

Анализ влияния неоднородных эффектов на отпирающий ток управления тиристорных структур на основе 4H-SiC

© С.Н. Юрков¹, Т.Т. Мнацаканов¹, М.Е. Левинштейн^{2,†}, А.Г. Тандоев¹, J.W. Palmour³

¹ Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина,
111250 Москва, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Wolfspeed, A Cree company, 3026 East Cornwallis Rd.,
Research Triangle Park NC 27709, USA

† E-mail: melev@nimis.ioffe.rssi.ru

(Получена 24 мая 2016 г. Принята к печати 14 июня 2016 г.)

Рассмотрено влияние неоднородных эффектов, обусловленных растеканием тока управления в базовом слое, на величину отпирающего тока управления тиристорных структур на основе 4H-SiC. Показано, что реализующийся в 4H-SiC тиристорах новый механизм переключения приводит к зависимости отпирающего тока управления от параметров тиристора, качественно отличающейся от соответствующей зависимости в традиционных кремниевых тиристорах.

DOI: 10.21883/FTP.2017.02.44111.8335

1. Введение

Высоковольтные тиристоры находят широкое применение в мощных преобразовательных схемах передающих линий, компенсаторах реактивной мощности, мощных импульсных генераторах, оборудовании автоматического контроля, в схемах управления эксимерных лазеров и цепях синхронизации мощных лазерных систем.

Высоковольтные тиристоры на основе карбида кремния во многих отношениях демонстрируют важные преимущества перед тиристорами на основе Si и GaAs, в особенности в высокотемпературных применениях, требующих большого блокирующего напряжения единичного элемента и высокой плотности тока [1–4].

В работах [5–7] было обращено внимание на то, что включение SiC-тиристорных структур происходит при весьма больших токах, протекающих через структуру. При этом включение осуществляется не при низком уровне инжекции в блокирующей базе тиристора, как в хорошо исследованных кремниевых тиристорах, а при промежуточном между низким и высоким уровнями инжекции.

Этот эффект обусловлен несколькими особенностями SiC-тиристорных структур. Во-первых, в сильно легированном p^{++} -эмиттере высоковольтного SiC-тиристора акцепторный уровень ионизован не полностью в связи с достаточно большой энергией ионизации даже наиболее мелкого акцептора (Al) в SiC. При энергии ионизации Al в 4H-SiC, равной 0.19–0.24 эВ [8], и уровне легирования $N_a \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ только (1–2)% атомов Al оказываются ионизованными при комнатной температуре. В результате коэффициент инжекции p^{++} - n -перехода между сильно легированным p^{++} -эмиттером и тонкой n -базой оказывается весьма низким. Во-вторых, отношение ширины блокирующей базы к диффузионной длине неосновных носителей в SiC-тиристорах, как правило, существенно больше, чем в кремниевых

структурах. Наконец, на границе между p^{++} -эмиттером и тонкой n -базой нередко существует тонкий слой с временем жизни неосновных носителей, значительно меньшим, чем в основной части тонкой n -базы. Наличие такого слоя также снижает коэффициент инжекции p^{++} - n -перехода [5].

Включение тиристора при промежуточном уровне инжекции в блокирующей базе приводит не только к количественным изменениям параметров включения, но также и к качественному изменению происходящих при этом процессов. В работах [5,9] были проанализированы особенности поведения критического заряда включения, а в работах [10,11] — особенности процесса включения в условиях этого нового механизма переключения. В работе [11] анализ отпирающего тока управления был проделан в рамках одномерного приближения. В реальных тиристорных структурах, однако, процесс включения током управления принципиально является неоднородным.

Цель данной работы — исследование влияния нового механизма включения на характеристики тиристора в неоднородном приближении.

