

Особенности стационарного распределения носителей заряда и тока удержания в SiC-фототиристоре

© В.С. Юферев[†], М.Е. Левинштейн, J.W. Palmour*

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

* CREE Inc.,

4600 Silicon Dr., Durham NC 27703, USA

(Получена 19 апреля 2012 г. Принята к печати 20 апреля 2012 г.)

Развита численная модель, позволившая проанализировать особенности стационарного распределения носителей и характер тока удержания для осесимметричного случая, характерного для оптического включения мощных SiC-фототиристоров. Проведено сравнение плоской и осесимметричной модели. Проанализирован относительный вклад полевого и диффузионного механизмов распространения включенного состояния. Показано, что в SiC-тиристорах диффузионный механизм распространения не вносит существенного вклада в стационарное распределение носителей и основным механизмом является полевой механизм. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с первыми экспериментальными результатами по исследованию тока удержания в SiC-фототиристорах.

1. Введение

Хорошо известно, что тиристорная структура может быть выключена, если напряжение между катодом и анодом снизится до величины, при которой анодный ток станет меньше, чем так называемый „ток удержания“ I_h . Наряду с блокируемым напряжением, временами включения и выключения, предельной скоростью нарастания тока dI/dt ток удержания является одним из важных параметров, характеризующих тиристорную структуру [1,2]. Сочетание упомянутых параметров определяет возможность адекватной работы тиристора в конкретных применениях.

Измерение тока удержания для каждой конкретной тиристорной структуры является достаточно простой задачей. Однако связь тока удержания с электрофизическими параметрами структуры до настоящего времени теоретически устанавливалась, как правило, в рамках плоских моделей [1–4]. Экспериментальные данные о физических процессах, предшествующих выключению, также, как правило, получены на тестовых структурах, представляющих собой прямоугольные полоски, вырезанные из стандартных тиристорных структур. В подавляющем большинстве случаев распределение носителей в процессе распространения (и, напротив, „сжатия“) включенного состояния изучается именно на таких тестовых структурах с помощью зондовой методики [5] или с помощью регистрации рекомбинационного излучения (см., например, [6]). В реальных тиристорах, однако, эти процессы всегда носят двумерный характер, что накладывает определенные ограничения на возможность использования результатов, полученных в рамках плоских моделей и в экспериментах на тестовых структурах.

Основные экспериментальные факты, надежно установленные при исследовании Si и GaAs *тестовых* тиристорных структур, сводятся к следующему: в плоском случае для каждой тиристорной структуры достаточно

большой площади существует *плотность тока* j_h , при которой включенное состояние не распространяется, занимая лишь часть площади структуры. Величина j_h лежит в пределах от $\sim 0.1 < j_0 < \sim 50 \text{ A/cm}^2$ в зависимости от плотности критического заряда n_{cr} [5,7,8]. Если включенное состояние занимает лишь часть площади структуры, уменьшение протекающего через тиристор тока приводит лишь к уменьшению занятой включенным состоянием части. Плотность тока j_h остается практически неизменной (рис. 1).

Допустим, что значение протекающего анодного тока I уменьшилось до значения, при котором плоская часть распределения плотности тока (неравновесных носителей) на рис. 1 исчезла и остался лишь спадающий участок (кривая 4 на рис. 1). Ясно, что при сколь угодно малом дальнейшем уменьшении I тиристор выключится [9]. Таким образом, этот ток и будет являться током удержания I_h .

Теория распространения включенного состояния в бесконечном образце для одномерного (плоского) слу-

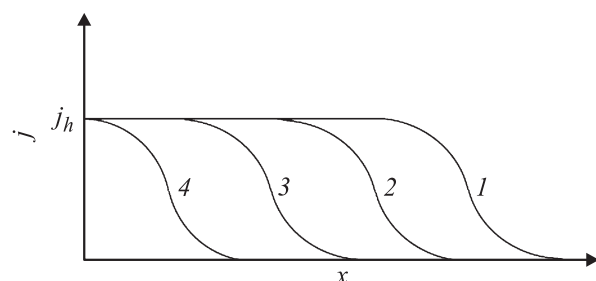


Рис. 1. Качественное распределение плотности тока (и концентрации неравновесных носителей) вдоль базы тиристора в плоском случае в условиях, когда включенное состояние не распространяется, занимая лишь часть площади структуры. С уменьшением протекающего через тиристор тока I уменьшается длина, занятая включенным состоянием. Плотность тока j_h остается практически неизменной. $I_1 > I_2 > I_3 > I_4 = I_h$.

