

06

## О возможности снижения динамических потерь при выключении мощных биполярных переключателей с распределенными микрозатворами

© А.В. Горбатюк, И.В. Грехов

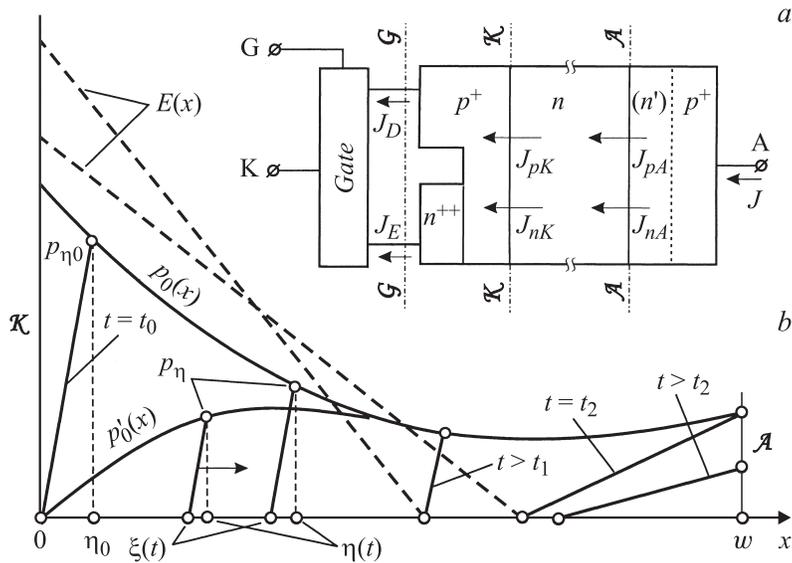
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 13 ноября 2007 г.

Проанализирована работа мощных биполярных переключателей современных типов в плане влияния величины и формы распределения избыточных зарядов, подлежащих экстракции при выключении, на интеграл динамических потерь. Показано, что эти потери могут быть многократно уменьшены при надлежащем согласовании параметров структуры и режима затвора.

PACS: 72.20.-i, 72.20.Ht, 85.30.-z, 85.30.Rs, 07.50.Ek

В силовой твердотельной электронике последних лет успешно осваивается новое поколение мощных кремниевых биполярных переключателей транзисторного и тиристорного типов с распределенными микрозатворами (далее — БМПЗ) [1–7]. Особый интерес проявляется к возможности увеличения их рабочих напряжений  $U_m$  и частот  $f_m$ . Однако этому препятствует рост тепловых потерь при выключении ( $W_{off} > 200\text{--}300 \text{ mJ/cm}^2$  за операцию уже для  $U_m > 2\text{--}5 \text{ kV}$ ), и при типовом охлаждении значения  $f_m$  ограничиваются субкилогерцовым диапазоном. Дело в том, что для минимизации статических потерь во включенном приборе должен содержаться достаточно большой избыточный заряд плазмы (ИЗП). Но чем он больше, тем дольше длится процесс его последующей экстракции, протекающий при большом токе и напряжении, что и ведет к увеличению  $W_{off}$ . Это утверждение остается в силе для БМПЗ любой конструкции, и дальнейшее улучшение показателей  $U_m$  и  $f_m$  видится в отыскании режимных факторов влияния на ИЗП и использовании последних для выбора наиболее удачных компромиссных решений. Мы детально анализируем



**Рис. 1.** На фрагменте *a* — биполярная часть единичной управляемой ячейки БПМЗ [случай  $n^{++}p^{+}n(n')p^{+}$ -структуры] и примыкающий к ней через интерфейс  $\mathcal{G}$ – $\mathcal{G}$  затвор; К, А и G — внешние контакты катода, анода и драйвера затвора;  $\{J_{[n(p),K(A)]}\}$  —  $n(p)$ -составляющие плотности токов через катодную  $\mathcal{K}$ – $\mathcal{K}$  (анодную  $\mathcal{A}$ – $\mathcal{A}$ ) границу  $n$ -базового слоя, общего для Si-пластины;  $J$  — приведенный к единице площади пластины ток анодной цепи;  $J_E$  и  $J_D$  — то же для токов катодного эмиттера и дивертера через интерфейс  $\mathcal{G}$ – $\mathcal{G}$ . На фрагменте *b* — распределения концентраций  $p$  (сплошные линии) и поля  $E$  (штрихи) вдоль слаболегированной  $n$ -базы на различных стадиях процесса запираания.