2. Постановка задачи

Хорошо известно, что условие нахождения тиристора в выключенном состоянии имеет вид:

$$K = \alpha_1 + \alpha_2 = \gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} < 1, \quad (1)$$

где $\alpha_1 = \gamma_1 \alpha_{T1}$ и $\alpha_2 = \gamma_2 \alpha_{T2}$ — коэффициенты усиления составных транзисторов тиристорной структуры в схеме с общей базой. Индексы „1“ относятся к транзистору с узкой базой, индексы „2“ — к транзистору с толстой (блокирующей) базой соответственно. Параметры γ_1 и γ_2 — коэффициенты инжекции переходов p^{++} - n -

и $n^+ - p$ -переходов эмиттер-база (для SiC-тиристоров характерно наличие тонкой n -базы и блокирующей базы p -типа), α_{T1} и α_{T2} — коэффициенты переноса тонкой и блокирующей баз соответственно.

При выполнении противоположного условия $K > 1$ тиристор оказывается во включенном состоянии. Таким образом, очевидно, что для того чтобы тиристор включился, необходимо, чтобы с ростом тока управления возрастала по крайней мере одна из четырех величин, входящих в выражение (1).

В традиционных тиристорах на основе Si такой величиной является коэффициент инжекции эмиттерного перехода γ_1 . Физической причиной, обуславливающей реализацию такого γ -механизма включения тиристора, является специально вводимая в конструкцию прибора технологическая шунтировка. Действительно, при небольшом напряжении, приложенном к шунтированному переходу, сопротивление даже прямо смещенного $p - n$ -перехода очень велико. Практически весь ток протекает через омическое сопротивление шунтировки, инжекция неосновных носителей в тонкую базу отсутствует, и значение γ_1 близко к нулю. Однако сопротивление прямо смещенного перехода экспоненциально падает с ростом прямого напряжения на переходе, и при достаточно большом значении управляющего сигнала ток в основном начинает протекать через прямо смещенный $p - n$ -переход. При этом коэффициент инжекции резко возрастает, стремясь к максимальному значению γ_{10} , определяемому параметрами эмиттера и базы [12,13]. В дальнейшем мы будем называть такой механизм включения γ -механизмом.

В тиристорных структурах на основе SiC технологическая шунтировка отсутствует. Поэтому в первом приближении можно считать, что коэффициенты инжекции обоих переходов эмиттер-база не зависят от тока. Как показано в работах [5–7], параметром, возрастание которого приводит к включению тиристора, является коэффициент переноса блокирующей базы α_{T2} . Переход от низкого уровня инжекции к высокому в толстой блокирующей базе тиристора сопровождается ростом параметра α_{T2} от значения $(\alpha_{T2})_L$ до значения $(\alpha_{T2})_H$:

$$(\alpha_{T2})_L = 1/ch(W_p/L_n),$$

$$(\alpha_{T2})_H = \frac{b}{b+1} + \frac{1}{b+1} \frac{1}{ch(W_p/L_a)}, \quad (2)$$

где W_p — ширина блокирующей базы p -типа, $L_n = \sqrt{D_n(\tau_n)_L}$ — диффузионная длина электронов в блокирующей базе, $L_a = \sqrt{\frac{2b}{b+1} D_p(\tau_n)_H}$ — амбиполярная диффузионная длина, $b = \mu_n/\mu_p$ — отношение подвижности электронов к подвижности дырок, D_n и D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно, $(\tau_n)_L$ и $(\tau_n)_H$ — времена жизни в блокирующей базе p -типа при низком и высоком уровнях инжекции.

Численные расчеты показывают, что для высоковольтных SiC-тиристоров разница между значениями $(\alpha_{T2})_L$ и $(\alpha_{T2})_H$ может быть чрезвычайно существенной. Так, для

SiC-тиристорной структуры с блокирующим напряжением 12 кВ величины $(\alpha_{T2})_L$ и $(\alpha_{T2})_H$ составляли (0.4–0.5) и (0.86–0.95) соответственно [13].

Режим, в котором зависимость α_{T2} от тока является основным фактором, определяющим условие включения тиристора, предложено называть α -механизмом [11].