[†] E-mail: Valyuf@ammp3.ioffe.ru

чая была развита в работах [3,4,9]. В рамках этой теории получены выражения для тока удержания и его зависимости от тока управления. Полученные результаты качественно полностью согласуются со всеми отмеченными выше экспериментальными фактами.

Интерес к процессу распространения включенного состояния и параметрам тока удержания вновь возник в связи с появлением работ по исследованию карбид-кремниевых (4H-SiC) фототиристоров [10–12]. Ток удержания в SiC-фототиристорах (класса 12 кВ) и его температурная зависимость были исследованы недавно экспериментально в работе [13] в осесимметричной конфигурации.

В настоящей работе на основе подхода, предложенного в работах [3,4], развита численная модель, позволяющая проанализировать особенности распределения носителей и тока удержания в SiC-фототиристор в осесимметричной конфигурации.

2. Постановка задачи

Проанализированная в работе осесимметричная модель SiC-фототиристора представлена на рис. 2. В отличие от классических кремниевых и арсенид-галлиевых тиристоров в SiC-тиристорах слабо легированная блокирующая база имеет p -тип проводимости. Относительно сильно легированная узкая база имеет проводимость n -типа. Тиристорная структура радиуса R включается импульсом света в пределах оптического окна радиусом r_0 . Ток I , на который включается тиристор, определяется напряжением на структуре, последовательно включенным сопротивлением нагрузки и остаточным напряжением на структуре в конце переходного процесса.

Если ток достаточно велик, включенное состояние, возникнув в пределах оптического окна, распространяется на всю площадь тиристора. В противном случае включенное состояние „останавливается“, заполнив лишь

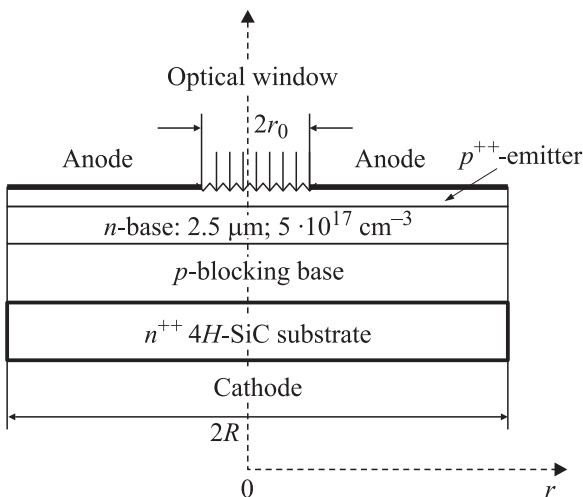


Рис. 2. Схема SiC-фототиристора.

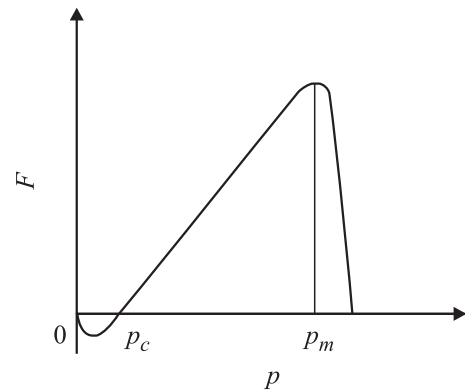


Рис. 3. Качественный вид функции $F(p)$, описывающей переходные процессы в тиристор с тонкой сильно легированной базой n -типа.

часть структуры, и вдоль оси r устанавливается стационарное распределение плотности тока $j(r)$, пропорциональное плотности неравновесных дырок $p(r)$ [14].

В основе модели лежат те же физические допущения, что и в работе [3]. Предполагается, что параметром, описывающим состояние тиристора, является концентрация неравновесных дырок p в узкой n -базе на границе с p^{++} -эмиттером. При известных параметрах тиристора величина p определяет распределение неравновесных носителей в базах структуры при заданной плотности тока j .