данный вопрос в настоящей работе и указываем масштабы возможного снижения интеграла потерь и увеличения рабочей частоты приборов типа БПМЗ.

С целью обобщения на весь рассматриваемый класс приборов представим конструкцию БПМЗ (рис. 1, *a*) как состоящую из многослойной биполярной структуры (БС) и катодного затвора, квазистатически управляющего через интерфейс  $\mathcal{G}$ – $\mathcal{G}$  токами распределенных с шагом  $d \sim 10\text{--}20\ \mu\text{m}$  элементов эмиттеров, инжектирующих электроны, и дивертеров, экстрагирующих дырки. Толщина БС  $w \gg d$ , так что затвор

практически однородно контролирует процессы инжекции в объеме БС, которые в силу этого почти одномерны.

В исходном состоянии БПМЗ включен, распределение избыточных концентраций плазмы  $p_0(x)$  в  $n$ -базе (рис. 1,  $b$ ) есть начальное условие для последующих этапов. Выключение БПМЗ начинается после формирования затвором импульса тока экстракции дырок из базы. После некоторой временной задержки  $t_0$  в приколлекторной области образуется слой пространственного заряда (СПЗ). Его расширение сопровождается оттеснением плазмы к аноду и завершается установлением состояния полной блокировки (см. [8,9] и библиографию).

Для описания этого механизма выбрана модель работы [9], работающая с любым  $p_0(x)$ . Ее динамическими переменными являются мгновенные положения левой  $x = \xi(t)$  и правой  $x = \eta(t)$  границ быстро перестраиваемого диффузионного слоя в промежутке между СПЗ и неизменяющейся частью профиля  $p_0(x)$ . Поскольку исходный вариант модели создавался для SiC-структуры с инжекцией дырок и экстракцией электронов, в обозначениях параметров, относящихся к электронам и дыркам в [9], мы переставляем индексы  $n$  и  $p$ . Далее считается, что для  $t > t_0$  затвор полностью перекрывает инжекцию электронов. Тогда переменные  $\xi(t)$  и  $\eta(t)$  можно приближенно связать соотношением  $\xi = \eta - 2qD_p p_\eta / J(t)$ , где  $q$  — заряд электрона,  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок, а  $p_\eta = p_0(x = \eta)$  (см. рис. 1,  $b$  и работу [9]). При этом, начиная с момента  $t = t_0$  и до момента  $t_2$ , когда граница  $\eta$  добегает до правого края  $n$ -базы, система описывается дифференциальным уравнением для  $\eta$ :

$$qp_\eta \left( 1 - \frac{2qD_p}{J} \frac{dp}{dx} \Big|_\eta \right) \frac{d\eta}{dt} + \frac{q^2 p_\eta^2 D_p}{J^2} \frac{dJ}{dt} = \frac{b}{b+1} J, \quad (1)$$

а для  $t > t_2$  — дифференциальным уравнением для  $\xi$ :

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{w - \xi}{2\tau_h} + \frac{2D_p(1 - \gamma_A)}{w - \xi} + \frac{(w - \xi)}{2J} \frac{dJ}{dt}. \quad (2)$$

Здесь  $b = \mu_n / \mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок,  $\tau_h$  — время жизни при высоком уровне инжекции,  $\gamma_A$  — эффективный коэффициент инжекции дырок в плоскости  $x = w$ . Связи между координатой  $\xi$ , полем в максимуме  $E_C$ , напряжением на СПЗ, практически равным полному  $U$ , и плотностью тока  $J$  находятся из решения

уравнения Пуассона для СПЗ с учетом насыщения скорости дрейфа экстрагируемых дырок  $v_p \rightarrow v_s$ :

$$E_C = \left[ qN_d + \frac{J(t)}{v_s} \right] \frac{\xi(t)}{\epsilon_{Si}}, \quad U = \frac{E_C \xi(t)}{2}, \quad (3)$$

где  $N_d$  — концентрация легирования  $n$ -базы,  $\epsilon_{Si}$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость кремния,  $v_s$  — насыщенная скорость.

