

Численное моделирование процесса субнаносекундного обрыва тока в мощных полупроводниковых диодах

© С.Н. Рукин[¶], С.Н. Цыранов

Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук,
620016 Екатеринбург, Россия

(Получена 13 ноября 2008 г. Принята к печати 29 декабря 2008 г.)

На основе физико-математической модели исследован процесс субнаносекундного обрыва тока высокой плотности в структуре SOS-диода. Модель учитывает объемный заряд, а также влияние электрического поля, температуры, электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизованных примесях на подвижность носителей. Установлено, что при глубине залегания $p-n$ -перехода более 180 мкм, времени прямой накачки менее 60 нс и времени обратной накачки менее 20 нс, реализуется субнаносекундный обрыв тока плотностью в единицы kA/cm^2 . Механизм обусловлен возникновением на стадии обрыва тока трех областей сильного поля: двух, расширяющихся со скоростью, близкой к насыщенной, расположенных в p -области, и одной, медленно расширяющейся, в n -области структуры. Показано, что для реализации субнаносекундного обрыва тока необходимо одновременное выполнение совокупности условий по параметрам электрической схемы, определяющим продолжительность и плотность тока накачки, и профилю легирования полупроводниковой структуры. Полученные результаты сравниваются с экспериментом.

PACS: 84.30.Jc, 85.30.De, 85.30.Kk, 84.70.+p

1. Введение

В области мощной наносекундной импульсной техники были разработаны полупроводниковые прерыватели тока — SOS-диоды, способные переключать импульсную мощность гигаваттного уровня и работать при напряжениях до 1 МВ. [1,2]. SOS-эффект, представляющий собой наносекундный обрыв сверхплотных токов в полупроводниках, наблюдается в кремниевых $p^+ - p - n - n^+$ -структурах при времени накачки порядка сотен нс и плотности обратного тока в единицы и десятки kA/cm^2 . Время обрыва тока при этих условиях лежит в диапазоне 5–15 нс.

Поскольку процесс обрыва тока в SOS-диодах связан с динамикой избыточной электронно-дырочной плазмы в структуре, режим накачки структуры, определяющий профиль распределения концентрации избыточной плазмы, должен влиять на коммутационную характеристику SOS-диода. Это положение было подтверждено в эксперименте [3], где при уменьшении времени накачки до десятков нс был обнаружен режим субнаносекундного отключения тока. На этой основе были разработаны и исследованы генераторы с SOS-диодами, имеющими субнаносекундное время обрыва тока [4].

Теоретические исследования, приведенные в рамках квазинейтрального приближения, показали, что механизм субнаносекундного отключения тока обусловлен возникновением в p -области структуры двух пространственно разделенных областей сильного поля, расширяющихся на стадии обрыва тока со скоростью, близкой к насыщенной [5]. Однако квазинейтральное приближение справедливо только для описания процессов инжекции заряда на стадиях накачки и неприменимо для описания

стадии обрыва тока, когда именно объемный заряд формирует процесс переключения тока, обеспечивая возникновение областей сильного поля и рост напряжения.

В работе [6] описана модель, учитывающая объемный заряд и зависимость подвижности электронов и дырок от электрического поля. На основе этой модели был исследован процесс работы SOS-диода при длинных временах накачки (сотни нс).

В данной работе исследуется процесс субнаносекундного обрыва тока в структуре SOS-диода на основе усовершенствованной модели, отличающейся от модели [6] тем, что, кроме учета объемного заряда и зависимости подвижности электронов и дырок от электрического поля, учитывается также зависимость подвижности носителей от температуры, электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизованных примесях.