Чтобы описать однородное по всей площади включение тиристора вводится функция $F(p)$, определяющая изменение концентрации дырок p со временем:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{\tau} F(p). \quad (1)$$

Вид функции $F(p)$ устанавливается из следующих соображений, подробно проанализированных в [3]. Во-первых, тиристор может находиться в двух устойчивых состояниях, соответствующих условию $dp/dt = 0$: в *выключенном состоянии*, когда, пренебрегая током утечки блокирующего перехода, можно полагать $p = 0$, и во *включенном состоянии*, характеризуемом некоторой концентрацией, которую мы обозначим p_l .

На рис. 3 показан качественный вид функции, удовлетворяющий описанным требованиям. На участке $p_c < p < p_m$ нарастание концентрации при включении происходит экспоненциально с постоянной времени τ . Такому закону нарастания концентрации (тока) соответствует функция $F(p)$ в форме прямой линии (выражение (1)). Следует заметить, что в подавляющем большинстве случаев выполняется условие $p_m \gg p_c$. На участке между p_m и p_l экспоненциальное нарастание тока сменяется переходом к насыщению с той же постоянной времени τ . Этот участок, как правило, невелик: $p_m \approx (0.6-0.8)p_l$, и функция $F(p)$ на участке $p_m < p < p_l$ также может быть с достаточной точностью аппроксимирована прямой линией.

Вид зависимости $F(p)$ на участке $0 < p < p_c$ зависит от преобладающего механизма потерь в тиристоре. В SiC-тиристорах шунтировка практически никогда не применяется и основным механизмом потерь является рекомбинация в области объемного заряда эмиттеров. В этом случае [3,15] при $0 < p < p_c$

$$F(p) = p - (pp_c)^{1/2}. \quad (2)$$

В неоднородном по оси r случае в левую часть уравнения (1) следует добавить член, учитывающий неоднородное распределение носителей заряда и электрического поля в базе:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j} = \frac{1}{\tau} F(p). \quad (3)$$

В плоском случае уравнение (3) было аналитически решено (в автомодельном приближении) для двух случаев. В случае низкого уровня инжекции в узкой n -базе тиристора основную роль играет полевой поток основных носителей [16]. Для этого случая справедлива полевая модель распространения. Для случая высокого уровня инжекции может быть развита диффузионная модель распространения включенного состояния [3].

В осесимметричном случае уравнение (3) имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) = \frac{1}{\tau} F(p), \quad (4)$$

где выражение для радиального тока j_r запишется в виде

$$j_r = -D_p \frac{\partial p}{\partial r} - \mu_n n_0 \frac{\partial V}{\partial r}. \quad (5)$$

Здесь D_p — коэффициент диффузии дырок в сильно легированной n -базе, μ_n и n_0 — подвижность и концентрация равновесных электронов в базе соответственно, V — разность потенциалов на переходе p^{++} -эмиттер- n -база, а связь между потенциалом V и концентрацией неравновесных дырок p описывается стандартным соотношением

$$p = p_n \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right], \quad (6)$$

где p_n — равновесная концентрация дырок в n -базе.

В качестве начального условия задавалось распределение дырок $p_l(0)$, показанное пунктиром на рис. 4. Это распределение соответствует быстрому однородному включению тиристорной структуры в пределах оптического окна диаметром $2r_0$. Такое начальное условие предполагает, что в момент $t = 0$ в тиристор „вводится“ определенное количество неравновесных дырок $\pi r_0^2 p_l(0)$, которое затем остается неизменным. Физически такое решение соответствует включению тиристора на заданный ток I , который в дальнейшем остается постоянным.

Значение $p_l(0)$ выбиралось таким образом, чтобы по мере распространения включенного состояния и соответственно уменьшения плотности тока включенное состояние останавливалось, не достигнув края структуры. По мере уменьшения $p_l(0)$ площадь, занимаемая включенным состоянием, уменьшается. Наконец,

как указывалось выше, при некотором значении $p_l(0)$ „плоская вершина“ на распределении $p(r)$ исчезает. Такая ситуация соответствует тому, что через тиристор протекает ток удержания. При дальнейшем уменьшении $p_l(0)$ решения уравнения (3) не существует.

Граничное условие записывалось в виде $j_r = 0$ при $r = 0$ и $r = R$ (рис. 2).