Зависимость $\alpha_{T2}(J)$, определяющая переход с ростом тока от значения $(\alpha_{T2})_L$ к значению $(\alpha_{T2})_H$ (выражение (2)), может быть определена только численно. В работах [14,15] была предложена простая аппроксимация зависимости $\alpha_{T2}(J)$, обеспечивающая приемлемую для практических расчетов точность в широком диапазоне значений плотности тока:

$$\alpha_{T2}(J) = \frac{(\alpha_{T2})_L + (\alpha_{T2})_H J/J_0}{1 + J/J_0}, \quad (3)$$

где J_0 — параметр аппроксимации.

В работе [11] были получены условия реализации γ - и α -механизмов включения. Условием реализации γ -механизма является наличие утечки в эмиттерном переходе и выполнение неравенства

$$\gamma_{10}\alpha_{T1} + \gamma_2(\alpha_{T2})_L > 1, \quad (4)$$

где γ_{10} — максимальное значение коэффициента инжекции эмиттерного перехода (без учета шунтировки). Условием реализации α -механизма является система неравенств

$$\gamma_{10}\alpha_{T1} + \gamma_2(\alpha_{T2})_H > 1, \quad (5)$$

$$\gamma_{10}\alpha_{T1} + \gamma_2(\alpha_{T2})_L < 1. \quad (6)$$

Как отмечалось выше, в реальных тиристорных структурах процесс включения током управления принципиально является неодномерным. Из-за конечного сопротивления базовых слоев включение тиристора всегда

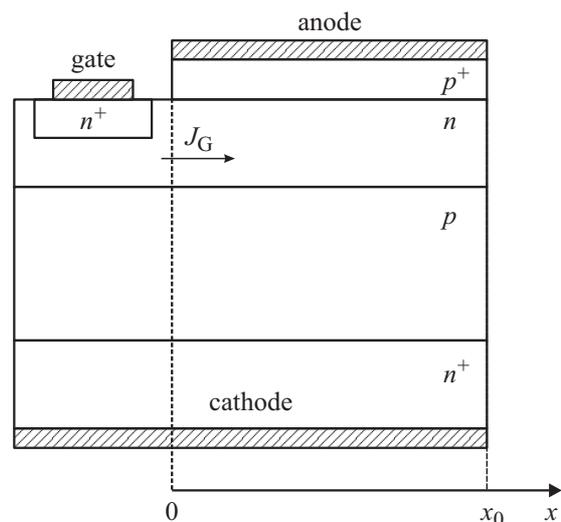


Рис. 1. Схема протекания тока управления для тиристорной структуры с легированием слоев, характерным для SiC-тиристоров: блокирующая база p -типа, тонкая база n -типа, верхний эмиттер p^+ -типа. Тиристор имеет вид прямоугольной полосы шириной $2x_0$.

происходит локально в областях, примыкающих к управляющему электроду. Рассмотрим влияние неоднородных эффектов, связанных с растеканием тока управления в базовых слоях, на примере структуры, представленной на рис. 1.

3. Результаты и обсуждение

Будем рассматривать тонкую базу тиристорной структуры как плоскую проводящую среду с листовым сопротивлением R_s . Поскольку листовое сопротивление толстой базы, как правило, на несколько порядков больше, чем тонкой, пренебрежем растеканием тока в широкой базе. Тогда уравнение, описывающее распределение напряжения на $p^+ - n$ -эмиттерном переходе вдоль оси x , имеет вид [16] (см. также [17,18]):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 U_e}{dx^2} &= -R_s J_{RG}(x) \\ &= -R_s \frac{J(x)}{\alpha_1} \left[\alpha_1 - 1 + \gamma_2 \frac{(\alpha_{T2})_L + (\alpha_{T2})_H J/J_0}{1 + J/J_0} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение (7) описывает распределение напряжения на эмиттерном переходе. В точке $x = 0$ выполняется равенство:

$$\left. \frac{dU_e}{dx} \right|_{x=0} = -R_s J_G. \quad (8)$$

В точке $x = x_0$ вследствие симметрии выбранной структуры справедливо равенство

$$\left. \frac{dU_e}{dx} \right|_{x=x_0} = 0. \quad (9)$$

Здесь U_e — напряжение на $p^+ - n$ -эмиттерном переходе, J_G — линейная плотность тока управления в точке $x = 0$. Граничное условие (8) соответствует поступлению в базовый слой в точке $x = 0$ внешнего тока управления J_G . Величина J_{RG} в каждой точке x характеризует потерю тока управления на поддержание функционирования внутренней регенеративной обратной связи тиристора.

