

Теория и моделирование комбинированных механизмов ограничения области безопасной работы полупроводниковых переключателей силовой микроэлектроники

© А.В. Горбатьук^{†*}, Д.В. Гусин^{†*}, Б.В. Иванов[‡]

[†] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 194251 Санкт-Петербург, Россия

[‡] Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина), 197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 24 апреля 2012 г. Принята к печати 12 мая 2012 г.)

Разработана обобщенная аналитическая модель процесса выключения биполярных переключателей с микрозатворами, учитывающая роль технологических и конструктивных несовершенств реальных структур в ограничении области их безопасной работы. На примере тиристорного микрочипа с внешним полемым управлением, работающего в схеме инвертора напряжения, проведено количественное определение границы области безопасной работы по выключаемому току. Установлено, что для неидеальной структуры эта граница в области низких напряжений определяется эффектом регенеративного отпираания катодного эмиттера, а со стороны высоких напряжений — возникновением локализации тока в „возмущенных“ ячейках с участием динамического пробоя. Обсуждаются возможные применения разработанной модели для указания направлений оптимизации приборных структур с повышением их максимального коммутируемого тока. Адекватность результатов применения модели проверена с помощью имитационного компьютерного моделирования.

1. Введение

В современной силовой электротехнике для частотного преобразования электроэнергии начинают занимать прочную позицию новые приборы транзисторного или тиристорного типов, производимые на основе гибридных (биполярных и МОП, т.е. металл-оксид-полупроводник) технологий — биполярные переключатели с распределенными микрозатворами (БПМЗ). Интегральные структуры (чипы) этих приборов имеют рабочую площадь от долей до единиц см^2 и содержат большое число (10^2 – 10^5) почти одинаковых элементарных ячеек, равномерно распределенных по площади чипа (с шагом 10–20 мкм). Верхний предел плотности коммутируемой мощности для приборов типовых конструкций на сегодня близок к $P_{\text{max}} \approx 150$ – 200 кВт/см².

Актуальными задачами дальнейшего совершенствования БПМЗ является расширение области их безопасной работы (ОБР) по максимальной номинальной мощности P_{max} , а также по токам и напряжениям при импульсной перегрузке. Задачи эти, однако, далеко не просты. Некоторое увеличение мощности может быть получено за счет усложнения конструкций с целью достижения предельной синхронизации коммутационных процессов для всех ячеек чипа, т.е. на пути приближения к физическим пределам двойной инжекции и экстракции для плоскостных биполярных высоковольтных структур. При этом, однако, даже небольшие успехи достижимы только при непропорциональном удорожании технологии и сопряжены с сужением ОБР при перегрузке.

Что касается самих механизмов ограничения ОБР, то они инициируются при динамическом пороговом

подключении целого ряда эффектов локальной электрической перегрузки, неустойчивости однородного распределения тока по площади, а затем и локализации тока на малых ее участках. Условиями развития таких критических сценариев являются неизбежный статистический разброс физических параметров между ячейками (например, по временам жизни носителей) и неэквивалентное размещение элементов распределенного затвора на рабочей площади полупроводниковой пластины.

В настоящей работе мы ставим задачу создания обобщенной аналитической модели механизмов ограничения ОБР для БПМЗ с неидеально-идентичными элементарными ячейками. В основу такой модели положена модифицированная одномерная модель механизмов отеснения остаточной плазмы в структуре тиристорного типа при восстановлении ее запирающих свойств [1] с дополнительным учетом эффектов лавинного пробоя в сильных полях и динамического отпираания катодного эмиттера при увеличении плотности анодного тока выше допустимой (например, при аварийной перегрузке). Для учета процессов перераспределения тока по площади вся конструкция чипа разбивается на группы ячеек [2] с различающимися физическими параметрами (см. вставку на рис. 1), связанные между собой через металлические контакты к инжектирующим и экстрагирующим элементам распределенного затвора. Учитывается также наличие конечного сопротивления участка электрода, соединяющего эти группы. Очевидно, что при работе такой системы параллельных ячеек интегрального чипа в ней смогут выделяться группы опережающих и отстающих ячеек, взаимодействующих между собой и с цепью нагрузки через электрические интегральные связи.

[†] E-mail: agorpulse@mail.ioffe.ru

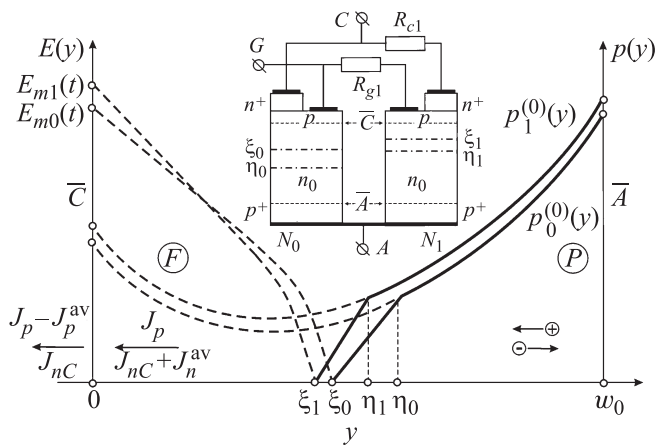


Рис. 1. Распределения электрического поля $E(y)$, концентраций плазмы $p(y)$ и биполярный состав токов в n_0 -базах управляемых тиристорных ячеек (\bar{A} — анодная граница базы, \bar{C} — катодная граница, w_0 — толщина базы). Нижние индексы „0“, „1“ на рисунке и в тексте относятся к подсистемам ячеек S_0 и S' соответственно. На вставке — представление неидеальной приборной структуры с внешними выводами анода A , катода C и затвора G , используемое при построении модели и в численных расчетах.

Совокупность сформулированных далее дифференциальных законов для динамических переменных задачи образует замкнутую аналитическую модель, охватывающую широкое многообразие номинальных и аварийных режимов. Основные из них будут проиллюстрированы на основе достаточно простых численных решений, а их адекватность будет проведена на основе средств математического моделирования имитационного уровня.

2. Формулировка обобщенной аналитической модели процесса запирания

2.1. Структурная иерархия физических масштабов модели

Механизмы функционирования БПМЗ основаны на реализации квазиоднородного управления двойной инжекцией. В нашем случае катодный эмиттер управляется воздействием через распределенный затвор, а анодный — за счет взаимной объемной связи между электронными и дырочными потоками. Типичная ситуация, реализуемая при выключении БПМЗ, изображена на рис. 1. Перед началом этого процесса прибор находится в проводящем состоянии с плотностью тока $J^{(0)}$. Начальное распределение концентрации плазмы по глубине n_0 -базы имеет характерный чашеобразный вид $p^{(0)}(y)$.