3. Результаты и обсуждение

На рис. 4 показаны стационарные профили концентрации дырок, устанавливающиеся при различных исходных значениях $p_l(0)$. Расчет производился для тиристора радиусом $R = 0.6$ см с радиусом оптического окна $r_0 = 0.08$ см ($r/R \approx 0.13$). При расчете использовались следующие значения параметров: $n_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 480 \text{ см}^2/(\text{v} \cdot \text{c})$, $D_p = 2 \text{ см}^2/\text{c}$, $\tau = 1 \text{ мкс}$, $p_m = 0.75 p_l(0)$, $p_c = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Из рисунка видно, что в осесимметричном случае стационарные распределения носителей в условиях, когда включенное состояние занимает лишь часть площади структуры, качественно отличается от результатов для плоского случая (рис. 1). По мере уменьшения $p_l(0)$ (т.е. тока, на который включен тиристор) часть, занятая включенным состоянием, уменьшается. Однако, в отличие от плоского случая, показанного на рис. 1, концентрация дырок, пропорциональная плотности тока, *заметно растет* с уменьшением $p_l(0)$.

Интересно отметить, что при относительно небольших значениях $p_l(0)$ (кривые 1 и 2 на рис. 4) максимальные значения концентрации, соответствующие стационарному распределению, больше, чем начальное значение $p_l(0)$. Так, для кривой 1 $p_l(0) = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а максимальное значение концентрации составляет

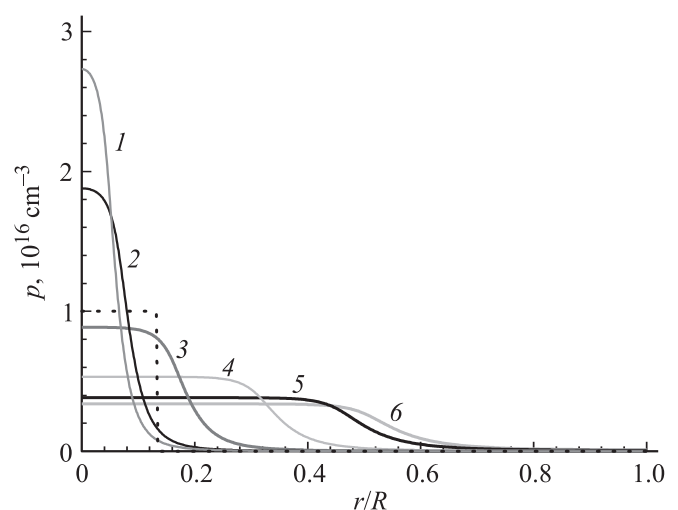


Рис. 4. Стационарные профили распределения дырок $p(r)$ в осесимметричном случае при различных исходных значениях $p_l(0)$, 10^{17} см^{-3} : 1 — 0.08, 2 — 0.10, 3 — 0.20, 4 — 0.40, 5 — 0.60, 6 — 0.65. Пунктиром показано начальное распределение дырок $p_l(0)$ для кривой 2.

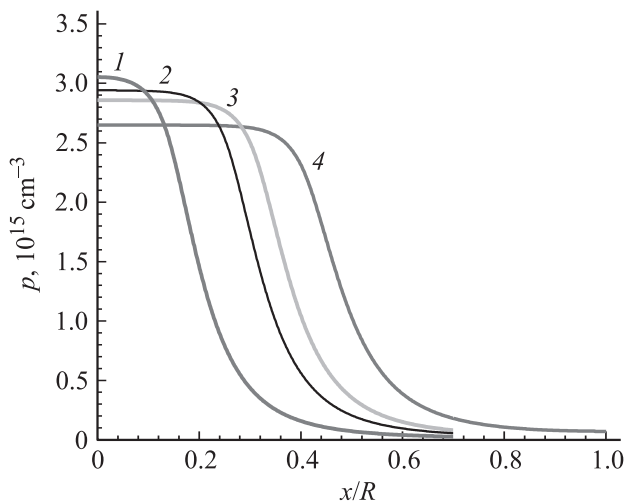


Рис. 5. Стационарные профили распределения дырок $p(x)$ в плоском случае при различных исходных значениях $p_l(0)$, 10^{15} см^{-3} : 1 — 5, 2 — 7.5, 3 — 8.5, 4 — 10.