Плотность тока, протекающего через тиристорную структуру, $J(x)$, связана с напряжением $U_e(x)$ следующим соотношением [16]:

$$J = \frac{J_s \alpha_{T1} \exp(qU_e/kT)}{[1 - \gamma_2 \alpha_{T2}]}, \quad (10)$$

где J_s — дырочная составляющая тока насыщения эмиттерного $p^+ - n$ -перехода.

Нелинейное уравнение (7) не может быть решено в аналитическом виде. Численное решение (7) представляет довольно сложную задачу, поскольку уравнение имеет два решения, относящихся к двум возможным достаточно близко расположенным статическим состояниям тиристора, соответствующим положительной и

отрицательной ветвям статической вольт-амперной характеристики. (Третья (положительная) ветвь статической вольт-амперной характеристики, соответствующая полностью включенному тиристорному, отстоит по току достаточно далеко от первых двух ветвей, и ее наличие не вызывает вычислительных трудностей).

Для численного решения системы (7)–(9) был использован следующий искусственный прием. Введем в рассмотрение емкость эмиттерного перехода C , которая будет заряжаться током управления, втекающим в базу. Тогда при начальном нулевом напряжении на эмиттерном переходе в результате протекания тока управления емкость зарядится до напряжения, соответствующего равновесному состоянию тиристора в выключенном состоянии. Таким образом, статическая задача заменяется динамической, что позволяет выделить одно из искомого решений. Вместо системы (7)–(9) будем решать следующую динамическую задачу:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_e}{\partial t} &= \frac{1}{R_s C} \frac{\partial^2 U_e}{\partial x^2} \\ &+ \frac{J}{\alpha_1 C} \left[\alpha_1 - 1 + \gamma_2 \frac{(\alpha_{T2})_L + (\alpha_{T2})_H J/J_0}{1 + J/J_0} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial U_e}{\partial x} \right|_{x=0} = -R_s J_G, \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial U_e}{\partial x} \right|_{x=x_0} = 0, \quad (13)$$

$$U_e(t = 0) = 0. \quad (14)$$

Величина C , являющаяся параметром численной модели, определяет скорость сходимости вычислительного процесса и не влияет на искомое решение.

Расчет отпирающего тока управления J_{GT} осуществлялся следующим образом. Для каждого значения J_G решалась численно задача (11)–(14). При этом величина J_G увеличивалась до тех пор, пока не начинался неограниченный рост тока $J(t)$, соответствующий включению тиристора. При расчетах использовались параметры полупроводниковой структуры, соответствующие $4H$ -SiC тиристорному 18 кВ класса, приведенные в работе [10]: $\gamma_1 = 0.146$, $\alpha_{T1} = 0.938$, $\gamma_2 = 1$, $(\alpha_{T2})_L = 0.368$, $(\alpha_{T2})_H = 0.8795$, $J_0 = 0.06$ А/см², $J_s = 7.3 \cdot 10^{-48}$ А/см².

На рис. 2 приведена зависимость отпирающего тока управления J_{GT} от полуширины эмиттерной полосы x_0 при двух значениях листового сопротивления узкой базы R_s (кривые 1 и 2). При малых x_0 величина J_{GT} растет пропорционально x_0 и не зависит от сопротивления базы, что соответствует ситуации, близкой к одномерному случаю [11]. С увеличением x_0 рост J_{GT} замедляется, и отпирающий ток управления стремится к некоторой предельной величине, зависящей от R_s .

