

Влияние оже-рекомбинации на тепловую стабильность мощных высоковольтных полупроводниковых диодов

© Т.Т. Мнацаканов, М.Е. Левинштейн*,[¶], А.С. Фрейдлин

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

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

(Получена 17 апреля 2007 г. Принята к печати 25 мая 2007 г.)

Предложена аналитическая модель, позволяющая учесть влияние оже-рекомбинации на положение точек инверсии на вольт-амперной характеристике высоковольтных полупроводниковых диодов. Показано, что оже-рекомбинация не только изменяет положение точек инверсии на вольт-амперных характеристиках диодов, но также меняет число возможных точек инверсии в структурах. Поскольку существование и положение точек инверсии в значительной мере определяют тепловую стабильность диодов, особенно в режиме ударных токов, предсказания модели представляются важными с практической точки зрения. Для проверки выводов аналитической модели проведен численный эксперимент с помощью программы „Исследование“. Результаты численных расчетов полностью согласуются с выводами аналитической модели.

PACS: 65.40.-b, 85.30.De, 85.30.Kk

1. Введение

Одним из основных эксплуатационных требований к мощным инжекционным приборам является способность выдерживать значительные токовые перегрузки, которые часто возникают в цепях вследствие коротких замыканий или мощных электрических разрядов. С физической точки зрения эта свойство мощных структур контролируется температурной зависимостью их вольт-амперной характеристики (ВАХ) [1,2]. Если при заданной величине плотности тока напряжение U , падающее на структуре, растет с увеличением температуры T , т.е. температурный коэффициент напряжения (ТКН) структуры положителен, эффект саморазогрева при протекании тока перегрузки, как правило, не приводит к потере тепловой стабильности прибора. Причина в том, что в этом случае эффективное сопротивление прибора растет с увеличением температуры и при заданной величине смещения, поданного на прибор, ограничивается текущий через него ток. В противоположном случае, когда ТКН структуры отрицателен, явление саморазогрева приводит к возникновению у структуры отрицательного дифференциального сопротивления, и ВАХ структуры приобретает S-образный вид. Это означает, что однородное распределение тока по площади структуры в этом случае становится неустойчивым к формированию токовых шнуров, возникновение которых приводит к катастрофической деградации прибора.

В области малых плотностей тока ТКН любой $p^+ - n - n^+$ -структуры отрицателен, поскольку напряжение, падающее на структуре, определяется в этом случае напряжением на переходах структуры. Напряжение на переходах всегда уменьшается с ростом температуры, что обусловлено резким ростом собственной концентрации n_{i0} с увеличением температуры.

С ростом плотности тока, однако, увеличивается вклад падения напряжения на базовом слое структуры, и ТКН структуры меняет знак, становясь положительным [1]. Иными словами, на ВАХ структуры возникает точка инверсии, характеризуемая условием $dU/dT = 0$. Важность знака ТКН для стабильной работы мощных полупроводниковых приборов делает актуальной задачу исследования точек инверсии изотермической ВАХ при определении тепловой стабильности мощных полупроводниковых структур.

Исследованию изотермических ВАХ мощных биполярных диодов посвящено значительное число работ (см. [3,4] и список указанной в них литературы), однако вопросы, связанные с точками инверсии ВАХ, в них практически не затрагивались. Лишь недавно появилась работа [5], посвященная детальному рассмотрению точек инверсии ВАХ мощных карбидокремниевых структур. Однако в работе [5] не был учтен вклад оже-рекомбинации (ОР) в падение напряжения на базовом слое структуры. Причина заключалась в том, что в [5] рассматривались высоковольтные диодные структуры на основе карбида кремния, в которых время жизни носителей заряда не превышало 1.55 нс. В этих условиях характерная концентрация носителей заряда $p_C = [1/\sqrt{(C_n + C_p)\tau}]$ (здесь C_n и C_p — константы ОР), начиная с которой вклад ОР становится существенным, оказывается высокой ($p_C \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и трудно достижимой в карбидокремниевых структурах, $p-n$ -переходы в которых до сих пор не отличаются высокой инжектирующей способностью [6,7].

Отметим, что времена жизни носителей заряда в слабо легированных базовых слоях структур на основе традиционного материала силовой электроники — кремния могут превышать 100 нс, в результате чего характерная концентрация p_C снижается на порядок. Отметим также, что тенденция к повышению времени жизни носителей

[¶] E-mail: Melev@nimis.ioffe.ru

заряда наблюдается в последние годы и в карбидокремниевых структурах [8]. Это означает, что учет влияния ОР в базовом слое структуры становится актуальным при сравнительно небольших плотностях тока. Поэтому цель данной работы состоит в исследовании влияния ОР на точки инверсии ВАХ мощных биполярных структур. Это позволит распространить модель, предложенную в [5], на известные виды мощных приборов на основе кремния, так и карбида кремния.

Полученные результаты представлены следующим образом. В разд. 2 работы приведены основные соотношения модели ВАХ, учитывающие влияние ОР в базовом слое структуры, и получены уравнения, определяющие точки инверсии этих ВАХ. Изменения, вносимые в модель [5] при учете влияния ОР в базовом слое структуры, проанализированы в разд. 3. В разд. 4 приведены результаты численного эксперимента, позволяющие оценить точность выводов аналитического исследования задачи.