$2.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, для кривой 2 $p_l(0) = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а максимальная концентрация на плоском участке распределения $p(r)$ составляет $1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, если представить себе, что тиристор включается на маленький ток, близкий к току удержания, то в процессе установления стационарного состояния площадь, занятая включенным состоянием, уменьшается, а максимальная плотность тока растёт.

Заметим, что аналитическая теория, развитая в работе [3] для плоского случая, справедлива только при условии, что радиус включенной части тиристора много больше длины фронта включения. Поэтому интересно сравнить представленные на рис. 4 результаты с результатом численного расчета для плоского случая, когда принятое в аналитической теории допущение отсутствует.

На рис. 5 показаны стационарные профили концентрации дырок, устанавливающиеся при различных исходных значениях $p_l(0)$ в плоском случае. Для этого случая, так же как и в работе [3], уравнение (3) записывалось в виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = \frac{1}{\tau} F(p). \quad (7)$$

Все остальные параметры тиристора те же, что и для расчета, представленного на рис. 4.

Из рис. 5 видно прежде всего, что даже в плоском случае результат численного расчета в отличие от аналитического результата, полученного в [3], указывает на некоторый рост максимальной концентрации p с уменьшением площади, занятой включенным состоянием. Однако этот рост несравненно слабее, чем в осесимметричном случае.

Далее следует отметить, что в плоском случае максимальная концентрация p_h , соответствующая току удержания существенно меньше, чем в осесимметричном случае. Для кривой 1 рис. 5 соответствующее значение

p_h составляет $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; для кривой 1 рис. 4 (осесимметричной случай) $p_h \approx 2.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В условиях, когда радиус занятой включенным состоянием части r существенно больше r_0 (кривые 5 и 6 на рис. 4) задача приближается к плоскому случаю. При этом следует ожидать, что по мере увеличения r значения p_h для плоской и осесимметричной задач будут сближаться. Из сравнения рис. 4 и 5 видно, что именно так и происходит. Если при распределениях, близких к току удержания (кривые 1 на рис. 4 и 5), значение p_h в осесимметричном случае отличается от значения p_h в плоском случае в ~ 9 раз, то при больших значениях r (ср. кривую 4 на рис. 5 и кривую 6 на рис. 4) отношение p_h в осесимметричном и в плоском случаях составляет ~ 1.3 .

Представляет интерес вопрос об относительном вкладе диффузионного и полевого механизмов распространения в исследуемой тиристорной структуре. На рис. 6 показаны стационарные профили концентрации дырок, устанавливающиеся при различных исходных значениях $p_l(0)$ в осесимметричном случае для чисто диффузионного механизма распространения. Соответствующий расчет был проделан для тех же значений параметров, что и для рис. 4, однако второй член в правой части уравнения (5) принимался равным нулю (чисто диффузионная модель). Для наглядности рис. 6 выполнен в том же масштабе по оси r , что и рис. 3–5. На вставке к рисунку профиль зависимости $p(r)$ показан более детально для $p_l(0) = 0.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривая 5 основного рисунка).

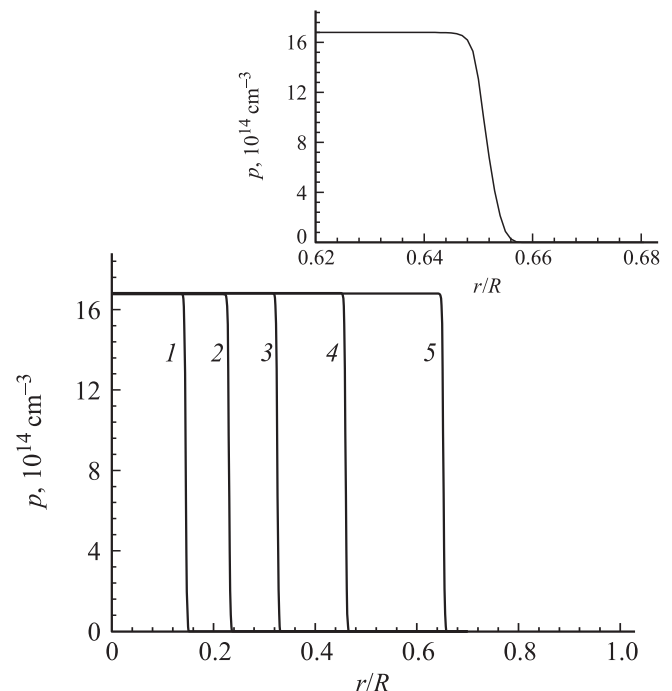


Рис. 6. Стационарные профили распределения дырок $p(r)$ в осесимметричном случае для чисто диффузионного механизма при различных исходных значениях $p_l(0)$, 10^{17} см^{-3} : 1 — 0.02, 2 — 0.05, 3 — 0.1, 4 — 0.2, 5 — 0.4.