Как видно из кривых 1 и 2, практически полное насыщение зависимости $J_{GT}(x_0)$ при реалистических значениях R_s в случае „чистого“ α -механизма включения соответствует значениям $x_0 \sim 400$ – 600 мкм, что

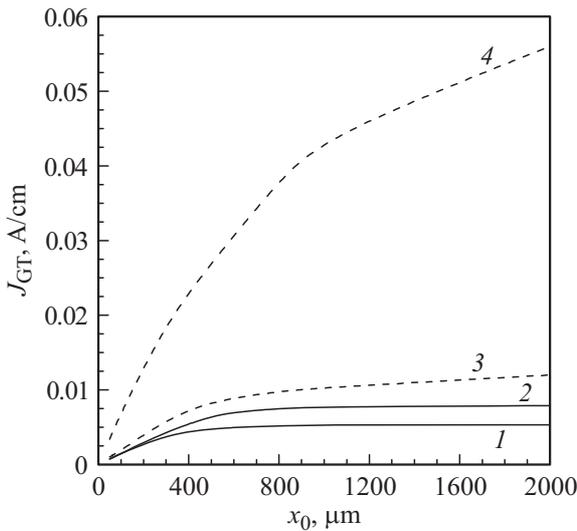


Рис. 2. Зависимость плотности отпирающего тока управления J_{GT} тиристора с α -механизмом включения от ширины эмиттерной полосы x_0 . Сплошные кривые соответствуют „чистому“ α -механизму включения: предполагается отсутствие утечки в p^+ -эмиттере. R_s (Ом): 1 — 1000, 2 — 453. Пунктирные кривые соответствуют α -механизму включения с учетом равномерно распределенной утечки с эффективным сопротивлением R_d в p^+ - n -эмиттере: 3 — $R_s = 453$ Ом, $R_d = 50$ Ом \cdot см², 4 — $R_s = 453$ Ом, $R_d = 5$ Ом \cdot см².

значительно меньше, чем размер современных мощных SiC-тиристоров [10,11,16,19]. Физическая причина такой зависимости $J_{GT}(x_0)$ заключается в следующем. Протекание тока управления приводит к падению напряжения на сопротивлении базы. В свою очередь это приводит к снижению напряжения на эмиттерном переходе [20]. В результате напряжение U_e максимально при $x = 0$ и снижается при удалении от края тиристорной структуры. Из выражений (8) и (10) следует, что ток регенерации J_{RG} экспоненциально зависит от U_e ; поэтому он быстро падает при удалении от края структуры. Поскольку часть тока управления, протекающая в базе в поперечном направлении, идет на компенсацию J_{RG} , ток управления в n -базе локализован в узкой области вблизи точки $x = 0$, и величина отпирающего тока управления J_{GT} при больших значениях x_0 перестает зависеть от размера эмиттерной полосы.

Как отмечалось в работе [14], из анализа экспериментальных зависимостей тока удержания 4H-SiC тиристора 12-кВ класса следует наличие в тиристоре эффективного „непреднамеренного“ шунтирования перехода p^+ -эмиттер–тонкая n -база. Уровень такого шунтирования характеризуется величиной поверхностного сопротивления R_d . Хорошо известно, что шунтировка может быть обусловлена не только прямым введением шунтов в эмиттер, но и, например, наличием дефектов в поверхностном слое эмиттера. Как показано в работе [11], в карбид-кремниевых тиристорах имеются несколько механизмов, ответственных за появление избыточных

токов утечки перехода p^+ -эмиттер– n -база. Во-первых, очень высокий уровень легирования p^+ -эмиттера обуславливает возникновение структурных дефектов, обуславливающих очень малые значения времени жизни неосновных носителей в эмиттере [21]. Во-вторых, высокая температура роста сильно легированного p^+ -слоя приводит, вследствие механических напряжений и взаимодиффузии, к появлению в n -слое вблизи металлургической границы перехода нарушенного слоя с очень малыми временами жизни [9].