2. Основные соотношения модели

Как и в [5], нахождение точек инверсии ВАХ состоит в вычислении производной dU/dT и решении затем уравнения $dU/dT = 0$. Общее выражение для напряжения, падающего на p^+n-n^+ -структуре, имеет вид [4]

$$U = U_{pn} + U_L + U_{eh} + U_c + U_s, \quad (1)$$

где

$$U_{pn} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p(0)p(W)}{n_{i0}^2} \right)$$

— падение напряжения на p^+n - и $n-n^+$ -переходах структуры, q — элементарный заряд, k — постоянная Больцмана, T — температура, n_{i0} — собственная концентрация носителей заряда в слабо легированной базе структуры, $p(0)$ и $p(W)$ — граничные значения концентрации носителей заряда у p^+n - и $n-n^+$ -переходов соответственно;

$$U_{eh} = \int_0^W \frac{dx}{q\mu_{np}p(x)p(x)} = \frac{jW}{qGp_0}$$

— падение напряжения на базовом n -слое, обусловленное электронно-дырочным рассеянием (здесь G и p_0 — константы, характеризующие компоненту подвижности носителей, определяемую электронно-дырочным рассеянием в полупроводниках $\mu_{np} = G \frac{p}{p_0}$ [9–11]); $U_c = jR_c$ — падение напряжения на контактах, а R_c — величина контактного сопротивления;

$$U_s = \frac{jW_n^+}{qN_D^+\mu_n^+} \equiv jR_s$$

— падение напряжения на подложке, а W_n^+ , N_D^+ и μ_n^+ — толщина, уровень легирования и подвижность электро-

нов в n^+ -подложке соответственно;

$$U_L = \frac{1}{q(\mu_n + \mu_p)} \int_0^W \frac{dx}{p(x)}$$

— падение напряжения на базовом слое, обусловленное прочими механизмами рассеяния, за исключением электронно-дырочного (здесь μ_n и μ_p — обычные подвижности электронов и дырок соответственно).

Из приведенных соотношений следует, что величины U_{eh} , U_c и U_s не изменяются при учете ОР в базовом слое. Напротив, значение U_{pn} , определяемое граничными концентрациями $p(0)$ и $p(W)$, и величина U_L , определяемая распределением носителей заряда $p(x)$ по толщине базового слоя, изменяются сильно. Согласно [12,13], величина $p(0)$ имеет вид

$$p(0) = p_c \frac{(j/j_0)}{\left[1 + \frac{j j_{sn}}{j_0 j_c} + \sqrt{1 + 2 \frac{j j_{sn}}{j_0 j_c} + \left(\frac{j}{j_0}\right)^2} \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (2)$$

где $j_0 = \sqrt{2} \frac{qD_p p_c}{L}$, $j_c = j_0 \frac{b}{b+1} \left(\frac{n_{i0}}{p_c}\right)^2$, $p_c = \frac{1}{\sqrt{C}\tau}$, $C = C_n + C_p$ — амбиполярная константа ОР, $L = \sqrt{\frac{2b}{b+1}} D_p \tau$ — амбиполярная диффузионная длина, j_{sn} — ток насыщения p^+ -эмиттера. Величина $p(W)$ описывается выражением (2) с заменами $j_{sn} \Rightarrow j_{sp}$, $j_0 \Rightarrow b j_0$, где j_{sp} — ток насыщения n^+ -эмиттера.

Величина U_L , согласно [12,13], может быть записана в виде

$$U_L = \frac{jL\varphi}{\sqrt{2}q(\mu_n + \mu_p)p_{\min}\sqrt{2 + (p_{\min}/p_c)^2}}, \quad (3)$$

где

$$\varphi = \pi + \arcsin \left\{ \frac{\left(\frac{p_c p(0)}{p_{\min}^2}\right)^2 - 2\left(\frac{p_c}{p_{\min}}\right)^2 - 1}{\left(\frac{p(0)}{p_{\min}}\right)^2 \left[\left(\frac{p_c}{p_{\min}}\right)^2 + 1\right]} \right\} + \arcsin \left\{ \frac{\left(\frac{p_c p(W)}{p_{\min}^2}\right)^2 - 2\left(\frac{p_c}{p_{\min}}\right)^2 - 1}{\left(\frac{p(W)}{p_{\min}}\right)^2 \left[\left(\frac{p_c}{p_{\min}}\right)^2 + 1\right]} \right\},$$

а минимальная концентрация носителей заряда p_{\min} в n -базе определяется уравнением

$$\frac{W}{L} = \frac{2}{\sqrt{1 + (p_{\min}/p_c)^2}} \left[F \left(\arccos \left(\frac{p_{\min}}{p(0)} \right), \chi \right) + F \left(\arccos \left(\frac{p_{\min}}{p(W)} \right), \chi \right) \right], \quad (4)$$

где $F(\varphi, \chi)$ — неполный эллиптический интеграл первого рода, а $\chi = \left[\frac{1 + 2(p_c/p_{\min})^2}{2(1 + (p_c/p_{\min})^2)} \right]^{1/2}$. В пределе $(\frac{j_{sn}}{j_c}) \gg (\frac{j}{j_0})$, когда вклад ОР мал, формула (2) дает

известное для этого случая выражение для граничной концентрации [3,4]

$$p(0) = \frac{(jL/qD_p)}{1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \left(\frac{j j_{sn}}{j_i^2}\right)}}, \quad (5)$$

где $j_i = \sqrt{\frac{2b}{b+1} j_0 j_c} \equiv \frac{qDn_{i0}}{L}$, $D = \frac{2b}{b+1} D_p$ — амбиполярный коэффициент диффузии,

В этом же пределе из (4) следует выражение

$$p_{\min} = 2\sqrt{p(0)p(W)} \exp(-W/2L). \quad (6)$$

Подстановка этого выражения в (3) дает для U_L известное выражение

$$U_L = \frac{\pi}{2} \frac{jL \exp(W/2L)}{q(\mu_n + \mu_p) \sqrt{p(0)p(W)}}, \quad (7)$$

которое было использовано в работе [5].