Из аналитической теории, развитой в работе [3] для плоского случая, следует, что при выбранной функции $F(p)$ (рис. 3) для диффузионного механизма распространения концентрация носителей во включенной части, при которой включенное состояние не распространяется, равняется $p_0 = p_c(1 + 1/\sqrt{3}) \approx 1.58p_c$ и не зависит от тока, на который включается тиристор (от величины $p_l(0)$). Из рис. 6 видно, что результаты расчета очень хорошо совпадают с результатами аналитической теории, несмотря на то что расчет выполнен для осесимметричного случая.

Причина хорошего совпадения достаточно очевидна и состоит в том, что фронт спада концентрации для диффузионного случая оказывается чрезвычайно резким. Таким образом, с одной стороны, выполняется требование аналитической теории о малости длины фронта по сравнению с включенной частью тиристорной структуры. С другой стороны, поскольку в этом случае отсутствует „стягивание“ тока основных носителей к точке выключения (к точке $r = 0$) по мере уменьшения радиуса включенной части, за которую ответствен полевой член в уравнении (5), разница между плоским и осесимметричным случаем становится несущественной вплоть до очень малых значений r .

Из сравнения рис. 4, на котором показаны результаты, учитывающие оба механизма распространения, и рис. 6, на котором показаны результаты только для диффузионного механизма, ясно, что главный вклад в рассматриваемой структуре вносит полевой механизм.

Представляет интерес сравнить величину тока удержания I_h для SiC-фототиристора, недавно измеренную в работе [13], с оценкой, следующей из результатов данной работы. В соответствии с модельным характером настоящей работы для оценки тока удержания можно использовать приближенное равенство [8]:

$$I_h \approx e \left(\frac{P_p}{\tau_p} + \frac{P_n}{\tau_n} \right), \quad (8)$$

где e — элементарный заряд, P_n — полное число носителей в n -базе тиристора, P_p — полное число носителей в p -базе, τ_p и τ_n — времена жизни неравновесных носителей в n - и p -базах соответственно.

Как уже указывалось выше, заданное значение концентрации $p_l(0)$ соответствует тому, что в тиристор вводится определенное количество неравновесных дырок $\pi r_0^2 p_l(0)$, которое затем остается неизменным. Физически такое решение соответствует включению тиристора на заданный ток I , который в дальнейшем остается постоянным. Таким образом, полное количество носителей (дырок) в n -базе P_n просто вычисляется как $P_n \approx p_l(0) \pi r_0^2 W_n$. Для грубой оценки можно предположить, что „средние“ значения концентрации неосновных носителей в n - и p -базах равны. Тогда величина будет равна $P_n \approx p_l(0) \pi r_0^2 W_p$. Значения W_n и W_p для структуры, исследованной в [13], составляют $W_n = 2.5$ мкм и $W_p = 90$ мкм. Величины времен жизни в базах в работе [13] не указаны. Однако их можно грубо

оценить, исходя из характерных величин транспортных коэффициентов усиления по току в схеме с общей базой α_T для составляющих транзисторов тиристорной структуры. Обычно значение α_{T_n} для узкой базы составляет величину ~ 0.8 , а величина α_{T_p} для широкой блокирующей базы близка к 0.3.

Тогда значения диффузионной длины дырок в узкой n -базе L_p и электронов в широкой базе L_n определяются из известного выражения для [17]:

$$\alpha_T \approx \frac{1}{\text{ch} \frac{W}{L}} \quad (9)$$

и составят $L_p \approx 4.2$ мкм, $L_n \approx 47$ мкм. Принимая значения коэффициента диффузии дырок в относительно сильно легированной узкой n -базе $D_p \approx 2.5$ см²/с коэффициента диффузии электронов в блокирующей p -базе $D_n \approx 15$ см²/с [18], легко найти значения времен жизни τ_p , τ_n в базах тиристора: $\tau_p = L_p^2/D_p \approx 7 \cdot 10^{-8}$ с, $\tau_n = L_n^2/D_n \approx 1.5 \cdot 10^{-6}$ с и из выражения (8) получить оценку для тока удержания $I_h \approx 240$ мА.