2. Описание модели

Расчет проводился с помощью физико-математической модели, заключающейся в совместном решении уравнений Кирхгофа, описывающих работу электрической схемы с SOS-диодом, и уравнений динамики электронов и дырок в структуре диода. В расчете использовался SOS-диод, идентичный исследованному в работе [5], который содержал 80 последовательно соединенных структур толщиной $W = 320$ мкм и площадью $S = 0.24$ cm^2 . База структуры образована n -кремнием с исходной концентрацией 10^{14} cm^{-3} . В структуре p^+ -область образована диффузией бора (10^{21} cm^{-3} , 70 мкм), p -область — диффузией алюминия (10^{17} cm^{-3} , 220 мкм), n^+ -область — диффузией фосфора ($5 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} , 60 мкм). Цифры в скобках обозначают граничную концентрацию и глубину залегания примеси.

[¶] E-mail: rukin@iep.uran.ru

Параметры электрической схемы соответствовали эксперименту [3]. При включении конденсатора прямой накачки в структуру вводился прямой ток (половина периода синусоиды) плотностью до 1 кА/см^2 за время менее 60 нс. При последующем включении конденсатора обратной накачки в структуру вводился обратный ток, нарастающий к моменту обрыва тока до $4\text{--}5 \text{ кА/см}^2$ за время $10\text{--}15 \text{ нс}$.

Для расчета процессов динамики электронов и дырок в структуре SOS-диода использовалась фундаментальная система уравнений, состоящая из уравнений непрерывности для электронов и дырок, уравнения Пуассона для электрического поля и уравнения для температуры:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} + GR, & \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} + GR, \\ J_n &= e D_n \frac{\partial n}{\partial x} + e \mu_n E n, & J_p &= -e D_p \frac{\partial p}{\partial x} + e \mu_p E p, \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= \frac{e}{\epsilon} [p(x) - n(x) + N_d(x) - N_a(x)], \\ \rho c \frac{\partial T}{\partial t} &= \text{div}(k \text{ grad } T) + (J_p + J_n)E - GR E_g, \end{aligned} \quad (1)$$

где n, p — концентрации; μ_n, μ_p — подвижности; J_n, J_p — плотности тока; D_n, D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок; N_d, N_a — концентрации доноров и акцепторов; E — электрическое поле; T — температура; GR — член, описывающий объемную скорость генерации–рекомбинации электронно-дырочных пар [7]; ρ, c, k, E_g — плотность, удельная теплоемкость, теплопроводность и ширина запрещенной зоны в кремнии.

В расчете учитывалась зависимость подвижности электронов и дырок от электрического поля, температуры, электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизованных примесях [8]:

$$\begin{aligned} \mu^C &= \frac{1.04 \cdot 10^{21} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2}}{\sqrt{p n} \ln \left(1 + 7.45 \cdot 10^{13} \left(\frac{T}{300}\right)^2 (p n)^{-1/3}\right)}, \\ \mu_{n,p}^{LI} &= \frac{\mu_{n,p}^0 \left(\frac{T}{300}\right)^{-2.2}}{\left(1 + \frac{c_i}{c_{n,p} + S_{n,p}}\right)^{1/2}}, \\ \mu_{n,p}^{LIC} &= \frac{1}{\frac{1}{\mu^C} + \frac{1}{\mu_{n,p}^{LI}}}, \\ \mu_{n,p} = \mu_{n,p}^{LICE} &= \frac{\mu_{n,p}^{LIC}}{\left(1 + \left(\frac{\mu_{n,p}^{LIC} E}{V_{s,n,p}}\right)^{\beta_{n,p}}\right)^{1/\beta_{n,p}}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\mu_n^0 = 1430 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \quad \mu_p^0 = 495 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}),$$

$$c_n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad c_p = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad c_i = N_d + N_a,$$

$$S_n = 350, \quad S_p = 81, \quad \beta_n = 2, \quad \beta_p = 1.$$

$V_{sn} = 1.07 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $V_{sp} = 0.87 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ — насыщенные скорости движения электронов и дырок, T — температура в К.