В противоположном случае, когда вклад ОР велик, из (3) следует [12,13]

$$p(0) = p_c \sqrt{\frac{j/j_0}{1 + (j_{sn}/j_c)}} \quad (8)$$

и

$$p_{\min} = \begin{cases} 4\sqrt{2} p_c \exp(-W/2L), & \text{if } (W/L) > \sqrt{2} K(\sqrt{3}/2) \approx 3.05, \\ p_c \frac{K(\sqrt{2}/2)}{(W/2L)}, & \text{if } (W/L) < \sqrt{2} K(\sqrt{3}/2) \approx 3.05, \end{cases} \quad (9)$$

где $K(x)$ — полный эллиптический интеграл первого рода.

Как следует из выражения (9), величина p_{\min} не зависит от плотности тока: концентрация носителей заряда в центральной части базового слоя насыщается вследствие известной концентрационной нелинейности процессов ОР. По мере роста плотности тока граничная концентрация инжектированных носителей заряда растет как $p(0) \propto \sqrt{j}$ и $p(W) \propto \sqrt{j}$. При этом нелинейность ОР приводит к тому, что темп рекомбинации носителей в окрестности инжектирующих переходов растет как $R \propto j^{3/2}$. В результате с ростом тока все большее количество инжектированных носителей заряда рекомбинирует в узких областях, примыкающих к переходам, а концентрация носителей в центральной части базы насыщается при значениях, определяемых выражениями (9).

Вследствие эффекта насыщения величина U_L оказывается линейно зависящей от плотности тока

$$U_L = \begin{cases} \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \frac{jL \exp(W/2L)}{q(\mu_n + \mu_p) p_c}, & \text{if } (W/L) > \sqrt{2} K(\sqrt{3}/2) \approx 3.05, \\ \frac{\pi}{4\sqrt{2} [K(\sqrt{2}/2)]^2} \frac{jW^2}{q(\mu_n + \mu_p) p_c L}, & \text{if } (W/L) < \sqrt{2} K(\sqrt{3}/2) \approx 3.05. \end{cases} \quad (10)$$

Это обстоятельство оказывается чрезвычайно важным для анализа тепловой стабильности структуры. При вычислении производной dU/dT слагаемое dU_L/dT в области, где влияние ОР оказывается несущественным, дает вклад, пропорциональный \sqrt{j} , в то время как вклад слагаемых dU_{eh}/dT , dU_c/dT и dU_s/dT оказывается пропорциональным j .

Введя переменную $x = \sqrt{j}$ и пренебрегая логарифмически слабой зависимостью $U_{pn}(j)$, из (1) и (7) получаем уравнение (11), выведенное ранее в [5]:

$$A(T) + B(T)x + C(T)x^2 = 0, \quad (11)$$

где $C(T) = \frac{1}{j} \frac{d}{dT} (U_{eh} + U_c + U_s)$, $B(T) = \frac{1}{\sqrt{j}} \frac{dU_L}{dT}$ и $A(T) = \frac{dU_{pn}}{dT}$ вычисляются с использованием выражений (5)–(7).

В области плотностей тока, где влияние ОР становится существенным, слагаемое $dU_L/dT \propto j$ вследствие эффекта насыщения концентрации носителей заряда в базе и уравнение, определяющее точки инверсии ВАХ, с учетом соотношений (8)–(10) приобретают вид

$$A_1(T) + C_1(T)x^2 = 0, \quad (12)$$

где $A_1(T) = \frac{dU_{pn}}{dT}$ и $C_1(T) = \frac{1}{j} \frac{d}{dT} (U_L + U_{eh} + U_c + U_s)$ вычисляются с использованием указанных соотношений (8)–(10).

Значение плотности тока, разделяющее эти два случая, естественно определять из условия

$$p(0) = p_c. \quad (13)$$

Подставляя в (13) выражение (2) и решая получившееся уравнение относительно j , получим следующее критическое значение j_{crit} :

$$j_{\text{crit}} = j_0 \left(\frac{j_{sn}}{j_c} + \sqrt{3} \right). \quad (14)$$

При $j < j_{\text{crit}}$ для нахождения точек инверсии ВАХ следует использовать уравнение (11), а при $j > j_{\text{crit}}$ — уравнение (12). На основе этих уравнений в следующем разделе будет проведен качественный анализ задачи о точках инверсии ВАХ с учетом ОР, а затем результаты качественного анализа будут проверены с помощью численного эксперимента.

3. Влияние оже-рекомбинации на точки инверсии ВАХ

Начнем рассмотрение точек инверсии со стороны малых j , когда справедливо уравнение (11). Отметим, что среди возможных решений уравнения (11) следует отбирать только действительные, положительные значения x . Основанием для такого выбора является то, что компонента падения напряжения $U_L \propto \sqrt{j} \equiv x$. Поэтому

учет отрицательных значений x означал бы не выделение, а поглощение тепла при протекании тока через структуру. Кроме того, учтем также, что коэффициент $A(T) < 0$, о чем уже упоминалось во Введении.

Для анализа точек инверсии ВАХ воспользуемся следующим подходом: 1) сначала рассмотрим возможные решения уравнения (11), 2) затем определим с использованием уравнения (12) изменения, которые вносит в анализ учет влияния ОР в базовом слое структуры и, наконец, 3) выводы аналитического анализа проиллюстрируем результатами численного эксперимента.