В момент $t = 0$ на экстрагирующие элементы всех ячеек подается запирающий потенциал $V_G \leq 0$, после чего плотность тока экстракции дырок J_G на границе с p -базой достигает значения $J^{(0)}$. При этом инжекция электронов катодом прекращается еще до появления

обратного смещения коллектора и зарождения в нем с момента t_0 слоя сильного поля F (такие режимы называют режимами с единичным коэффициентом запирания эмиттера). При $t > t_0$ этот слой расширяется в глубь n -базы и оттесняет левую границу плазмы $\xi(t)$, что и ведет к увеличению напряжения на F и к окончательному запиранию анодного тока J_A . Из-за малости градиента концентраций в удаленной от границы ξ части P профиля плазмы и сравнительно большого времени жизни носителей динамическая перестройка профиля плазмы в целом происходит благодаря сдвигу координаты $\xi(t)$ и диффузионному размытию в переходном слое D , переходящем в слой P на условной границе $\eta(t)$. Эта ситуация сохраняется в течение времени, пока граница $\eta(t)$ не достигает правого края базы, после чего с участием рекомбинации остаточного заряда наступает завершающая стадия процесса запирания тока.

Для описания динамики всего ансамбля неидеально-идентичных ячеек, а значит, динамики интегрального прибора как целого, мы выделяем в нем конкурирующие группы ячеек с переходными характеристиками, одинаковыми внутри каждой из групп, но различающимися для разных групп. Вполне наглядным представляется разбиение ансамбля на основную подсистему S_0 из N_0 элементарных ячеек и подсистему S' с числом ячеек $N_1 \ll N_0$ и рабочей площадью A_1 , в N раз меньшей площади A_0 подсистемы S_0 (см. эквивалентную схему на вставке к рис. 1). Сопротивление распределенных электродов затвора подсистемы S' , ячейки которой находятся на наибольшем удалении от внешнего вывода G , учтено эффективным последовательным сопротивлением затвора R_{g1} . Этот подход позволяет описать исходные стационарные состояния и переходные процессы выключения отдельно для каждой из подсистем в рамках стандартной модели начального включенного состояния (см. [3], с. 37–54) и модели оттеснения плазмы расширяющимся доменом поля [1,4], адаптированной к проблемам ОБР. При этом взаимодействие подсистем S_0 и S' можно выразить в терминах законов Кирхгофа для их полных токов, что в итоге приводит к следующей формуле для мгновенного значения интегрального анодного тока I_A через полную рабочую площадь прибора A_S :

$$I_A = \frac{(NJ_0 + J_1)A_S}{N + 1}, \tag{1}$$

где J_0 и J_1 — плотности токов в подсистемах S_0 и S' , определяемые отношениями их полных анодных токов к рабочей площадям A_0, A_1 соответственно.

Мгновенное напряжение между катодами и анодами $U_A(t)$, состоящее в общем случае из суммы смещений инжектирующих эмиттеров U_{pn} и падения напряжения на толще базы U_b , должно быть (в пренебрежении малым сопротивлением R_{c1} распределенных электродов катода) одинаковым для всех ячеек в обеих подсистемах:

$$U_{pn0} + U_{b0} = U_{pn1} + U_{b1} = U_A(t). \tag{2}$$

Характер взаимосвязи интегральных динамических переменных $I_A(t)$ и $U_A(t)$ зависит от конкретного ви-

да электрической схемы. Мы будем рассматривать эквивалентную схему инвертора напряжения, соответствующую основному техническому приложению для устройств класса БПМЗ (см. вставку на рис. 2).

Составляющие обобщенную модель количественные описания для начального состояния БПМЗ и модели пространственной концентрационно-полевой динамики в каждой из групп выключаемых ячеек и перераспределения тока между ними, а также особенности работы переключателя в схеме инвертора напряжения обсуждаются в разд. 2.2–2.5.

2.2. Начальное состояние прямой проводимости

Нахождение начальных значений $J_0^{(0)}$ и $J_1^{(0)}$ при заданном полном анодном токе $I_A^{(0)}$ основано на квазидиодном приближении, оправданном для БПМЗ с тонкой p -базой, а также в пренебрежении оже-рекомбинацией и электронно-дырочным рассеянием [3] для концентраций $p \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, характерных для частотных режимов работы. В таком приближении стационарные распределения инжектированных носителей определяются одномерными уравнениями амбиполярной диффузии плазмы с локальными концентрациями $p_{0,1}^{(0)}(y)$ для каждой из групп ячеек (нижние индексы „0“, „1“ опущены):

$$d^2 p^{(0)} / dy^2 = p^{(0)}(y) / L_h^2, \quad (3)$$

где L_h — амбиполярная диффузионная длина. Граничные условия на краях базы, связывающие концентрации с их градиентами в этих точках, учитывают нелинейные токи утечек в эмиттеры. В соответствии с подходами в [3] эти условия имеют вид

$$-qD_h \left. \frac{dp^{(0)}}{dy} \right|_{y=0} = \gamma_p^d J^{(0)} - J_{sp} \left[\frac{p^{(0)}(0)}{n_{i0}} \right]^2, \quad (4)$$

$$qD_h \left. \frac{dp^{(0)}}{dy} \right|_{y=w_0} = \gamma_n^d J^{(0)} - J_{sn} \left[\frac{p^{(0)}(w_0)}{n_{i0}} \right]^2. \quad (5)$$

Здесь n_{i0} — собственная концентрация носителей, $D_h = 2bD_p / (b + 1)$ — коэффициент амбиполярной диффузии в n_0 -базе, D_p — коэффициент диффузии дырок, $\gamma_p^d = 1 / (b + 1)$ и $\gamma_n^d = b / (b + 1)$ — доли дырочной и электронной дрейфовых компонент тока в плазме, $b = \mu_{n0} / \mu_{p0}$ — отношение подвижностей электронов и дырок в слабых полях $E \ll E_{ns}, E_{ps}$ (E_{ns}, E_{ps} — характерные поля насыщения дрейфовых скоростей носителей обоих типов). В правые части уравнений (4) и (5) входят также плотности токов насыщения эмиттеров, описываемые выражением

$$J_{sp} = \frac{qn_{i0}^2 D_p^C \exp(\Delta E_g^C / kT)}{L_p^C N_D} \text{cth} \left(\frac{l_C}{L_p^C} \right) \quad (6)$$

для катодного n^+ -эмиттера и аналогично для анодного p^+ -эмиттера (здесь D_p^C, L_p^C и ΔE_g^C — коэффициент

диффузии, диффузионная длина неосновных носителей и эффективное сужение запрещенной зоны в данном эмиттере, зависящие [3] от концентрации $N_D(N_A)$ легирующей донорной (акцепторной) примеси в нем, l_C — толщина эмиттерного слоя).