Таким образом, в отличие от модели [6] к соотношениям (1) добавлено температурное уравнение, а в (2) учитываются зависимости подвижности электронов и дырок от температуры, электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизованных примесях. Граничные условия для (1) выбраны следующие:

$$\begin{aligned} x = 0: & \quad J_p = J, \quad J_n = 0, \quad E = 0; \\ x = W: & \quad J_p = 0, \quad J_n = J. \end{aligned} \quad (3)$$

Совместное решение уравнений, выражающих условие равновесия $n p = N_i^2$ и квазинейтральности $n - N_d = p - N_a$, позволяет определить начальное распределение концентрации электронов и дырок. Для численного решения система (1) преобразовывалась следующим образом. В начале величины J_n и J_p заменялись их дискретными аналогами с помощью экспоненциальной аппроксимации, предложенной в [9]. Это придает численной схеме безусловную монотонность. Далее производилась линеаризация системы и записывалась линейная система алгебраических уравнений относительно малых приращений концентраций электронов и дырок и электрического поля. Полученная система затем решалась методом матричной прогонки.

3. Стадии прямой и обратной накачки

На стадии прямой накачки зависимости тока через SOS-диод и напряжения на нем от времени, полученные в расчетах по модели [6] по представленной здесь модели и в эксперименте, практически не отличаются друг от друга. Существенным является присутствие в обеих моделях двух характерных максимумов концентрации носителей в p -области (рис. 1, позиции 1 и 2). Такая неоднородность возникает на стадии прямой накачки при пересечении фронтом носителей плоскости $p^+ - p$ -перехода, разделяющего области с высокой и низкой концентрацией акцепторов.

Моделирование показало, что возникновение двух максимумов (1 и 2) вместо одного, как это происходит при длинных временах прямой накачки (несколько сотен нс), обусловлено наличием встроенного поля вблизи $p^+ - p$ -перехода. Условие образования максимумов 1 и 2 определяется величиной прошедшего на стадии прямой накачки заряда Q^+ и при $t^+ \leq 60 \text{ нс}$ оно выполняется

при $Q^+ = (2-6) \cdot 10^{-5}$ Кл/см². Величина концентрации накопленных носителей в максимумах 1 и 2 при этом составляет $\sim 10^{16}$ см⁻³. При переходе к длинным временам прямой накачки и соответствующем увеличении Q^+ концентрация носителей растет, $p^+ - p$ -переход заливается плотной плазмой, и в этой области структуры в распределении формируется только один максимум концентрации величиной $\sim 10^{17}$ см⁻³ [6].

На рис. 2 показаны зависимости плотности тока через диод и напряжения на нем на стадиях обратной накачки и обрыва тока. Для сравнения приводятся экспериментальные данные и данные, полученные при расчете по модели [6]. Из рисунка видно, что рассматриваемая модель дает лучшее совпадение с экспериментом. Несмотря на то что процесс обрыва тока в модели начинается на ~ 1 нс позже, чем в эксперименте, амплитуда и крутизна спада тока в эксперименте и модели практически совпадают. Амплитуды импульса напряжения на диоде в рассматриваемой модели и эксперименте также имеют хорошее совпадение. Более пологий фронт импульса напряжения на экспериментальной кривой объясняется влиянием паразитных емкостей и индуктивностей элементов выходного узла генератора, которые в модели не учитываются.

На стадии обратной накачки концентрационные фронты носителей продвигаются к $p-n$ -переходу, концентрация носителей на фронтах непрерывно уменьшается, но в распределении сохраняется начальная неоднородность в виде двух концентрационных максимумов (1 и 2 на рис. 3). Процесс обрыва тока начинается, когда в областях структуры с минимальной концентрацией носителей образуются области сильного поля (ОСП). ОСП формируются вначале в n -области, а затем и в p -области перед 1-м и 2-м концентрационными максимумами (рис. 3, а). По мере продвижения концентрацион-