С учетом поверхностного сопротивления R_d уравнение (11) будет иметь вид

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} = \frac{1}{R_s C} \frac{\partial^2 U_e}{\partial x^2} + \frac{J}{\alpha_1 C} \left[\alpha_1 - 1 + \gamma_2 \frac{(\alpha_{T2})_L + (\alpha_{T2})_H J / J_0}{1 + J / J_0} \right] + \frac{U_e}{R_d C}. \quad (11a)$$

Расчитанные с учетом наличия распределенного поверхностного сопротивления зависимости $J_{GT}(x_0)$ представлены кривыми 3 и 4 на рис. 2 для двух характерных значений R_d [11]. Видно, что введение распределенного поверхностного сопротивления, как и следовало ожидать, приводит к росту необходимого для включения тока управления. Изменяется также характер зависимости $J_{GT}(x_0)$: J_{GT} монотонно возрастает с ростом x_0 , теперь ток управления расходуется не только на поддержание механизма регенеративной обратной связи, но и на восполнение потерь, связанных с утечкой в эмиттерном переходе. При этом если ток регенерации J_{RG} зависит от U_e экспоненциально и поэтому быстро падает при удалении от края эмиттера, то ток утечки зависит от U_e линейно. Таким образом, введение распределенной поверхностной утечки позволяет реализовать ситуацию, когда насыщение зависимости $J_{GT}(x_0)$ отсутствует, и сигнал тока управления проникает на значительное расстояние от электрода управления в глубь тонкой базы.

Интересно сравнить зависимости $J_{GT}(x_0)$ для тиристорных структур с α - и γ -механизмами включения. Как отмечалось выше, для реализации γ -механизма включения необходимо обеспечить рост величины коэффициента инжекции эмиттера, примыкающего к узкой базе γ_1 с ростом тока. Практически этого легче всего добиться, введя в конструкцию тиристорной структуры периферическую шунтировку, как показано на рис. 3.

Заметим, что в данном случае величина x_0 характеризует полную ширину эмиттерной полосы.

В отличие от тиристора с α -механизмом включения, для расчета величины отпирающего тока управления тиристора с γ -механизмом может быть получено простое аналитическое выражение. Можно показать, что для γ -тиристорov в статическом состоянии, предшествующем включению, ток регенерации пренебрежимо мал по сравнению с током утечки, т.е. величина тока управления идет в основном на компенсацию потерь, связанных с утечкой в эмиттерном переходе.

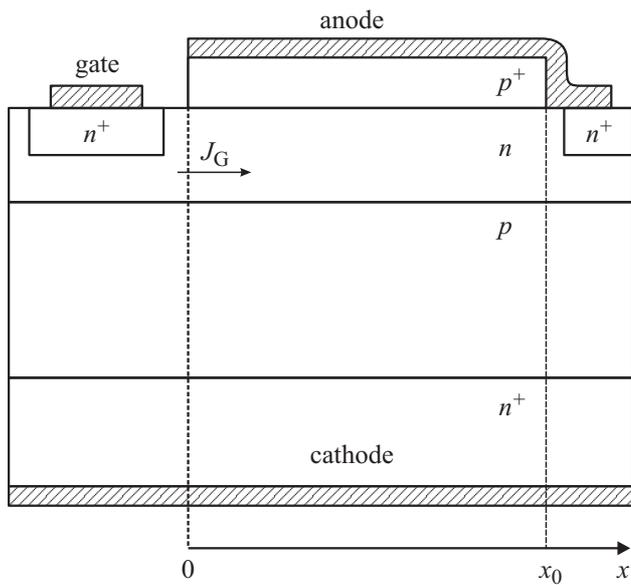


Рис. 3. Схема протекания тока управления для тиристорной структуры с легированием слоев, характерным для SiC-тиристоров: блокирующая база p -типа, тонкая база n -типа, верхний эмиттер p^+ -типа. Тиристор имеет вид прямоугольной полосы шириной x_0 . Периферийный шунт располагается со стороны, противоположной электроду управления.