Отличие нашего подхода от предложенного в [3] является то, что значения плотностей токов для каждой из групп ячеек, сопротивление каждой из групп, как и интегральное сопротивление всего БПМЗ, а также полное напряжение U_{ON} , одинаковое для обеих подсистем (согласно уравнению (2)), являются плавающими параметрами, т.е. функциями интегрального тока нагрузки. Таким образом, все они взаимно связаны с формой и параметрами профилей концентрации в базах

$$p^{(0)}(y) = p_{\min} \text{ch}[(y - y_{\min}) / L_h]. \quad (7)$$

Введенные здесь величины y_{\min} и p_{\min} , определяющие координату минимума распределения и его минимальную концентрацию в конкретной группе ячеек, тоже являются плавающими и должны находиться при решении системы уравнений (1), (2), (4) и (5).

При такой постановке задачи степень неравномерности распределения тока по ячейкам (например, локальное повышение его плотности в „малой“ подсистеме) не ограничена, в отличие от модели [5], условием малости $J_1^{(0)} A_1 / I_A^{(0)} \ll 1$.

2.3. Динамика перехода в блокирующее состояние

Номинальный режим функционирования БПМЗ всех типов предусматривает полное и быстрое прекращение инжекции электронов из катодных эмиттеров сразу после подачи на затвор выключающего импульса, так что длительности стадий рассасывания избыточных носителей в тонкой p -базе, а также зарождения полевого домена в n_0 -базе обычно не превышают нескольких десятков наносекунд. Поэтому далее мы ими пренебрегаем и рассматриваем последующий и существенно более весомый по влиянию на ОБР основной этап процесса запираания с выведением накопленной плазмы (рис. 1) и восстановлением блокирующей способности прибора. Далее для этого этапа формулируются законы временной эволюции квазинейтрального плазменного „резервуара“ P , домена сильного поля F и переходного слоя D между ними, описывающие пространственную концентрационно-полевую динамику в ячейках биполярного переключателя.

2.3.1. Область объемного заряда. С целью описания законов трансформации профиля поля E в F для каждой из групп ячеек мы используем уравнение Пуассона с плотностью заряда, содержащей вклады концентраций ионизированных доноров N_d^+ и свободных дырок p , а также порождаемых при лавинном умножении или ин-

жекции из катодных эмиттеров свободных электронов n :

$$\frac{dE}{dy'} = \frac{q}{\varepsilon} [N_d^+ + p - n]. \quad (8)$$

Здесь q — заряд электрона, ε — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника; новая система координат $y' = \xi - y$ введена для удобства формулировки условия на границе с плазмой $E|_{y'=0} = 0$. Пренебрегая диффузией, рекомбинацией и токами смещения в F , распределенные динамические переменные $p(y, t)$ и $n(y, t)$ для каждой из групп ячеек можно связать со скоростями дрейфа этих носителей v_p и v_n , а также с соответствующими плотностями тока J_p и J_n соотношениями $p = J_p/(qv_p)$ и $n = J_n/(qv_n)$. Далее, поскольку лавинное умножение возможно только в слое с $E \geq 150$ кВ/см, существенно более тонком, чем толщина домена, вклады токов лавин можно перенести в граничные условия при $y = 0$. При этом значения J_p и J_n будут постоянны по y . Однако, в отличие от ранних подходов в [6–8], для описания возможного снижения поля на большей части домена F в случае „самоотпирания“ катодного эмиттера мы дополнительно учтем феноменологические зависимости скоростей дрейфа носителей от поля $v_{p,n}(E) = \mu_{p0,n0}E/(1 + \mu_{p0,n0}E/v_{ps,ns})$, где $v_{ps,ns}$ — насыщенные скорости дрейфа дырок и электронов. Данный подход позволяет определить взаимосвязь всех компонент плотностей токов в области объемного заряда в виде

$$\begin{aligned} J_{n\xi} &= J_{nC} + J_n^{\text{av}} = \alpha_1 J_C + (J_{p\xi} + J_{n\xi}) I^{\text{av}} \\ &= \alpha_1 J_C + J_{\text{eff}}^{\infty} \int_0^{\xi} \exp\left[-\frac{E_{\text{eff}}^{\infty}}{E(y')}\right] dy', \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $J_{n\xi}$ — полная электронная компонента, α_1 — коэффициент передачи по току катодного n^+p-n -транзистора; J_C — плотность электронного тока катода единичной ячейки; J_{nC} — компонента, порождаемая отпиранием катода; J_n^{av} — компонента, порождаемая ударной ионизацией; $\alpha_{\text{eff}}^{\infty}$ и E_{eff}^{∞} — эффективные параметры аппроксимации коэффициентов ударной ионизации, принятых одинаковыми для дырок и электронов; I^{av} — ионизационный интеграл.

Решение сформулированной задачи может быть найдено на основе решений более простой задачи [9] в виде мгновенных значений двух интегральных переменных — толщины домена и напряжения на нем,

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\varepsilon E_m}{A} - \frac{\varepsilon B}{A^2} \ln\left[1 + \frac{A}{B} E_m\right], \\ U_F &= \frac{\varepsilon B^2}{A^3} \left\{ \frac{A^2}{B^2} \frac{E_m^2}{2} - \frac{A}{B} E_m + \ln\left[1 + \frac{A}{B} E_m\right] \right\} \approx U_A, \end{aligned} \quad (10)$$

параметрически зависящих от максимального поля $E_m = E|_{y'=\xi}$ и от плотностей токов J и $J_{n\xi}$ (через коэффициенты $A = qN_d + (J - J_{n\xi}/\gamma_n^E)/v_{ps}$ и $B = (J - J_{n\xi}/\gamma_n^d)/\mu_{p0}$),

где $\gamma_n^E = b_E/(b_E + 1)$, $b_E = v_{ns}/v_{ps}$. Взаимосвязь переменных J , $J_{n\xi}$ и U_A для каждой из групп ячеек находится при численном решении полной системы уравнений модели (см. разд. 3).

В связи с малостью толщины слоя умножения при вычислении ионизационного интеграла в (9) используется линейная зависимость $E(y')$ с теми же значениями E_m и производной dE/dy' в точке ξ , что и у найденного решения уравнения Пуассона:

$$\begin{aligned} E(y') &\approx E_F(y') = E_m + (y' - \xi)(dE/dy')|_{y'=\xi} \\ &= E_m + (y' - \xi)(AE_m + B)/\varepsilon E_m. \end{aligned} \quad (11)$$

При помощи интегральной формулы

$$\int_0^x \exp(-1/y') dy' = x \exp(-1/x) - \int_{1/x}^{+\infty} y'^{-1} \exp(-y') dy'$$

и однократного дифференцирования по времени из соотношений (9) и (11) выводится обыкновенное дифференциальное уравнение вида $dI^{\text{av}}/dt = f(I^{\text{av}}, E_m, A, B)$, численно интегрируемое в составе полной системы.