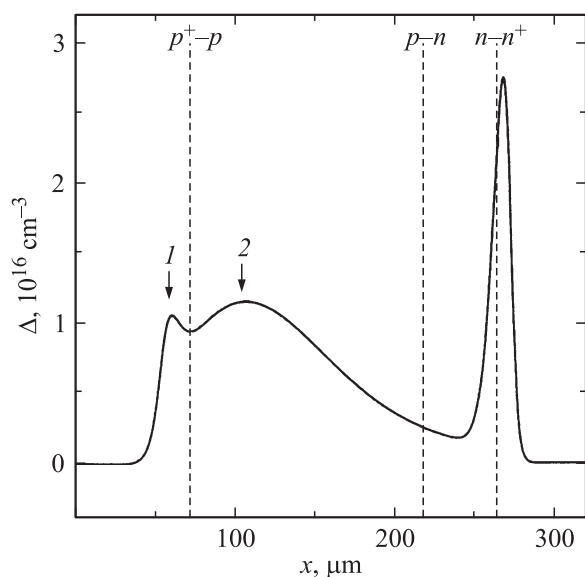


Рис. 1. Распределение концентрации избыточных носителей, накопленных за время прямой накачки.

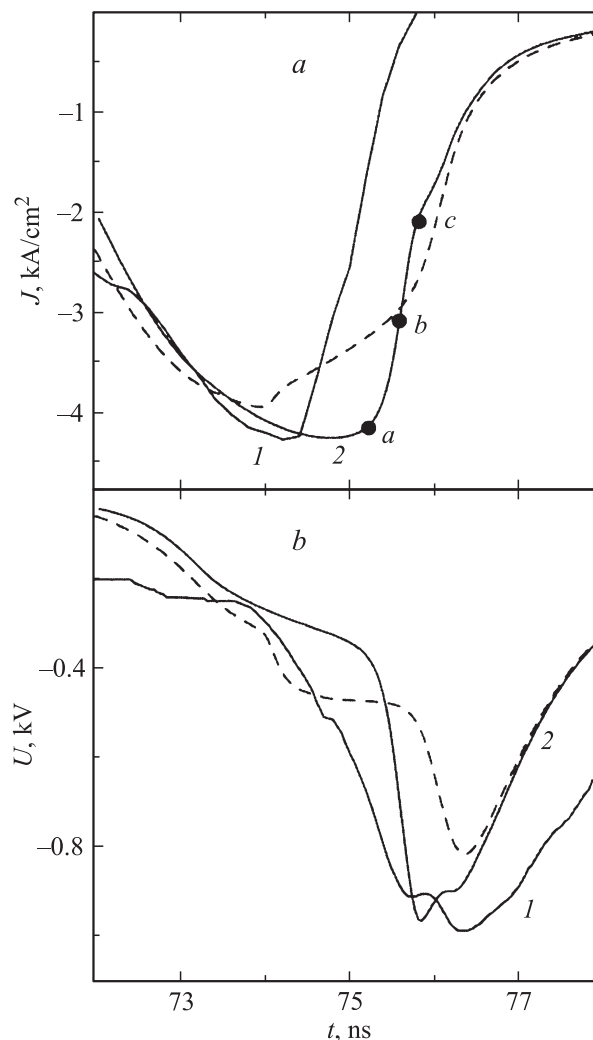


Рис. 2. Зависимости плотности тока через диод (а) и напряжения на нем (б) от времени на стадии обратной накачки и обрыва тока, полученные в эксперименте (1), расчете по рассматриваемой модели (2) и модели [6] (штриховые линии).

ных фронтов 1 и 2 к $p-n$ -переходу происходит рост поля и расширение ОСП в p -области, растет напряжение на структуре и соответственно падает ток.