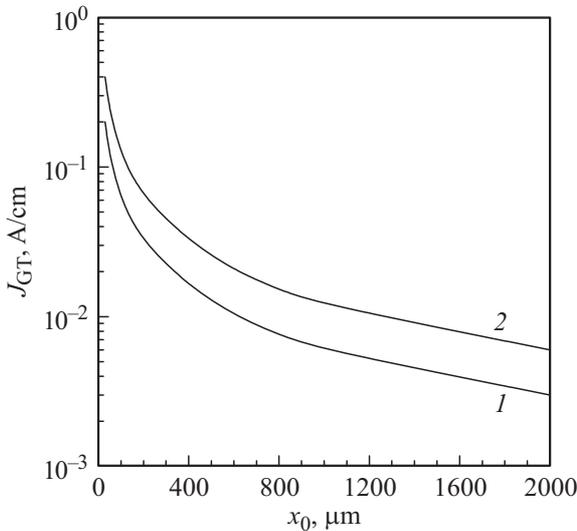


Рис. 4. Зависимость отпирающего тока управления γ -тиристора с периферийным шунтом от ширины эмиттерной полосы x_0 . R_s (Ом): 1 — 1000, 2 — 453.

В этом случае уравнение, описывающее распределение напряжения на $p^+ - n$ -переходе вдоль эмиттерной полосы имеет вид:

$$\frac{d^2 U_e}{dx^2} = 0, \tag{15}$$

$$\left. \frac{dU_e}{dx} \right|_{x=0} = -R_s J_G, \tag{16}$$

$$U_e(x = x_0) = 0. \tag{17}$$

Решение системы (15)–(17) имеет вид

$$U_e(x) = U_{e \max} \left(1 - \frac{x}{x_0} \right), \tag{18}$$

где

$$U_{e \max} = R_s J_G x_0. \tag{19}$$

Примем, что в состоянии, непосредственно предшествующем включению, $U_{e \max} = U_{e0}$, где для $4H$ -SiC тиристоров с приемлемой для практических расчетов точностью можно положить $U_{e0} \approx 2.85$ В [22,23]. Тогда

$$J_{GT} = \frac{U_{e0}}{R_s x_0}. \tag{20}$$

Таким образом, для γ_1 -тиристора (в том числе для обычного тиристора на основе кремния) зависимость отпирающего тока управления от ширины эмиттерной полосы носит гиперболический характер (рис. 4).

При малых x_0 величина J_{GT} очень велика и спадает при увеличении x_0 , стремясь к нулю при $x_0 \rightarrow \infty$. Такой характер зависимости объясняется тем, что с ростом x_0 снижается эффективность периферийного шунта, которая и определяет величину отпирающего тока управления.

Сравнивая зависимость $J_{GT}(x_0)$ для γ - и α -тиристоров, легко видеть, что отпирающий ток управления α -тиристора равен нулю при $x_0 = 0$ и возрастает с ростом x_0 , в то время как для γ -тиристора он, напротив, максимален при малых x_0 и падает, стремясь к нулю при увеличении x_0 .

Второе важное отличие γ - и α -механизмов переключения, связанное с влиянием неоднородных процессов, заключается в том, что в практически важном диапазоне значений x_0 отпирающий ток управления γ -тиристора более чем на порядок превосходит отпирающий ток управления α -тиристора.

4. Заключение

Проанализированы особенности включения в неоднородном приближении SiC-тиристоров, для которых характерен новый, α -механизм включения, определяемый токовой зависимостью транспортного коэффициента усиления составного транзистора с блокирующей базой. Показано, что в таких структурах ток управления локализован в узкой области вблизи внешнего края эмиттера. Характерная глубина проникновения тока управления для высоковольтных SiC-тиристоров составляет $x_0 \sim 400 - 600$ мкм, что значительно меньше, чем размер современных мощных SiC-тиристоров. Исследовано влияние распределенной утечки на параметры включения такого тиристора. Введение распределенного поверхностного сопротивления приводит к росту включающего прибор тока управления. Однако введение распределенной поверхностной утечки позволяет реализовать ситуацию, когда сигнал тока управления

проникает на значительное расстояние от внешнего края эмиттера. Полученные зависимости сопоставлены с соответствующими зависимостями для тиристора, включение которого определяется стандартным для Si-тиристорov γ -механизмом включения, определяемым ростом величины коэффициента инжекции эмиттера, примыкающего к узкой базе, γ_1 с ростом тока. Для таких тиристорov ток включения монотонно растет с уменьшением расстояния от шунта до внешнего края эмиттера, что соответствует росту тока управления с увеличением плотности шунтировки эмиттера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-08-01038) и частичной поддержке Wolfspeed, A Cree Company.