Дополнительные связи между  $J$ ,  $dJ/dt$  и  $U$  определяются цепью нагрузки. Рассмотрим типовое применение БПМЗ как прерывателя в схеме импульсной подпитки источника постоянного тока (см. вставку на рис. 2). Перед каждой операцией запираания БПМЗ включен. Его обратное восстановление начинается после подачи на затвор управляющего сигнала и протекает в два этапа. На первом из них диод  $D_F$  закрыт, ток через БПМЗ равен току источника  $J_0 = \text{const}$ , а напряжение на приборе  $U$  определяется толщиной СПЗ коллектора  $\xi(t)$  и растет со временем. Начиная с некоторого момента  $t = t_1$ , когда это напряжение превысит величину э.д.с. источника подпитки  $\mathcal{E}$ , разность  $U - \mathcal{E}$  прикладывается к цепочке  $L_S - D_F$ , и диод включается. Тогда для указанных переменных имеем

$$J \Big|_{t < t_1} = J_0; \quad L_S \frac{dJ}{dt} \Big|_{t > t_1} = \mathcal{E} - U(t). \quad (4)$$

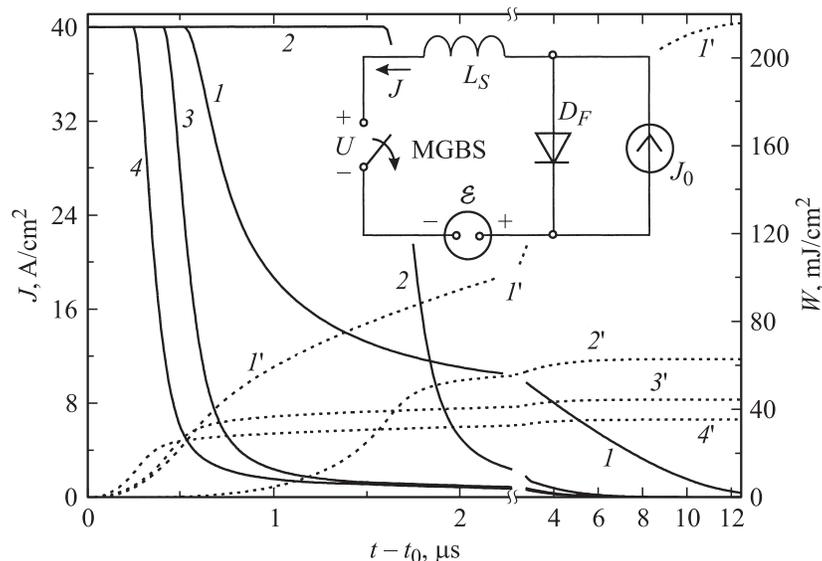
Конкретную форму начального профиля  $p_0(x)$ , требуемую для решения самосогласованной системы уравнений (1)–(4), можно определить по заданной плотности прямого тока  $J_0$  из решения уравнения амбиполярной диффузии плазмы в  $n$ -базе с условиями

$$-\frac{dp}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{J_0(\gamma_K - \gamma_{n0})}{qD_h}, \quad \frac{dp}{dx} \Big|_{x=w} = \frac{J_0(\gamma_A - \gamma_{p0})}{qD_h}. \quad (5)$$

Здесь  $\gamma_K$  и  $\gamma_A$  — заданные эффективные коэффициенты инжекции электронов и дырок соответственно на левой  $x = 0$  и правой  $x = w$  границах слоя  $n$ -базы,  $\gamma_{n0} = b/(b + 1)$  и  $\gamma_{p0} = 1/(b + 1)$ . Если  $\gamma_K \geq \gamma_{n0}$  и  $\gamma_A \geq \gamma_{p0}$ , искомая форма имеет вид

$$p(x) \Big|_{t=0} = p_0(x) = p_{\min} \cosh(\chi - \chi_m), \quad (6)$$

где  $p_{\min}$  — концентрация в минимуме,  $\chi = x/L_h$ ,  $\chi_m = x_{\min}/L_h$ ,  $L_h = \sqrt{D_h \tau_h}$  — амбиполярная диффузионная длина,  $D_h = 2bD_p/(b + 1)$  —



**Рис. 2.** Временные зависимости  $J(t)$  (1–4) и мгновенного значения  $W(t) = \int_0^t JU dt$  (1'–4'); кривые 1, 1' относятся к режиму G-1, причем для 1, 1' положение  $x_{\min} = 0$ , а для 2, 2' —  $x_{\min} = w$ ; кривые 3, 3' относятся к режиму G-2 при  $t'_0 = 5 \mu s$ , а 4, 4' — к тому же, что и 3, 3', но при  $t_0 = 7.5 \mu s$ ; входные параметры  $\mu_p = 470 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ,  $b = 3$ ,  $v_s = 10^7 \text{ cm/s}$  и  $\tau_h = 10 \mu s$  взяты для температуры  $T = 300 \text{ K}$ . На вставке — эквивалентная схема импульсной подпитки источника постоянного тока  $J_0$  на БПМЗ (MGBS);  $\mathcal{E}$  — источник опорного напряжения,  $D_F$  — диод свободного хода и  $L_S$  — паразитная индуктивность.