4. Стадия обрыва тока

Рассмотрим более подробно процессы, происходящие на стадии обрыва тока. На рис. 3 показана динамика изменения концентрации избыточных дырок и электронов, а также электрического поля E в структуре в процессе обрыва тока. Первое распределение (рис. 3, а) соответствует началу процесса обрыва тока. Последнее распределение (рис. 3, с) соответствует завершающей стадии обрыва тока, когда на структуре развивается максимальное напряжение. Промежуток времени между первым и последним распределением, который и пред-

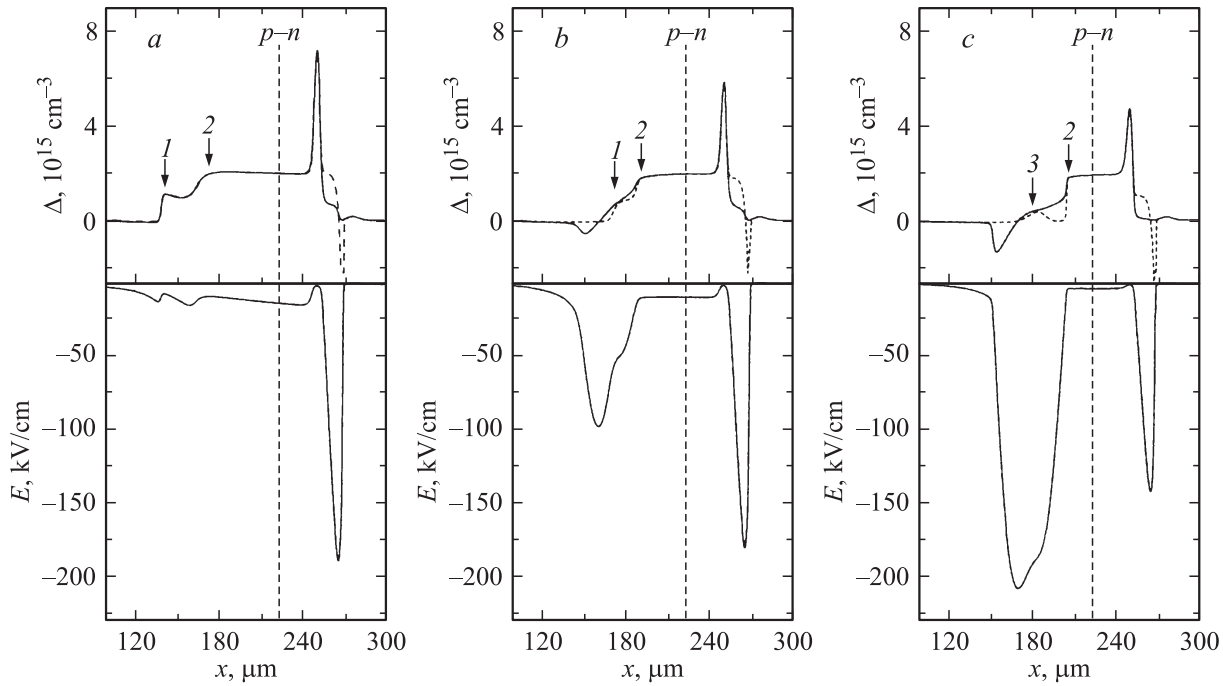


Рис. 3. Распределения концентрации избыточных дырок (сплошные линии), электронов (штриховые линии) и электрического поля E в структуре, полученные при расчете в моменты времени, соответствующие точкам на рис. 2, t , нс: a — 75.1, b — 75.45, c — 75.8.

ставляет собой длительность коммутационного процесса, составляет 700 пс.

Динамика электрического поля и концентрации носителей за границами концентрационных фронтов протекают в 3 последовательных этапа. На первом, пока величина электрического поля за границей концентрационного фронта мала (менее 10^4 В/см), концентрация основных носителей плавно уменьшается от максимальной величины на концентрационном фронте до равновесного значения на профиле примеси, что соответствует классическому режиму процесса восстановления силового диода [10].