2.3.2. Динамика профиля электронно-дырочной плазмы. При извлечении накопленных в проводящем состоянии избыточных носителей из n_0 -базы (см. разд. 2.1 и рис. 1) граница ξ , разделяющая домен F и плазменную область P , перемещается вглубь базы при неизменном (соответствующем начальному профилю $p^{(0)}(y)$) распределении концентраций $n \approx p$ в пределах $\eta(t) \leq y \leq w_0$. При этом в интервале $\xi(t) \leq y \leq \eta(t)$ происходит перестройка диффузионного слоя D , где концентрация изменяется от практически нулевого значения в точке $y = \xi(t)$ до значения $p_{\eta} = p^{(0)}(\eta(t))$. На интервале $\eta(t) \leq y \leq w_0$ сквозная диффузия через n_0 -базу на рассматриваемых временах переходных процессов (несколько микросекунд) несущественна. Поэтому для этого слоя плазмы оправдано дрейфовое приближение с квазиравновесным отношением подвижностей b . Этап оттеснения плазмы состоит из двух последовательных стадий $\xi(t) < \eta(t) < w_0$ и $\eta(t) = w_0$, уравнения для которых получаются из (13) и (16) работы [5] соответственно путем замены компоненты плотности тока J_n^{av} на $J_{n\xi}$ согласно (9):

$$\begin{aligned} qp_{\eta} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{qD_h}{\gamma_n^d J - J_{n\xi}} \frac{dp^{(0)}}{dy} \Big|_{y=\eta} \right] \frac{d\eta}{dt} \\ + \frac{q^2 p_{\eta}^2 \gamma_n^d D_p (\gamma_n^d dJ/dt - dJ_{n\xi}/dt)}{(\gamma_n^d J - J_{n\xi})^2} = \gamma_n^d J - J_{n\xi}; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dt} &= \frac{w_0 - \xi}{2\tau_h} + \frac{(w_0 - \xi)(\gamma_n^d dJ/dt - dJ_{n\xi}/dt)}{2(\gamma_n^d J - J_{n\xi})} \\ &+ \frac{D_h}{w_0 - \xi} \frac{J(1 - \gamma_A) - J_{n\xi}}{\gamma_n^d J - J_{n\xi}}. \end{aligned} \quad (13)$$

На первой стадии имеет место связь $\eta - \xi = qD_h p_{\eta}/(\gamma_n^d J - J_{n\xi})$ текущих положений границ, следу-

ющая из линейной аппроксимации концентрации носителей в интервале $\xi \leq y \leq \eta$. Для описания завершающей стадии процесса в качестве значения параметра γ_A в (13) используется значение коэффициента передачи, несколько повышенное относительно начальной величины (см. разд. 2.2) из-за спада тока.

2.4. Взаимодействие подсистем ячеек между собой через распределенный затвор

Напряжения анод–катод $U_A \approx U_F$ каждой из параллельно соединенных управляемых ячеек интегральной схемы мы считаем одинаковыми (уравнение (2)). Что же касается потенциалов базовых электродов ячеек в подсистемах S_0 и S' , то их величины зависят от токов этих электродов и последовательного сопротивления R_{g1} . Потенциалы затворов V_{G0} , V_{G1} относительно катодов неодинаковы для различных типов БПМЗ. В тиристорах со встроенными затворами [10] эти потенциалы определяются только плотностями токов J_{G0} , J_{G1} экстрагируемых носителей в соответствующих ячейках схемы и удельными сопротивлениями каналов распределенного выключающего МОП затвора. Если же для запираания интегрального тиристорного чипа используется дискретный внешний ключевой элемент (мощный низковольтный МОП транзистор), шунтирующий по специальной цепи эмиттеры всех его ячеек [11], то величины V_{G0} и V_{G1} неодинаковы даже при условии идентичности параметров всех ячеек. В последнем случае

$$V_{G0} = (J_{G0}A_0 + J_{G1}A')R_{DS\ on} + V_{ext}, \quad V_{G1} = V_{G0} + J_{G1}R_{g1}, \quad (14)$$

где $R_{DS\ on}$ — сопротивление открытого канала выключающего транзистора T_G на линейном участке выходной характеристики, V_{ext} — напряжение, подаваемое на внешнюю клемму затвора от дополнительного управляющего источника, что используется в запираемых тиристорах с интегрированным управлением [12].

Помимо внешних по отношению в полупроводниковой структуре вкладов (14), смещения $n^+ - p$ -переходов в каждой ячейке содержат также и падения напряжения на p -базе при протекании по ней экстракционного тока. Распределения этого тока и потенциала в p -базе любой конструкции элементарной ячейки носят двумерный характер. Для определения условия отпираания эмиттера целесообразно определять его локальное смещение на оси симметрии ячейки (см. вставку на рис. 1), т.е. на участке $n^+ - p$ -перехода, расположенном дальше всех от электрода G . Обратную связь между полным смещением V_{GE} каждого эмиттера (с вкладом $J_G R_p$, где R_p — эффективное удельное сопротивление растекания тока в p -базе) и инжекционным током $n^+ - p$ -перехода введем формулой Шокли с плотностью тока насыщения J_{sp} . При этом для основной подсистемы далее будем считать локальное смещение эмиттера отстоящим от уровня отсечки инжекции (~ 0.75 В для случая кремния) как минимум на $(3-5)kT/q$ (здесь k — постоянная Больцмана, T — абсолютная рабочая температура кристалла),

так что инжекционный ток пренебрежимо мал. Для эмиттеров подсистемы S' благодаря дополнительному вкладу R_{g1} возможны эффекты неполного запираания и возобновления инжекции, зависящие от мгновенного значения тока J_{G1} и подробно исследуемые далее.

Баланс токов электродов каждой из подсистем выражается соотношениями для плотностей токов, приведенных к одной и той же рабочей площади биполярной части,

$$J_1 = J_{G1} + J_{C1} = J_{G1} + \theta J_{sp} \left[\exp\left(\frac{qV_{GE1}}{kT}\right) - 1 \right], \quad (15)$$

и $J_0 = J_{G0}$. Параметр θ в уравнении (15) характеризует отношение площади эмиттера ячейки к ее полной рабочей площади; в типичных геометриях структур $\theta \approx 1/2$. Второе слагаемое в правой части (15) входит в качестве компоненты J_C в (9).

2.5. Взаимодействие биполярного переключателя с внешней цепью

В типовой эквивалентной схеме (см. вставку на рис. 2) биполярный ключ функционирует как прерыватель „источника“ тока нагрузки I_{load} , практически постоянного в пределах одного периода переключения вследствие ее большой индуктивности. Поэтому работа схемы на этом интервале времени сводится к перераспределению тока между биполярным переключателем и диодом свободного хода и при выключении ключа состоит из двух последовательных стадий. С момента подачи запирающего импульса на затвор анодный ток $I_A(t)$ остается постоянным ($I_A = I_{load}$), пока соблюдается условие $U(t) < U_{st}$ (U_{st} — постоянное напряжение источника питания). Когда же $U_A(t) \geq U_{st}$, происходит ответвление тока в диод,

$$L_s \frac{dI_A}{dt} = U_{st} - U_A(t), \quad I_{load} = I_A(t) + I_D(t), \quad (16)$$

причем скорости спада тока ключа и нарастания тока диода равны по абсолютной величине. Паразитная индуктивность силовой цепи L_s (зависящая от конструкций самого силового переключающего модуля и внешних элементов цепи, а также от их взаимного расположения) обуславливает характерное для данного типа схем перенапряжение ($U_A > U_{st}$) в течение некоторого времени после начала спада анодного тока.