В работе [13] измеренный ток удержания изменялся от значения $I_h \approx 550$ мА при комнатной температуре до $I_h = 160$ мА при $T = 420$ К. Таким образом, полученная для величины тока удержания оценка разумно согласуется с экспериментальными данными.

4. Заключение

На основе численной модели проанализированы особенности стационарного распределения носителей и тока удержания для осесимметричного случая, характерного для оптического включения мощных SiC-фототиристор. Проведено сравнение плоской и осесимметричной модели. Показано, что в SiC-тиристорах диффузионный механизм распространения не вносит существенного вклада в стационарное распределение носителей и основным механизмом является полевой механизм. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с первыми экспериментальными результатами по исследованию тока удержания в SiC-фототиристорах.

В ФТИ им. Иоффе работа поддержана фирмой Cree Inc. и Российским фондом фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] В.А. Кузьмин. *Тиристоры малой и средней мощности* (М., Сов. радио, 1971).
- [2] A. Blicher *Thyristor physics* (Springer Verlag, 1976).
- [3] М.И. Дьяконов, М.Е. Левинштейн. ФТП, **12**, 729 (1978).
- [4] М.И. Дьяконов, М.Е. Левинштейн. ФТП, **12**, 1674 (1978).
- [5] И.В. Грехов, М.Е. Левинштейн, В.Г. Сергеев. ФТП **4** (11), 2149 (1970).
- [6] С.Н. Вайнштейн, Ю.В. Жилияев, М.Е. Левинштейн. ФТП **21**, 129 (1987).
- [7] H.J. Ruhl, jr. IEEE Trans Electron. Dev. **ED-17**, 672 (1970).

- [8] R.L. Longini, J. Melngailis. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-10**, 178 (1963).
- [9] М.И. Дьяконов, М.Е. Левинштейн. ФТП, **14**, 478 (1980).
- [10] M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. Electron. Lett., **38**, 592 (2002).
- [11] N. Dheilily, G. Paques, S. Scharnholz, P. Bevilacqua, C. Raynaud, D. Nguyen, R.W. DeDoncker, D. Planson. Electron. Lett., **47**, 459 (2011).
- [12] S.L. Rumyantsev, M.E. Levinshtein, M.S. Shur, T. Saxena, Q.J. Zhang, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. Semicond. Sci. Technol., **27**, 015 012 (4pp) (2012).
- [13] S.L. Rumyantsev, M.E. Levinshtein, M.S. Shu, T. Saxena, Q.J. Zhang, A.K. Agarwal, L. Cheng, J.W. Palmour. *Abstracts Eur. Conf. on Silicon Carbide and Related Materials (ECSCRM 2012)*, St. Petersburg, 2012.
- [14] A.I. Uvarov. In: *Physics of Electron-Hole Junctions and Semiconductor Devices*, eds S.M. Ryvkin, Yu.V. Shmartsev (N.Y.: Consultants Bureau, 1971) p. 170, 216.
- [15] C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [16] J.R. Hauser. IEEE Trans. Electron. Dev., **11**, 238 (1964).
- [17] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, N.Y., (1981).
- [18] *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, eds M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur. (John Wiley & Sons, N.Y.–Chichester–Weinheim–Brisbane Singapore–Toronto, 2001).

Редактор Т.А. Полянская

Peculiarities of steady state distribution and holding current in SiC optically triggered thyristors

V.S. Uferev, M.E. Levinshtein, J.W. Palmour*

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

* CREE Inc.,
4600 Silicon Dr., Durham NC 27703, USA

Abstract A computer model has been developed which makes it possible to analyze peculiarities in steady-state distribution and characteristics of holding current for axisymmetric case. This case is characteristic for optically triggered SiC-thyristors. Comparison of axisymmetric and plane ceases is carried out. It is shown that diffusion mechanism does not contribute essentially in steady-state distribution. The main mechanism responsible for steady state distribution and holding current is a field mechanism of turn-on spread. Results obtained agree reasonable with first experimental results on holding current in optically triggered SiC-thyristors.