коэффициент амбиполярной диффузии, а значения  $x_{\min}$  и  $p_{\min}$  определены выражениями

$$x_{\min} = L_h \sinh^{-1} \left[ \frac{\sinh^2 \delta}{B^2 - \sinh^2 \delta} \right]^{1/2}, \quad p_{\min} = \frac{L_h J_0 \Delta \gamma_K}{q D_h \sinh \chi_m}. \quad (7)$$

Здесь  $B = \cosh(w/L_h) + \Delta \gamma_A / \Delta \gamma_K$ ,  $\Delta \gamma_A = \gamma_A - \gamma_{p0}$ ,  $\Delta \gamma_K = \gamma_K - \gamma_{n0}$ ,  $\delta = w/L_h$ <sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Решение подобной задачи для частного случая с фиксированным  $x_{\min} = 0$  найдено ранее в работе [8].

В последующих оценках меры влияния на интеграл тепловых потерь в одной операции выключения  $W_{off} = \int_0^{\infty} JU dt$  мы сравниваем конкретные формы  $p_0(x)$  с разными  $x_{\min}$ , но генерируемые при одинаковых  $J_0$  и прямом падении напряжения на  $n$ -базе  $U_w$ . При этом последнее задается путем подбора комбинации коэффициентов  $\gamma_K$  и  $\gamma_A$  в формуле:

$$U_w \simeq \int_0^w \frac{J_0 dx}{\sigma_w(x)} = 2E_w^{\max} L_h \arctan \left[ \frac{\sinh(\delta/2)}{\cosh(\chi - \delta/2)} \right], \quad (8)$$

где  $\sigma_w(x) = q(b+1)\mu_p p_0(x)$ ,  $E_w^{\max} = 2kTb \sinh \chi_m / [q(b+1)^2 \Delta \gamma_K L_h]$  — поле при  $x = x_{\min}$ .

Кроме этого, мы также сравниваем стандартный и специальный режимы затвора (далее — режимы G-1 и G-2). В режиме G-1 затвор обеспечивает быстрое и полное перекрытие инжекции электронов. Считается при этом, что в период задержки (стадия снижения  $p$  при  $x = 0$  до нуля) плотность тока экстракции дырок и градиент концентрации плазмы при  $x = 0$  постоянны и равны соответственно  $J_{pK} = J_0$  и  $dp/dx = J_0/2qD_p$ . Длительность задержки оценивается в линейном приближении для формы  $p(x)$  на участке  $0 < x < \eta_0$  как  $t_0 = Q(t_0)/J_0$ , где  $Q(t_0) \simeq (b+1)qp_0(0)\eta_0/2b$  — величина заряда, экстрагируемого на этой стадии, а  $\eta_0 \approx [L_h^{-1} + J_0/(2qD_p p_0)]^{-1}$ . Для типичных  $J_0$  и форм  $p_0(x)$  время  $t_0 \sim 10^1 - 10^2$  ns, а заряд  $Q(t_0) \ll \int_0^w qp_0(x)dx$ , что не существенно с точки зрения влияния на  $W_{off}$ .

В режиме G-2 время задержки преднамеренно затягивается, с тем чтобы еще до начала обратного восстановления коллектора из его окрестности экстрагировать заряд, сравнимый по величине с полным, и тем самым сократить время последующих стадий и уменьшить  $W_{off}$ . Предельный эффект будет получен, очевидно, при такой форме импульса тока дивертера  $J_D'(t)$ , которая обеспечит быстрое снижение концентрации плазмы при  $x = 0$  до некоторого малого значения  $0 < p'(0, t) \ll p_0$ , удержание ее на этом уровне на время  $t'_0 \sim \tau_h$ , а для  $t'_0 < t < t_1$  — переход в режим  $J_D(t) = J_0$ . Приспосабливая к нашему случаю идеализированную модель восстановления  $p$ - $n$ -перехода [10], заменим в ней  $D_p$  на  $D_h$ , начальное условие на (6) и затем определим

закон трансформации  $p(x, t)$  в период  $t < t'_0 \ll w^2/2D_h$  как

$$p'(x, t) = p_{\min} [\cosh(\chi - \chi_m) - \cosh \chi_m F(x, t)], \quad (9)$$

где  $F(x, t) = e^{-\chi} \operatorname{erfc}(\chi\theta^{-1/2} - \theta^{1/2}) + e^{\chi} \operatorname{erfc}(\chi\theta^{-1/2} + \theta^{1/2})$ ,  $\theta = t/\tau_h$ . Требуемая форма импульса тока дивертера должна быть близкой к  $J'_D(t) = (1 - \gamma_{n0}/\gamma_K)J_0 + \gamma_K^{-1}qD_h|dp'/dx|_{x=0}$ .