3. Полученные результаты и их обсуждение

С целью иллюстрации возможностей построенной модели и определения условий ее применимости далее рассматривается частный случай неидеального БПМЗ тиристорного типа (далее — неидеальный микротиристор, НМТ), интегральный чип которого имеет общий коллекторный $p - n_0$ -переход и систему распределенных с шагом $\sim (10-20)$ мкм n^+ -эмиттерных и p -базовых

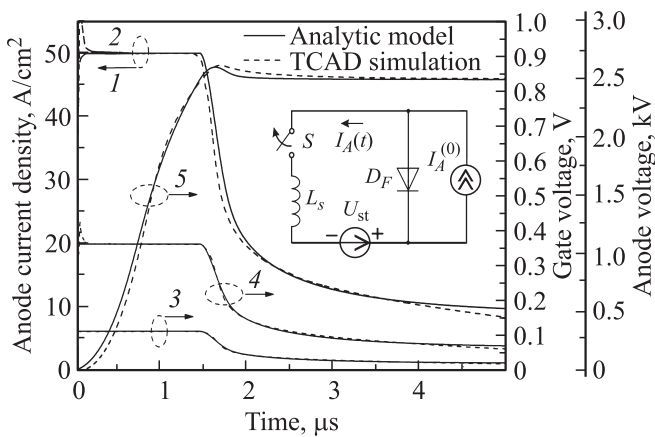


Рис. 2. Плотности анодных токов (1, 2), напряжения на затворах (3, 4) двух подсистем ячеек и анодное напряжение (5) в процессе запирающего тока 50 A/cm^2 при $U_{st} = 2.5 \text{ кВ}$ (аналитическая модель и численный эксперимент). На вставке — эквивалентная схема цепи с БПМЗ S , диодом свободного хода D_F , источником напряжения U_{st} , индуктивной нагрузкой с током $I_A^{(0)}$ и паразитной индуктивностью цепи L_s .

полос встречно-штыревой конфигурации [11] с катодной стороны пластины, к которым присоединены электроды катода C и затвора G (рис. 1). В цепь затвора между выводами C и G включается внешний МОП транзистор. Приводимые далее результаты относятся к кремниевой структуре с параметрами n_0 -базы $w_0 = 500 \text{ мкм}$ и $N_d = 1.72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Статическое блокируемое напряжение тиристора с такой n_0 -базой составляет $\sim 5 \text{ кВ}$, если со стороны анода имеется буферный n' -слой толщиной $\sim 15 \text{ мкм}$ и поверхностной концентрацией $\sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В качестве параметров номинального режима работы заданы рабочее постоянное напряжение схемы инвертора $U_{st} = 2.5 \text{ кВ}$ и амплитудное значение плотности тока нагрузки 50 A/cm^2 (токи всех электродов для обеих подсистем далее всюду нормируются на суммарную площадь анодного электрода соответствующей подсистемы). Толщины катодного и анодного эмиттеров каждой управляемой ячейки равны 2 мкм , характерные концентрации легирования катодного и анодного эмиттеров и p -базы равны соответственно $N_D = 1.0 \cdot 10^{19}$, $N_A = 1.8 \cdot 10^{18}$, $N_{Ap} = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, глубина коллекторного перехода 6 мкм , толщина p -базы $w_p = 4 \text{ мкм}$. Время жизни в плазме n -базы $\tau_h = 15 \text{ нс}$.

В расчетах для случая с различающимися τ_h в подсистемах наше допущение состояло в одинаковости масштабных факторов (принятых равными $N = 10$) для обоих типов несовершенств — технологического и конструктивного. При этом рассматривался наихудший случай (в отношении условий динамической локализации тока), в котором время жизни носителей больше в „малой“ подсистеме периферийных ячеек S' .

Величины эффективных сопротивлений, связанных с периферийными ячейками, для удобства анализа приведены к площади подсистемы S' таких ячеек. Сопротив-

ление R_{g1} для чипа с реальными размерами $7 \times 7 \text{ мм}$ принято равным $R_{g1} = 5 \text{ МОм} \cdot \text{см}^2$ (по оценкам работы [13]). Удельное сопротивление растекания тока в p -базе в рассматриваемой топологии оценено [11] как $R_p = (\rho_p/w_{p\text{eff}})x_e^2/2$ (в $\text{Ом} \cdot \text{см}^2$), где x_e — полуширина эмиттера, ρ_p — удельное сопротивление материала p -базы, а $w_{p\text{eff}}$ — эффективное значение ее толщины при протекании тангенциального дырочного тока, несколько меньше w_p из-за эффектов неоднородного распределения примесей по толщине, а также частичного проникновения поля в базу из области F . Для исследуемой структуры $R_p \approx 1 \text{ МОм} \cdot \text{см}^2$. Время переключения ключа T_G полагалось равным 10 нс , а его сопротивление в открытом состоянии — 5 МОм .

Получение решений сформулированной нестационарной задачи о процессе выключения основано на применении метода Ньютона с переменным шагом по времени. Решаемая нелинейная система для случая двух групп управляемых ячеек в НМТ содержит в общей сложности 12 уравнений — обыкновенных дифференциальных первого порядка ((12), (13) и уравнения для интегралов ионизации в S_0 и S' , а также (16) для полного тока) и трансцендентных алгебраических (10), (15).

Расчитанные таким способом динамические характеристики выключения НМТ с идентичными параметрами управляемых ячеек представлены на рис. 2 совместно с результатами двумерного имитационного численного моделирования¹ при работе в эквивалентной схеме инвертора с индуктивной нагрузкой и диодом свободного хода (см. вставку на рис. 2). Значения физических параметров, входящих во все расчеты настоящей работы, соответствуют данным базового набора моделей [14] программного пакета Sentaurus Device для кремния; в частности, $\mu_{n0} = 1417 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_{p0} = 470.5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $v_{ns} = 1.07 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $v_{ps} = 8.37 \cdot 10^6 \text{ см/с}$. Эффективные параметры для коэффициентов ударной ионизации в (9) были приняты равными $\alpha_{\text{eff}}^\infty = 1.15 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ и $E_{\text{eff}}^\infty = 1.70 \cdot 10^6 \text{ В/см}$.