Как и в [5], начнем рассмотрение со случая, когда $C(T) < 0$. С учетом того что $A(T) < 0$, уравнение (1) имеет два действительных, положительных решения в случае, когда $B(T) > 2\sqrt{A(T)C(T)} > 0$. Качественно вид функции $f(x) = A(T) + B(T)x + C(T)x^2$, где $x = \sqrt{j}$, показан на рис. 1, *a* и *b* кривой 1. Точки $x_1 = \sqrt{j_{inv1}}$ и $x_2 = \sqrt{j_{inv2}}$ соответствуют нижней и верхней точкам инверсии ВАХ. Примеры конкретных структур на основе карбида кремния, в которых реализуется этот случай, и графики ВАХ этих структур при разных температурах приведены в работе [5]. Примеры таких же структур на основе кремния и графики их ВАХ будут приведены и описаны в разд. 4.

Учтем теперь, что под влиянием ОР в области токов $j > j_{crit}$ уравнение (11) переходит в уравнение (12), т.е. функция $f(x)$ переходит в функцию $f_1(x) = A_1(T) + C_1(T)x^2$, которая показана на тех же рисунках кривой 2 для случая $C_1(T) > 0$ и кривой 2' для случая $C_1(T) < 0$. Учитывая то, что с ростом плотности тока кривая 1 должна перейти в кривую 2 или 2', легко понять качественно, как именно ОР может повлиять на точки инверсии ВАХ. В соответствии с тем, что величина $C_1(T)$ в (12), зависящая от совокупности электрофизических параметров структуры, может быть как положительной, так и отрицательной, рассмотрим два случая. Если $C_1(T) < 0$, то из рис. 1, *a* и *b* сразу следует, что в этом случае ОР, не изменяя ситуации качественно, может только количественно изменить положение точек $x_1 = \sqrt{j_{inv1}}$ и $x_2 = \sqrt{j_{inv2}}$, т.е. изменить значения токов, соответствующих точкам инверсии ВАХ.

Пусть $C_1(T) > 0$ возможные сценарии зависят от соотношения величин j_{inv1} , j_{inv2} и j_{crit} . Как показано в работе [5], величина j_{inv1} находится в области плотностей тока $j_{inv1} \leq 1000 \text{ A/cm}^2$. Величина j_{inv2} в зависимости от параметров структуры может достигать десятков kA/cm^2 . В связи с этим рассмотрим два варианта.

Допустим вначале, что $j_{inv1} < j_{inv2} < j_{crit}$ (этот случай показан на рис. 1, *a*). Из рис. 1, *a* следует, что при учете ОР на изотермической ВАХ должна возникнуть еще одна точка инверсии, характеризуемая плотностью тока $j_{inv3} > j_{inv2}$. В другом возможном случае, когда $j_{inv1} < j_{crit} < j_{inv2}$ (этот случай показан на рис. 1, *b*), учет ОР приводит к уничтожению второй точки инверсии, т.е. в этом случае изотермическая ВАХ структуры имеет только одну точку инверсии.

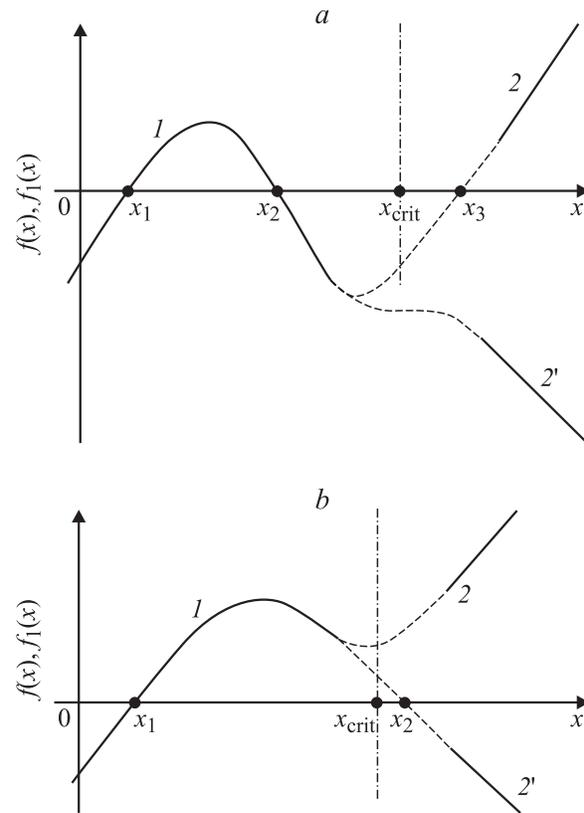


Рис. 1. Графики, иллюстрирующие возможные решения уравнений (11) и (12) для случая $C(T) < 0$, $B(T) > 2 \times \sqrt{A(T)C(T)} > 0$. *a* — $j_{crit} > j_{inv2}$, *b* — $j_{crit} < j_{inv2}$.

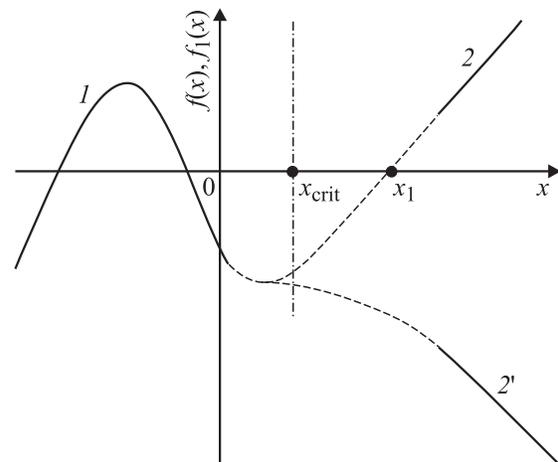


Рис. 2. График, иллюстрирующий возможные решения уравнений (11) и (12) для случая $C(T) < 0$, $B(T) < -2 \times \sqrt{A(T)C(T)} < 0$.

