритические ( $I, 2$ ) и надкритические ( $I', 2'$ ) переходные зависимости  $U(t)$  при импульсной перегрузке состояний  $B_1$  с  $J_0 = 270$  (сплошные кривые) и  $C_1$  с  $J_0 = 180 \text{ A/cm}^2$  (пунктир). На вставке — временная развертка импульса перегрузки  $J(t)$ .

Мы также проанализировали динамический запас устойчивости состояний на рабочей ветви (рис. 3) относительно дополнительных импульсов перегрузки следующей формы:

$$J(0 < t < t_1) = J_0 + J_1 \sin\left(\frac{\pi t}{t_s}\right),$$

$$J(t > t_1) = J_0 + \frac{J_1}{2} \exp\left(-\frac{\pi\sqrt{3}(t - t_1)}{t_s}\right), \quad (7)$$

где  $t_s$  — полупериод синуса, а  $t_1 = 5t_s/6$  — момент перехода к экспоненте (вставка на рис. 3). Критические амплитуды импульсов перегрузки составили  $J_1 = 1850$  при  $J_0 = 270 \text{ A/cm}^2$  и  $J_1 = 4200$  при  $J_0 = 180 \text{ A/cm}^2$ . В режимах, близких к критическим, имеет место

расщепление разверток  $U(t)$  на замедленные под- и надкритические моды, переходящие в быстрые (за время  $\sim 10\text{--}20\text{ ms}$ ) перебросы в статические состояния. Хотя динамический порог переключения весьма высок и едва ли преодолим в нормальных условиях, критическая импульсная перегрузка может достигаться при сбоях в работе генераторов типа описанных в [3,10]. Кроме этого, существование  $N\text{--}S$ -перехода и бистабильности диодов и тиристоров по напряжению может приводить к нежелательным эффектам их неравномерной работы в последовательных высоковольтных столбах, что вызывает необходимость дальнейшего теоретического и экспериментального изучения этого явления.

В заключение авторы благодарят И.В. Грехова за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-08-00689).

## Список литературы

- [1] Горбатюк А.В., Панайотти И.Е. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 22. С. 37–44.
- [2] Грехов И.В., Коротков С.В., Яковчук Н.С. // Электротехника. 1986. № 3. С. 44–46.
- [3] В специальном выпуске IEEE, Tr. Plasma Science. 2000. V. 28. N 5. Auth.: Savage M.E. P. 1451–1455; Schneider S., Podlesak T.F. P. 1520–1555.
- [4] Gorbatyuk A.V., Grekhov I.V., Nalivkin A.V. // Solid-St. Electronics. 1988. V. 31. N 10. P. 1483–1491.
- [5] Mnatsakanov T.T., Rostovtsev I.L., Filatov N.I. // Solid-St. Electronics. 1987. V. 30. N 6. P. 579–586.
- [6] Кузьмин В.А., Мнацаканов Т.Т., Шуман В.Б. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 11. С. 689–693.
- [7] ISE Integrated Systems Engineering AG. DESSIS Ref. Manual. Available: <http://www.stanford.edu/class/ee328/Dessis/dessis.pdf>
- [8] Бараненков А.И., Осипов В.В. // Микроэлектроника. 1972. Т. 1. В. 1. С. 63–72.
- [9] Бонч-Бруевич В.Л., Зягин И.П., Миронов А.Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 414 с.
- [10] Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В. и др. // ПТЭ. 2003. № 1. С. 53.