Список литературы

- [1] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, T.T. Mnatsakanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. „SiC thyristors“. In: *SiC Materials and Devices*, ed. by M. Shur, S. Rumyantsev, M. Levinshtein (World Scientific, Singapore–New Jersey–London–Hong Kong), 2006) v. 1.
- [2] A. Ogunniyi, H. O'Brien, A. Lelis, C. Scozzie, W. Shaheen, A. Agarwal, J. Zhang, R. Callanan, V. Temple. *Sol. St. Electron.*, **54**, 1232 (2010).
- [3] S.L. Rumyantsev, M.E. Levinshtein, M.S. Shur, T. Saxena, Q.J. Zhang, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 015012 (2012).
- [4] S.L. Rumyantsev, M.E. Levinshtein, M.S. Shur, L. Cheng, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **28**, 125017 (2013).
- [5] T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, M.E. Levinshtein, A.G. Tandoev, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Sol. St. Electron.*, **47**, 1581 (2003).
- [6] M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Sol. St. Electron.*, **47**, 699 (2003).
- [7] T.T. Мнацаканов, С.Н. Юрков, А.Г. Тандоев. *ФТП*, **39**, 372 (2005).
- [8] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 055024 (2011).
- [9] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh, S.N. Yurkov. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **48**, 1703 (2001).
- [10] T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, M.E. Levinshtein, L. Cheng, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **29**, 055005 (2014).
- [11] S.N. Yurkov, T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, L. Cheng, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **29**, 125012 (2014).
- [12] A.I. Uvarov. In: *Physics of p–n junctions and semiconductor devices*, ed. by S.M. Ryvkin, Yu.V. Shmartsev (Consultants Bureau–N. Y.–London, 1971) p. 170.
- [13] B.J. Baliga. *Fundamental of Power Semiconductor Devices* (Springer Science, 2008).
- [14] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, Q.J. Zhang, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **28**, 015008 (2013).
- [15] В.А. Кузьмин, С.Н. Юрков. *РЭ*, **25**, 1264 (1980).
- [16] П.Г. Дерменжи, Ю.А. Евсеев. *РЭ*, **17**, 2365 (1972).
- [17] A.V. Gorbatyuk, P.B. Rodin. *Sol. St. Electron.*, **33**, 387 (1990).
- [18] Н.З. Вагидов., З.С. Грибников, А.Н. Коршак, В.В. Митин. *ФТП*, **29**, 1958 (1995).
- [19] Q. Zhang, A. Agarwal, C. Capell, M. O'Loughlin, A. Burk, J.W. Palmour, V. Temple, A. Ogunniyi, H. O'Brien, C.J. Scozzie. *Proc. Int. Conf. on Silicon Carbide and Related Materials ICSCRM2011*, September 11–16 2011 (Cleveland, Ohio, USA) p. 409.
- [20] N.H. Fletcher. *Proc. IRE*, **43**, 551 (1955).
- [21] Б. Шкловский, А. Эфрос. *Электронные свойства легированных проводников* (М., Наука, 1979).
- [22] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, M. Das, A.K. Agarwal. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 62 (2005).
- [23] V.S. Yuferev, M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, Q.J. Zhang, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *ФТП*, **47**, 1068 (2013).

Редактор Г.А. Оганесян

Impact of non-one-dimensional effects on switched-on gate current in 4H-SiC thyristors

S.N. Yurkov¹, T.T. Mnatsakanov¹, M.E. Levinshtein², A.G. Tandoev¹, J.W. Palmour³

¹ All-Russian Electrotechnical Institute, 111250 Moscow, Russia

² Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

³ Cree Inc., 4600 Silicon Dr., Durham NC 27703, USA

Abstract Impact of non-one-dimensional effects, caused by the spread of gate current in the base layer, on switched-on gate current in 4H-SiC thyristors has been considered. It is shown that new switching mechanism, that is characteristic for 4H-SiC thyristors, results in the dependence of gate current on parameters of a thyristor, which differs qualitatively from corresponding dependence in traditional silicon thyristors.