Продолжим качественный анализ случая $C(T) < 0$ для других возможных значений $B(T)$. С учетом того что $A(T) < 0$, уравнение (11) либо не имеет действительных корней при $-2\sqrt{A(T)C(T)} < B(T) < 2\sqrt{A(T)C(T)}$, либо имеет два отрицательных корня

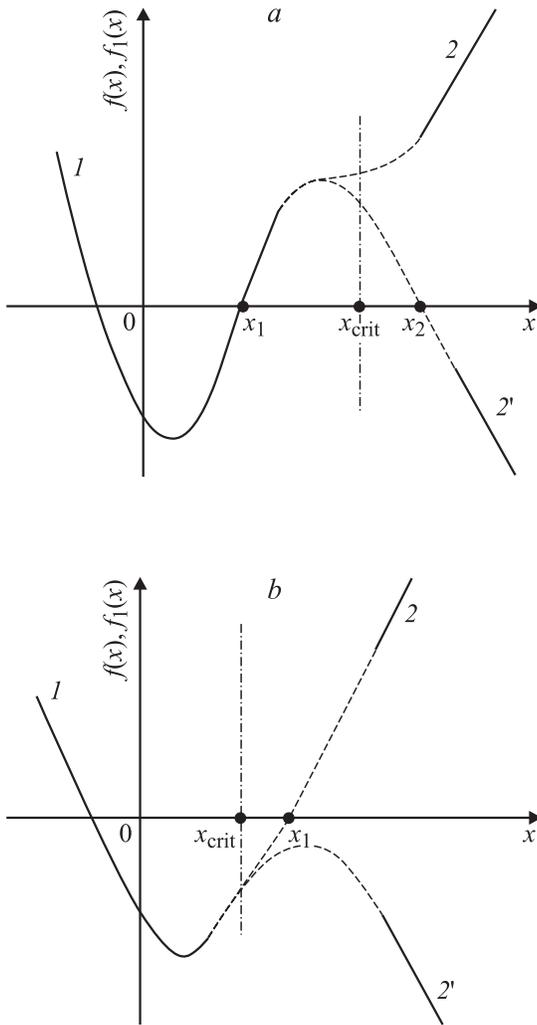


Рис. 3. Графики, иллюстрирующие возможные решения уравнений (11) и (12) для случая $C(T) > 0$. *a* — $j_{crit} > j_{inv}$, *b* — $j_{crit} < j_{inv}$.

при $B(T) < -2\sqrt{A(T)C(T)}$. Зависимость $f(x) = A(T) + B(T)x + C(T)x^2$ показана для рассматриваемого случая на рис. 2 (кривая 1). Поскольку физический смысл имеют только действительные, положительные решения уравнения (1), что означает, что изотермическая ВАХ в этом случае в пренебрежении ОР не имеет точек инверсии. Примеры таких ВАХ структур на основе карбида кремния приведены в работе [5]. Пример ВАХ без точек инверсии для структуры на основе кремния рассмотрен в разд. 4.

Так же, как и в предыдущем случае, $C_1(T)$ может быть как отрицательным, так и положительным. Зависимость $f_1(x)$ в области $j > j_{crit}$ показана на рис. 2 кривой 2 для $C_1(T) > 0$ и кривой 2' для $C_1(T) < 0$. Легко видеть, что при $C_1(T) < 0$ учет ОР не изменяет ситуацию качественно, т.е. отсутствие точки инверсии на изотермической ВАХ сохраняется. Однако при $C_1(T) > 0$ на изотермической ВАХ появляется одна точка инверсии.

В заключение рассмотрим случай, когда $C(T) > 0$. С учетом того что $A(T) < 0$, уравнение (11) имеет одно действительное, положительное решение при любых (отрицательном или положительном) значениях $B(T)$. Качественно вид функции $f(x) = A(T) + B(T)x + C(T)x^2$ показан на рис. 3, *a* и *b* кривой 1. Точка $x_1 = \sqrt{j_{inv1}}$ соответствует точке инверсии ВАХ. Примеры конкретных структур, в которых реализуется этот случай, и графики ВАХ этих структур на основе карбида кремния при разных температурах приведены в работе [5].

Кривая $f_1(x) = A_1(T) + C_1(T)x^2$ показана на этих же рисунках кривой 2 для случая $C_1(T) > 0$ и кривой 2' для случая $C_1(T) < 0$. Учитывая то, что с ростом плотности тока кривая 1 должна перейти в кривую 2, ясно, что ОР может повлиять на точки инверсии ВАХ в зависимости от знака величины $C_1(T)$. Если $C_1(T) > 0$, то из рис. 3, *a* и *b* сразу следует, что в этом случае ОР не изменяя ситуации качественно, может только сдвинуть точку $x_1 = \sqrt{j_{inv1}}$, т.е. изменить количественно значение тока, соответствующего точке инверсии ВАХ. В случае, когда $C_1(T) < 0$, все зависит еще от соотношения величин j_{inv1} и j_{crit} . При $j_{inv1} < j_{crit}$ (этот случай показан на рис. 3, *a*) учет ОР приводит к возникновению дополнительной точки инверсии $x_2 = \sqrt{j_{inv2}}$. В результате изотермическая ВАХ в этом случае имеет две точки инверсии. При $j_{inv1} > j_{crit}$ (этот случай показан на рис. 3, *b*) учет ОР приводит к уничтожению точки инверсии. В результате изотермическая ВАХ оказывается без точек инверсии.

Таким образом, влияние ОР на точки инверсии изотермической ВАХ может как увеличивать, так и уменьшать количество точек инверсии. Примеры ВАХ конкретных структур на основе кремния, в которых реализуются различные из перечисленных выше случаев, приведены в следующем разделе.