В расчетах иллюстрируется структура с  $w = 450 \mu\text{m}$  и  $N_d = 2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ , напряжение полевого прокола  $n$ -базы такой структуры  $U_{PT} = 3.25 \text{ kV}$ . Так как для кремния пороговое поле лавинного пробоя  $E_{BR} \simeq 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ , напряжение ее статического пробоя  $U_{BR} \sim 4 \text{ kV}$ . Чтобы исключить динамический пробой при заданных  $L_S = 2.5 \mu\text{H}$  и начальном значении  $J_0 = 40 \text{ A/cm}^2$ , опорное напряжение  $\mathcal{E}$  снижено до  $2.5 \text{ kV}$  (при этом  $\xi_{\max} \approx 395 \mu\text{m} < w$ ).

На рис. 2 представлены результаты сравнения случаев с двумя формами профилей  $p_0(x)$ . Для первой минимум концентрации задан лежащим в плоскости коллектора, для чего была подобрана специальная комбинация коэффициентов  $\{\gamma_K = 0.75, \gamma_A = 0.32\}$ . Для второй — минимум расположен на правой границе  $n$ -базы, теперь  $\{\gamma_K = 0.9, \gamma_A = 0.25\}$ . Значение  $U_w$  в обоих случаях равно  $1.35 \text{ V}$ . Работа затвора моделируется для режима G-1 заданием начального профиля по формуле (6), а для режима G-2 — по формуле (9) при конкретном  $t'_0$ . Видим, что для режима G-1 при переходе от первой формы  $p_0(x)$  ко второй интеграл  $W_{off}$  уменьшается почти в 3 раза. А если обеспечить работу затвора в режиме G-2 с  $\tau_h/2 < t'_0 < \tau_h$ , то эта величина становится меньше еще в 1.5–2 раза.

Из дополнительных расчетов для диапазона температур 300–400 К и  $\mathcal{E} = 2.0\text{--}2.5 \text{ kV}$  следует, что при выполнении соответствующих условий для приборов типа БПМЗ интеграл  $W_{off}$  может быть снижен от типовых значений порядка 200–300 [3,4] до 30–50  $\text{mJ/cm}^2$ . Тогда для частотных режимов, допуская, чтобы усредненные за период потери при выключении равнялись половине от общих, легко получить, что при мощности теплоотвода  $\sim 200 \text{ W/cm}^2$  предельная частота  $f_{\max}$  может быть увеличена от десятых долей до 2–3  $\text{kHz}$ .

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

## Список литературы

- [1] Proc. of the 6th Int. Symposium on Power Semicond. Dev., ISPSD'94 (Eds: *W. Fichtner, A. Jaecklin*). Davos, Switzerland, May 31–June 2, 1994. Auth: *Post A.* P. 163–170; *Dettmer H., Fichtner W.* P. 13–17; *Iwamuro N.* et al. P. 195–200. *Lendermann H., Fichtner W.* P. 207–212.
- [2] *Cheng K., Udreă F., Amaratunga G.A.J.* // Solid-State Electronics. 2000. V. 44. P. 1573–1583.
- [3] *Huang S., Udreă F., Amaratunga G.A.J.* // Solid-State Electronics. 2003. V. 47. P. 1429–1436.
- [4] *Ogura T., Ninomiya H., Sugiyama K.* et al. // IEEE Tr. Electron Devices. 2004. V. 51. N 4. P. 636–641.
- [5] *Чернявский Е.В., Попов В.П., Пахмутов Ю.С.* и др. // Микроэлектроника. 2002. Т. 31. В. 5. С. 376–381, 382–384.
- [6] *Бономорский О.И., Воронин П.А.* Патент РФ на изобретение № 2199795. Оpubл. 27.02.2003. Бюл. № 6.
- [7] *Грехов И.В., Мнацаканов Т.Т., Юрков С.Н.* и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 7. С. 80–87; ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 5. С. 76–81.
- [8] *Gerlach W., Qu N.* // Archiv für Electrotechnik. 1991. V. 74. P. 433–444.
- [9] *Горбатюк А.В.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 5. С. 54–62.
- [10] *Pell E.M.* // Phys. Rev. 1953. V. 90. N 2. P. 278–279.