Начальные условия во включенном состоянии определялись путем предварительного моделирования процесса включения тиристора с достижением заданного тока нагрузки ($I_A^{(0)}/A_\Sigma = 50 \text{ A/cm}^2$) и последующего сравнения найденных параметров проводящего состояния по данным двумерного численного расчета с результатами аналитической модели (разд. 2.2). Обнаруженное расхождение по концентрации плазмы при $y = 0$ (связанное с наличием между эмиттером и n_0 -базой тонкого p -слоя с низким уровнем инжекции, нарушением граничного условия (4) в случае плавных диффузионных переходов [3] и неоднородным распределением концентраций в окрестности катода) устранялось корректировкой тока насыщения J_{sp} (6) путем уменьшения толщины эмиттера. Корректированные значения параметров далее использовались при расчетах как включенного состояния

¹ Использовался программный пакет приборно-технологического моделирования полупроводниковых приборов Sentaurus Device версии D-2010.03 фирмы Synopsys с набором физических моделей [14], калиброванных для решения поставленной задачи.

двух подсистем ячеек, так и переходного процесса их запираания.

В предварительно рассчитанном номинальном режиме работы тиристора длительность процесса выключения ~ 11 мкс (по уровням 0.1–0.9 от начального тока), а плотность энергии тепловых потерь за расчетный период (20 мкс) составляет 422 мДж/см². Перенапряжение на аноде, возникающее сразу после открытия диода D_F , не превышает $\Delta U_A = 140$ В. Оно обусловлено паразитной индуктивностью цепи $L_s = 2.5$ мкГн, тогда как на кривых численного моделирования (рис. 2, пунктирные линии) такая же величина ΔU_A связана только с процессом включения диода (индуктивность цепи при этом не учитывалась). Тем самым используемый диод свободного хода при включении обладает значительной индуктивностью (оцениваемой как $L_D \approx w_0^3/12\varepsilon v_n v_p$ согласно [15]) за счет большой толщины его базы $w_0 = 500$ мкм и сниженных (по сравнению с $v_{ns,ps}$) скоростей дрейфа носителей $v_{n,p}$ при прямых смещениях ~ 100 В.

Обратная связь между смещением катодного эмиттера и током затвора при запираании тока 50 А/см² не оказывает влияния на динамические характеристики прибора. При увеличении тока, когда уже в момент замыкания шунтирующей цепи смещение эмиттера в ячейке подсистемы S' превосходит ~ 0.7 В, наблюдается кратковременное повышение J_1 в подсистеме S' с не полностью запертым эмиттером. Наконец, при еще большем токе (≥ 90 А/см²) дальнейшее протекание переходного процесса сопровождается необратимым перехватом анодного тока всего прибора этой подсистемой (рис. 3, сплошные линии). Переключатель в этом случае теряет управляемость по затвору и выходит из строя из-за локализации тока и тепла на малом участке рабочей площади.

Следует отметить, что найденная предельная величина не может быть реализована как допустимая амплитудная плотность тока при частотной работе. Она выражает лишь запас по импульсной токовой перегрузке, в пределах которого можно выполнить защитное запираание шунтированием катодных эмиттеров. Это обусловлено как минимум двумя обстоятельствами. Во-первых, при фиксированной удельной мощности теплоотвода увеличение переходных потерь более 500–600 мДж/см² (за операцию выключения) даже при однородном по площади тепловыделении приводит к существенному ограничению [9] по рабочей частоте. Во-вторых, в диапазоне выключаемых токов 50–100 А/см² при рабочих напряжениях 2–3 кВ переходный процесс сопровождается интенсивной ударной ионизацией ($I^{av} \geq 0.2$). Ячейки „возмущенной“ подсистемы с большей плотностью тока раньше входят в динамический лавинный пробой и, если при этом рабочая площадь этой подсистемы мала по сравнению с A_Σ , в ней становится возможным многократное превышение плотности тока на фоне средней по A_Σ величины. Возможность перехода такой подсистемы в блокирующее состояние зависит от предельной плотности выключаемого ею тока, т. е. от режима работы

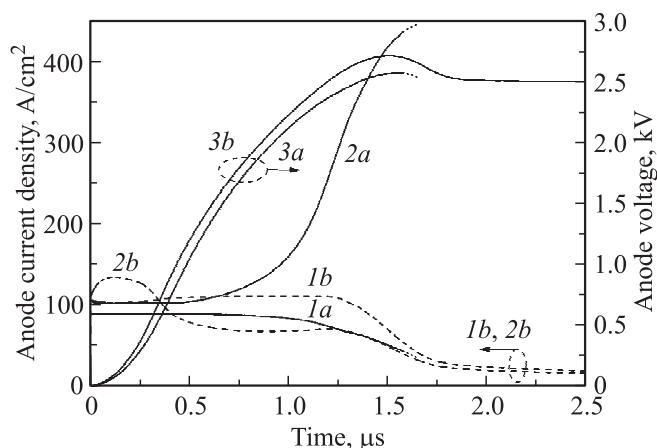


Рис. 3. Выключение приборной структуры интегрального тиристора при выходе за границы ОБР по запираемому току ($I_A^{(0)}/A_\Sigma = 90$ А/см²): 1a, 2a — плотности анодных токов в подсистемах, 3a — анодное напряжение. 1b, 2b, 3b — то же для структуры с расширенными границами ОБР ($I_A^{(0)}/A_\Sigma = 106$ А/см²).

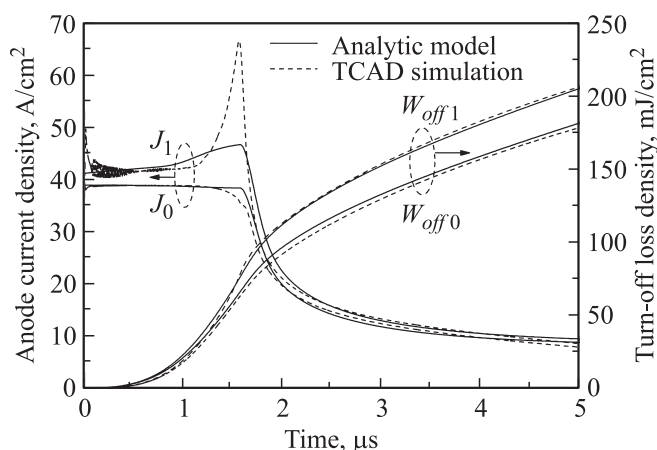


Рис. 4. Выключение неидеальной приборной структуры ($\Delta\tau_h/\tau_h = 10\%$) интегрального тиристора в пределах ОБР по запираемому току. На правой оси — интегралы переходных тепловых потерь в подсистемах S_0 и S' .

и параметров затвора (в том числе последовательного сопротивления затвора R_{g1}). Тем самым реализуемая граница ОБР в НМТ определится условием возникновения аварийной динамической локализации тока с учетом как неодинаковых технологических параметров ячеек, так и их электрически неэквивалентных положений в интегральном чипе.