4. Результаты численного моделирования точек инверсии ВАХ

Результаты качественного анализа, полученные в предыдущем разделе, были подвергнуты проверке в рамках численного эксперимента с помощью программы „Исследование“ [14]. Эта программа основана на уравнениях переноса носителей заряда в полупроводниках [15–17], позволяющих корректно учитывать полную совокупность нелинейных эффектов высокого уровня инжекции и высокого уровня легирования. Разработанная первоначально для моделирования кремниевых приборов программа „Исследование“ была в дальнейшем адаптирована для 4H-SiC и с успехом применялась для моделирования характеристик карбидокремниевых структур (см., например, [18,19]).

Поскольку в работе [5] для высоковольтных диодов на основе карбида кремния результаты численного анализа были рассмотрены достаточно подробно, в настоящей

работе основное внимание будет уделено структурам на основе кремния. При этом параметры моделируемых Si-структур подбирались так, чтобы реализовались наиболее интересные случаи, когда влияние ОР приводит к изменению количества точек инверсии ВАХ.

При выборе параметров мощных кремниевых структур было учтено, что они изготавливаются с помощью диффузионной технологии, и поэтому в отличие от карбидокремниевых структур подложка у них отсутствует. Это позволяет не учитывать величину U_s в уравнении (1). Второе отличие кремниевых структур от структур на основе SiC обусловлено тем, что высокий уровень технологии формирования контактов к кремниевым структурам делает вклад величины U_c в (1) пренебрежимо малым, что в свою очередь позволяет не учитывать его в расчетах.

Электрофизические параметры кремниевых диодов U_{pn} , U_L и U_{eh} выбирались следующим образом. Величина констант G и p_0 , характеризующих компоненту подвижности носителей заряда, обусловленную электронно-дырочными столкновениями, выбирались в соответствии с данными работ [11,20]. Зависимости подвижностей электронов μ_n и дырок μ_p от температуры и уровня легирования учитывались в соответствии с результатами работы [21]. При учете снижения времени жизни носителей заряда в сильно легированных эмиттерных слоях структуры мы следовали модели, предложенной в [22]. В соответствии с [23] считалось, что в кремниевых структурах диффузионная длина носителей заряда в базовом слое L практически не изменяется с ростом температуры. Причина этого заключается в том, что степенной рост времени жизни в практически важном для кремниевых структур диапазоне температур $210 \text{ K} < T < 470 \text{ K}$ практически полностью компенсируется снижением коэффициента диффузии носителей заряда.

Параметры, характеризующие эмиттерные слои кремниевых структур, имели стандартные значения: толщина n^+ -эмиттера $W_n^+ = 20 \text{ мкм}$, толщина p^+ -эмиттера $W_p^+ = 20 \text{ мкм}$, примесь считалась распределенной в соответствии с дополнительной функцией $\text{erfc}(x)$, а поверхностные концентрации равнялись $N_D^+ = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в n^+ -эмиттере и $N_A^+ = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в p^+ -эмиттере. Толщины базовых слоев и времена жизни носителей заряда для каждой из рассчитанных структур указаны в подписях к рисункам.

Результаты численного расчета изотермических ВАХ таких структур приведены на рис. 4–7.

На рис. 4 и 5 показаны рассчитанные ВАХ структуры, в которой без учета ОР изотермическая ВАХ имеет 2 точки инверсии, расположенные при $j_{inv1} = 38 \text{ А/см}^2$ и $j_{inv2} = 397 \text{ А/см}^2$ (рис. 4).

Отметим, что величина j_{crit} , отделяющая область, где вклад ОР принципиально важен, от области, где вклад ОР не существен, зависит от температуры и уменьшается с ростом T . Оценка величины j_{crit} для рассмотренного интервала температур показывает, что она заключена в

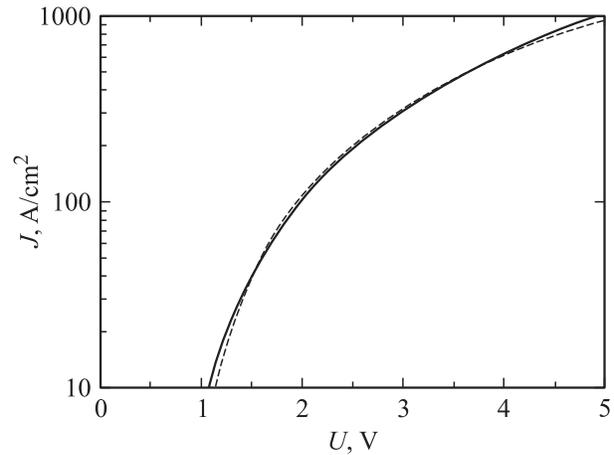


Рис. 4. ВАХ кремниевго диода, имеющего толщину блокирующего n -слоя $W_n = 400 \text{ мкм}$ и время жизни носителей заряда в ней $\tau(300 \text{ K}) = 6 \text{ мкс}$, рассчитанные без учета оже-рекомбинации в базовом слое структуры. Пунктирная кривая — $T = 273 \text{ K}$, сплошная кривая — $T = 373 \text{ K}$.