Для НМТ, две группы ячеек которого дополнительно имеют разброс времен жизни $\Delta\tau_h = \tau_{h1} - \tau_{h0}$ ($\tau_{h0} = 15.0$ мкс, $\tau_{h1} = 16.5$ мкс), на переходной кривой J_1 (рис. 4) появляется характерный максимум, связанный с увеличением начального избыточного заряда в базовой области S' . При этом масштаб данного эффекта зависит от разброса параметров ячеек и от плотностей токов перед запираанием. Такое перераспределение тока при-

водит также и к неравномерности выделения тепла — на участке структуры площадью в 10% от A_{Σ} плотность интегральных потерь за операцию выключения на 12% выше среднего по A_{Σ} значения. Численное моделирование дает такое же относительное превышение. В то же время различие в абсолютных величинах интеграла потерь, найденных по теории и из численного эксперимента, достигает 25% и связано с тем, что в теории не учитывалась рекомбинация на первой стадии отгеснения плазмы (длительностью 5–7 мкс при $\tau_{h0} = 15.0$ мкс). Увеличение начального тока приводит к большей степени локализации тока, а затем и тепла. Вопросы влияния механизмов саморазогрева прибора на его ОБР во взаимодействии стабилизирующих эффектов температурного снижения скоростей дрейфа и коэффициентов ударной ионизации и эффектов термогенерационного пробоя достаточно сложны и не рассматриваются в данной работе.

Как уже говорилось выше, при увеличении тока в силовой и управляющих цепях подсистемы S' и, следовательно, потенциала ее p -базы выше величин ~ 0.7 В может наблюдаться неполное запираение катода и сохранение в домене F паразитной составляющей электронного тока даже после включения шунтирующей цепочки с транзистором T_G . В других случаях уже после полного перекрытия катода становится возможным его повторное динамическое отпирание. При малых рабочих напряжениях этот эффект доминирует среди других, способствующих локализации тока. Более того, в некоторых случаях неполный разрыв „тиристорной“ обратной связи между анодным и катодным транзисторами может затягиваться по времени до установления квазистационарного конечного состояния с не выключенной S' -частью рабочей площади чипа НМТ. Напротив, при большом напряжении статической блокировки ($U_{st} > 1$ кВ) преобладающим с ростом напряжения на домене F в S' становится ударно-ионизационный ток. В этих условиях смещение границ η и ξ запаздывает (рис. 1) по сравнению с параллельной подсистемой S_0 , а перераспределение тока в S' может усиливаться, вызывая повторное регенеративное отпирание катода (кривая 5 на рис. 5) с разветвлением на множественные сценарии, опасность которых при фиксированном U_{st} зависит от начального тока. Критическая величина I_{mcc} разграничивает два набора сценариев — с кратковременной и с необратимой динамической локализацией тока. В случае $I_A^{(0)} < I_{mcc}$ стадия с выраженной неоднородностью анодного тока по площади длится до включения диода D_F (рис. 5), после чего токи в обеих подсистемах начинают быстро спадать. На первой стадии (длительностью в единицы мкс) локальная плотность тепловыделения в S' существенно выше, чем в S_0 . Соответственно при $I_A^{(0)} < I_{mcc}$ лимитирующим фактором является локализация переходных потерь из-за неравномерного распределения тока. В противном случае реализуются аварийные режимы с недопустимо высокими плотностями тока и тепла, когда ячейки S' перестают контролироваться по затвору (как и

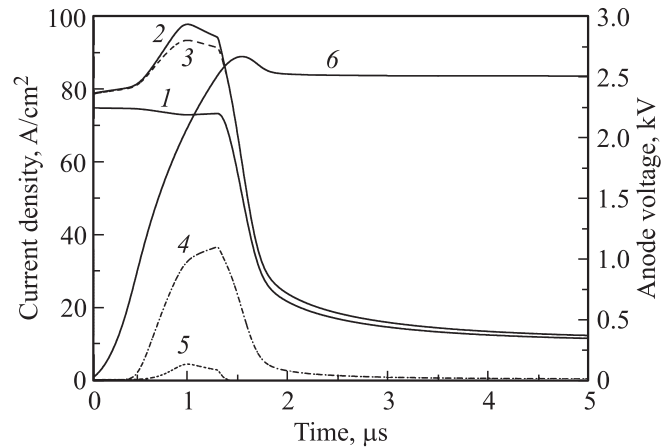


Рис. 5. Выключение неидеальной тиристорной структуры (с относительным разбросом времени жизни $\Delta\tau_h/\tau_h = 10\%$) вблизи границы ОБР по току ($I_A^{(0)}/A_{\Sigma} = 75$ А/см²). 1 — $J_0(t)$, 2 — $J_1(t)$, 3 — $J_{G1}(t)$, 4 — $J_{\eta\xi 1}(t)$, 5 — $J_{C1}(t)$, 6 — $U_A(t)$.

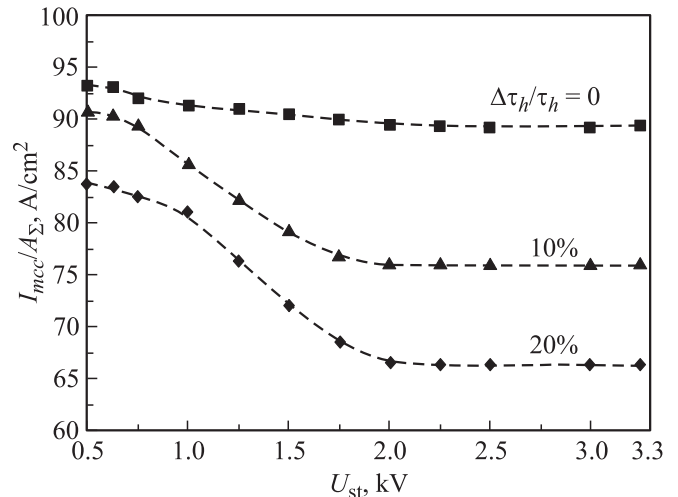


Рис. 6. Границы ОБР интегрального тиристора при идентичных параметрах приборных ячеек ($\Delta\tau_h/\tau_h = 0$) и при наличии разброса времен жизни носителей между двумя подсистемами ячеек в 10 и 20%.

в ранее рассмотренном случае на рис. 3). Отметим, что в эквивалентной схеме инвертора, в отличие от рассматривавшегося ранее случая с омической нагрузкой [5], суммарный анодный ток до момента открытия диода остается постоянным и локальное повышение плотности тока в подсистеме S' ведет к снижению ее в остальной части структуры.