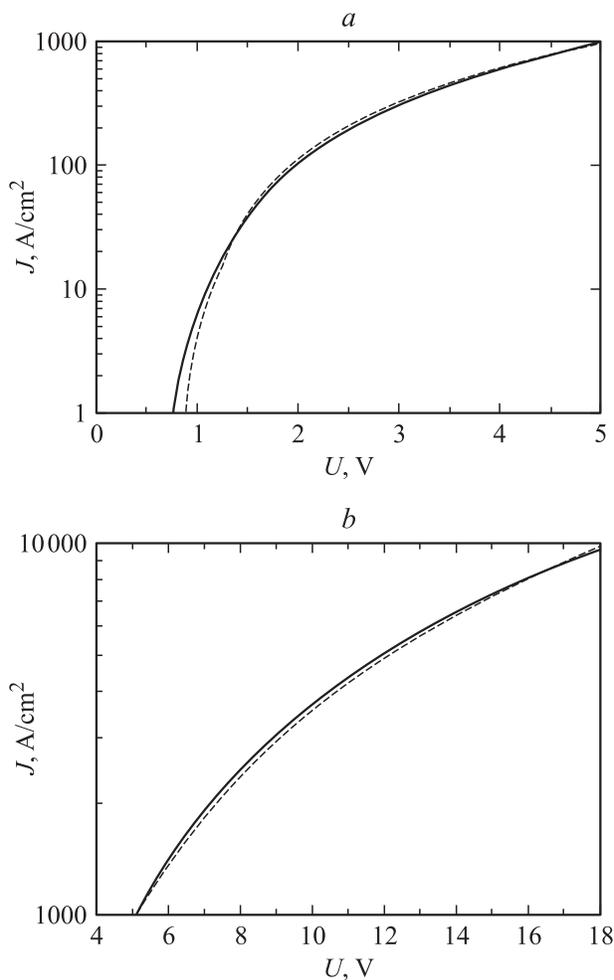


Рис. 5. ВАХ диода с $W_n = 400 \text{ мкм}$ и $\tau(300 \text{ K}) = 6 \text{ мкс}$, рассчитанные с учетом оже-рекомбинации в базовом слое структуры. *a* — область относительно малых плотностей тока ($J < 1000 \text{ А/см}^2$); *b* — область плотностей тока $1000 < J < 10\,000 \text{ А/см}^2$. Пунктирные кривые — $T = 273 \text{ K}$, сплошные кривые — $T = 373 \text{ K}$.

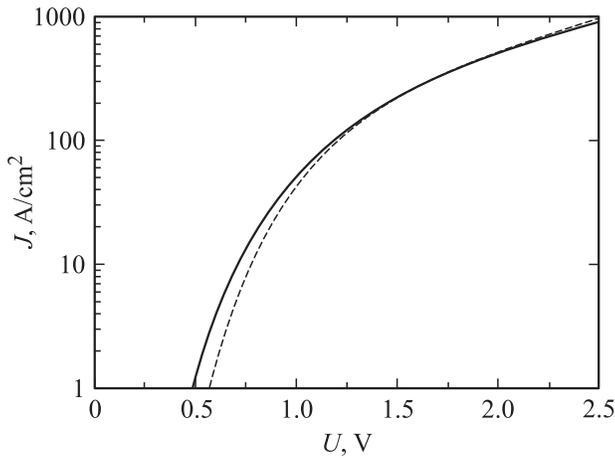


Рис. 6. ВАХ диода с $W_n = 200$ мкм и $\tau(300 \text{ K}) = 3$ мкс, рассчитанные с учетом оже-рекомбинации в базовом слое структуры. Пунктирная кривая — $T = 273 \text{ K}$, сплошная кривая — $T = 373 \text{ K}$.

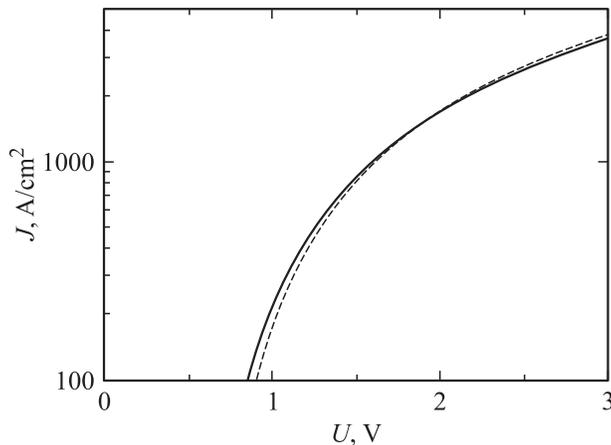


Рис. 7. ВАХ кремниевого диода, имеющего толщину n -слоя $W_n = 200$ мкм и время жизни носителей заряда в ней $\tau(300 \text{ K}) = 12.5$ мкс, рассчитанные с учетом оже-рекомбинации в базовом слое структуры. Пунктирная кривая соответствует $T = 373 \text{ K}$, сплошная кривая соответствует $T = 423 \text{ K}$.

пределах $1100 \text{ A/cm}^2 < j_{\text{crit}} < 3500 \text{ A/cm}^2$. Это означает, что для этой структуры оказываются выполненными условия $j_{\text{inv}1} < j_{\text{inv}2} < j_{\text{crit}}$, что соответствует случаю, показанному на рис. 1, *a*. Результаты расчета ВАХ той же структуры с учетом ОР, показанные на рис. 5, свидетельствуют, что первые две точки инверсии сдвигаются: $j_{\text{inv}1} = 36.5 \text{ A/cm}^2$ и $j_{\text{inv}2} = 709 \text{ A/cm}^2$, и в добавление к ним появляется третья точка инверсии, расположенная при $j_{\text{inv}3} = 8000 \text{ A/cm}^2$. Полученный результат находится в полном соответствии с вариантом качественного анализа, представленным на рис. 1, *a*.