Таким образом, разработанная аналитическая модель, несмотря на некоторые количественные расхождения с данными численного эксперимента по степени локализации тока, адекватно предсказывает все тенденции исследуемого механизма неоднородного запираения НМТ. Варьирование напряжения U_{st} в диапазоне $0.5 \leq U_{st} \leq 3.25$ кВ выявляет снижение I_{mcc} с ростом U_{st} . Результаты представлены на рис. 6 для

двух уровней относительной неоднородности технологического параметра τ_h . В интервале $2.0 \leq U_{st} \leq 3.25$ кВ падение предельного тока, определяемого исследуемым механизмом, замедляется; здесь начинают проявляться иные эффекты сильных полей, в частности исследованное в [5] вхождение в самоподдерживающийся лавинный пробой. Напряжение 3.25 кВ отвечает статическому полемому проколу n_0 -базы тиристора.

Предложенная теория позволяет достаточно просто находить пути повышения однородности модуляции проводимости в БПМЗ с большой рабочей площадью, что критически важно для надежной коммутации больших токов. В частности, приложение к $n^+ - p$ -переходу отрицательного смещения V_{ext} от внешнего источника исключает инжекцию во всех ячейках чипа и позволяет увеличить I_{mcc} на порядок [13]. Ограничением на величину V_{ext} здесь является напряжение пробоя сильно легированного эмиттерного перехода, которое по данным двумерных численных расчетов для нашей структуры составляет ~ 20 В. Имеется и возможность компенсации влияния сопротивлений распределенных электродов для периферийных групп ячеек. Она состоит в снижении тока затвора подсистемы ячеек S' (и прямого смещения их эмиттерных элементов), позволяющем избежать регенеративного отпираания. Эффективность такого технологического приема [12] была проверена с помощью построенной теории: установлено (рис. 3, штриховые кривые), что предельный выключаемый ток данного прибора может быть увеличен с 89 до 106 А/см² ($U_{st} = 2.5$ кВ) посредством последовательного снижения времен жизни обоих типов носителей — на 10% во всей структуре и затем в 10 раз в n^+ -эмиттере. При этом повышение предельного выключаемого тока на 19% сопровождается ростом прямого падения напряжения в номинальном режиме (при $J_A^{(0)} = 50$ А/см²) лишь на 0.3% и незначительным (1.3%) увеличением плотности энергии переходных потерь на основной части рабочей площади: $W_{S0} = 427$ мДж/см².

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе построена нелинейная модель со сравнительно простой структурой и четкой аналитической формулировкой, достаточно полно описывающая процессы выключения в современных биполярных переключателях с распределенными микрозатворами, содержащих большое число неидентичных управляемых ячеек. На основе этой модели исследован комплекс эффектов электрической перегрузки, при определенных условиях наблюдаемых в этих приборах и определяющих их важнейшую эксплуатационную характеристику — границу области безопасной работы по току. Для конкретного представителя этого класса — интегрального тиристора с управляемым шунтированием эмиттеров — найден предельный выключаемый ток в зависимости от рабочего напряжения в эквивалентной схеме инвертора напряжения. Обнаружено,

что со стороны низких напряжений в ограничении ОБР по току преобладает механизм регенеративного включения катодного эмиттера, а при высоких напряжениях ограничение предельного тока обусловлено комбинированным механизмом — обратной связью между током затвора и смещением управляемого эмиттера, наряду с динамическим лавинным пробоем. Проанализирована возможность подавления эффекта отпираания эмиттера за счет снижения концентрации инжектированной плазмы в периферийных областях структуры. Выполнена выборочная проверка количественной адекватности результатов модели посредством имитационного численного моделирования. В случае необходимости учета более сложных типов технологических и конструктивных неоднородностей с различными масштабами структура данной модели допускает введение более двух параллельных подсистем управляемых ячеек. При дальнейшей модификации модели она может также применяться и к другим приборам класса двухоперационных биполярных переключателей.

Авторы выражают благодарность И.В. Грехову за полезные обсуждения и постоянное внимание к работе, А.С. Кюрегяну за дискуссии по аналитической части задачи.

Финансирование работы осуществлялось в рамках ФЦП „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 гг.“ (госконтракт № 02.526.12.6016 с Федеральным агентством по науке и инновациям).

Список литературы

- [1] А.В. Горбатюк. Письма ЖТФ, **34** (5), 54 (2008).
- [2] K. Lilja, H. Gruning. *21st Annual IEEE Power Electron. Specialists Conf. Record.* (San Antonio, USA, 1990) p. 398.
- [3] В.П. Григоренко, П.Г. Дерменжи, В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов. *Моделирование и автоматизация проектирования силовых полупроводниковых приборов* (М., Энергоатомиздат, 1988).
- [4] А.В. Горбатюк. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР (Л., 1985) № 962.
- [5] А.В. Горбатюк, И.В. Грехов, Д.В. Гусин. ФТП, **44** (11), 1577 (2010).
- [6] H. Benda, E. Spenke. *Proc. IEEE*, **55** (8), 1331 (1967).
- [7] W. Feiler, W. Gerlach, U. Wiese. *Solid-State Electron.*, **39** (1), 59 (1996).
- [8] X. Li, A.Q. Huang, Y. Li. *Microelectronics J.*, **34**, 297 (2003).
- [9] А.В. Горбатюк, И.В. Грехов, Д.В. Гусин. Письма ЖТФ, **36** (20), 35 (2010).
- [10] V.A.K. Temple. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **33** (10), 1609 (1986).
- [11] И.В. Грехов, Т.Т. Мнацаканов, С.Н. Юрков, А.Г. Тандоев, Л.С. Костина. ЖТФ, **75** (7), 80 (2005).
- [12] T. Stiasny, P. Streit. *Proc. 17th Int. Symp. Power Semicond. Dev. Int. Circuits* (Santa Barbara, USA, 2005) p. 203.
- [13] А.В. Горбатюк, И.В. Грехов, Д.В. Гусин. ЖТФ, **82** (5), 57 (2012).

- [14] *Sentaurus Device User Guide. Version D-2010.03* (Synopsys, Inc., 2010).
[15] А.В. Кузьмин, В.Я. Павлик, В.И. Родов. РЭ, **20** (7), 1457 (1975).

Редактор Л.В. Шаронова

Theory and simulation of combined mechanisms limiting the safe operating area of power semiconductor microelectronic switches

A.V. Gorbatyuk^{†*}, D.V. Gusin^{†*}, B.V. Ivanov

[†] Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

‡ St. Petersburg Electrotechnical University „LETI“,
197376 St. Petersburg, Russia

Abstract The generalized analytical model for turn-off transient of bipolar switches with microgates is derived taking into account both technological and design imperfections limiting their safe operating area. For the specific case of thyristor microchip with external MOS-control and typical voltage source inverter circuit the safe operating area boundary with respect to turn-off current is quantitatively determined. It is found that for the non-ideal structure this boundary in the low-voltage range is due to the effect of regenerative cathode opening, whereas at high working voltages the onset of current localization in perturbed cells under dynamic avalanche controls the safe operating area upper limit. The possible applications of the model indicating the directions of device optimization with increasing maximum switching current are discussed. The adequacy of the results of the model derived is verified by numerical simulation.