ВАХ кремниевой структуры, параметры которой приведены в подписи к рис. 6, рассчитанная без учета ОР, имеет две точки инверсии: $j_{\text{inv}1} = 220 \text{ A/cm}^2$ и

$j_{\text{inv}2} = 11700 \text{ A/cm}^2$. Однако оценка величины j_{crit} для этой структуры показывает, что она заключена в пределах $2200 \text{ A/cm}^2 < j_{\text{crit}} < 7000 \text{ A/cm}^2$. Это означает, что для этой структуры оказываются выполненными условия $j_{\text{inv}1} < j_{\text{crit}} < j_{\text{inv}2}$. Расчет ВАХ этой структуры, выполненный с учетом ОР, показан на рис. 6 и свидетельствует, что на ВАХ осталась только одна точка инверсии: $j_{\text{inv}1} = 185 \text{ A/cm}^2$. Этот результат находится в полном соответствии с качественным анализом, основанным на рис. 1, *b*.

Параметры структуры на основе кремния, на ВАХ которой без учета ОР отсутствуют точки инверсии, представлены в подписи к рис. 7. Учет ОР (в рассматриваемой области температур для этой структуры $C_1(T) > 0$), согласно качественному анализу, представленному на рис. 2, должен привести к появлению точки инверсии на ВАХ. Результаты численного расчета изотермической ВАХ этой структуры представлены на рис. 7 и полностью подтверждают этот качественный вывод. Возникшая за счет влияния ОР точка инверсии оказывается расположенной при $j_{\text{inv}1} = 1450 \text{ A/cm}^2$.

5. Заключение

Предложена модель точек инверсии на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) высоковольтных диодных структур, учитывающая всю совокупность нелинейных эффектов, определяющих вид ВАХ полупроводниковых структур в широком диапазоне плотностей тока и температур. С ее помощью впервые показано, что число точек инверсии ВАХ может изменяться в зависимости от сочетания электрофизических параметров структуры и режима ее работы. Полученный результат представляется важным с практической точки зрения, поскольку создает физическую основу для определения режима стабильной работы мощных полупроводниковых приборов в зависимости от совокупности электрофизических параметров структуры.

Для проверки выводов аналитической модели проведен численный эксперимент с помощью программы „Исследование“. Результаты численных расчетов полностью согласуются с выводами аналитической модели.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-16541, 05-02-17768 и 05-02-18235).

Список литературы

- [1] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor devices* (N.Y., Wiley, 1981).
- [2] M.S. Shur. *Physics of Semiconductor devices* (Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, 1990).
- [3] B.J. Baliga. *Modern Power Devices* (N.Y., Wiley-Interscience, 1987).

- [4] В.П. Григоренко, П.Г. Дерменжи, В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов. *Моделирование и автоматизация проектирования силовых полупроводниковых приборов* (М., Энергоатомиздат, 1988).
- [5] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, A.S. Freidlin, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **21**, 1244 (2006).
- [6] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, R. Singh, J.W. Palmour, S.N. Yurkov. *Sol. St. Electron.*, **48**, 807 (2004).
- [7] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, J.W. Palmour, R. Singh, K.G. Irvin, M. Das. *Mater. Sci. Forum*, **483–485**, 973 (2005).
- [8] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, M.K. Das, V.A. Hull. *Sol. St. Electron.*, **50** (7–8), 1368 (2006).
- [9] L.V. Davies. *Nature*. **194**, 762 (1968).
- [10] Б.Н. Грецесеров, Т.Т. Мнацаканов. *ФТП*, **24**, 1668 (1990).
- [11] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov. *J. Appl. Phys.*, **93**, 1095 (2003).
- [12] Т.Т. Мнацаканов, Л.И. Поморцева. *ФТП*, **16**, 798 (1982).
- [13] T.T. Mnatsakanov, L.I. Pomortseva, V.B. Shuman. *Sol. St. Electron.*, **41**, 1871 (1997).
- [14] T.T. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. *Sol. St. Electron.*, **30**, 579 (1987).
- [15] Т.Т. Мнацаканов, И.Л. Ростовцев, Н.И. Филатов. *ФТП*, **18**, 1293 (1984).
- [16] T.T. Mnatsakanov. *Phys. Status Solidi B*, **143**, 225 (1987).
- [17] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **49**, 702 (2002).
- [18] П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Т.Т. Мнацаканов, J.W. Palmour, A.K. Agarwal. *ФТП*, **39**, 897 (2005).
- [19] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, T.T. Mnatsakanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. In: *SiC Materials and Devices*, ed. by M.S. Shur, S.L. Rumyantsev and M.E. Levinshtein (Singapore, World Scientific, 2006) v. 1, p. 227.
- [20] В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов, В.Б. Шуман. *Письма ЖТФ*, **6**, 689 (1980).
- [21] Т.Т. Мнацаканов, М.Е. Левинштейн, Л.И. Поморцева, С.Н. Юрков. *ФТП*, **38**, 56 (2004).
- [22] P.T. Landsberg, G.S. Kousik. *J. Appl. Phys.*, **56**, 1696 (1984).
- [23] *Расчет силовых полупроводниковых приборов*, под ред. В.А. Кузьмина (М., Энергия, 1980).

Редактор Л.В. Беляков

Auger recombination effect on temperature stability of power high voltage semiconductor diodes

T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein*, A.S. Freidlin

All-Russian Electrotechnical Institute,
111250 Moscow, Russia

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

Abstract An analytical model has been suggested which allows to take into account the effect of Auger recombination on the position of the inversion points on forward current-voltage (I - V) characteristics of power high voltage semiconductor diodes. It has been demonstrated that Auger recombination not only shifts the positions of the inversion points on I - V characteristics but also changes the number of the possible inversion points. Since existence and position of the inversion points determine to a large extent the temperature stability of the diodes, especially in the current surge regimes, the results obtained are practically important. The software „Investigation“ was used to check the predictions of the analytical model using computer simulation. The results of the computer experiments agree fully with predictions of analytical model.