На втором этапе происходит насыщение скорости основных носителей в области за границей концентрационного фронта ($E \approx 3 \cdot 10^4$ В/см), концентрация основных носителей приобретает постоянное значение, определяемое выражениями $p = J/(eV_{ps})$ и $n = J/(eV_{ns})$ в p - и n -области соответственно. Распределение поля определяется в соответствии с уравнением Пуассона разностью концентрации основных носителей и примеси. На этом этапе формируются ОСП в p -области и начинается процесс обрыва тока (рис. 3, a). В ходе движения к переходу обладающий большей скоростью 1-й концентрационный максимум догоняет 2-й, и начинает формироваться единая ОСП (рис. 3, b). При дальнейшем движении к p - n -переходу ширина ОСП растет, соответственно растет и электрическое поле, пока его величина не станет достаточной для начала процесса лавинного размножения носителей (рис. 3, c). Вследствие того что в кремнии коэффициент лавинного

размножения у электронов существенно больше, чем у дырок, процесс лавинной генерации начинается при значениях поля $\sim 2 \cdot 10^5$ В/см в p -области и $\sim 1.4 \cdot 10^5$ В/см в n -области.

Далее наступает 3-й этап, когда в районе максимума поля формируется область лавинного размножения, где происходит генерация и разделение электронно-дырочных пар. Заряд образующихся носителей тока начинает экранировать электрическое поле в ОСП, что приводит к снижению его амплитуды. Образующийся при лавинном размножении концентрационный максимум электронов в p -области обозначен цифрой 3 на рис. 3, c .

Скорость расширения ОСП пропорциональна скорости движения концентрационного фронта, которую можно записать для p - и n -областей как [11]

$$V_p = \frac{J}{e\Delta p} \left(\frac{b}{b+1} - \frac{J_n}{J} \right), \quad V_n = \frac{J}{e\Delta n} \left(\frac{b}{b+1} - \frac{J_p}{J} \right), \quad (4)$$

где Δp и Δn — концентрация избыточных дырок и электронов на концентрационном фронте; J_n и J_p — плотность тока электронов в p - и дырок в n -области соответственно, образованных в ОСП за счет лавинного размножения; $b \approx 3$ — отношение подвижностей электронов и дырок. Как видно из соотношений (4), ток носителей, образованных при лавинном размножении, вызывает торможение концентрационных фронтов. В данном расчете максимальные величины J_n/J и J_p/J достигают значений 0.15 и 0.18 соответственно. Вследствие этого,

при равной плотности тока и концентрации избыточных носителей скорости концентрационных фронтов в p - и n -областях в соответствии с (4) отличаются на порядок. На стадии обрыва тока скорость движения концентрационного фронта в p -области лежит в диапазоне 0.7–1, а в n -области не превышает 0.06 от насыщенной скорости носителей. К моменту времени, показанному на рис. 3, с, ширина ОСП на полувысоте в p -области достигает ~ 40 мкм, в n -области — около 10 мкм, а напряжение на структуре максимально и составляет 980 В, из которого $\sim 85\%$ приходится на p -область.

5. Сравнение с моделью [6]

Рассматриваемая модель отличается от модели [6] учетом влияния температуры, электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизованных примесях на подвижность носителей тока. Максимальный нагрев решетки происходит в местах расположения областей сильного поля. Вследствие того что ОСП в n -области образуется раньше, чем в p -области, отклонения температуры от равновесной в n - и p -областях отличаются друг от друга в несколько раз и составляют 0.2 и 1.4 К соответственно. Повышение температуры приводит к уменьшению подвижности носителей, причем в n -области большему, чем в p -области. Однако снижение подвижностей за счет роста температуры не превышает 1%, что практически не сказывается на исследуемых процессах.

Основное снижение подвижности носителей происходит вследствие учета электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизованных примесях. Так, по завершению прямой накачки снижение подвижности в местах расположения концентрационных максимумов достигает 30–40%. Данное обстоятельство приводит к уменьшению скорости движения избыточных носителей на стадии обратной накачки.

В модели [6] эти скорости выше и образование ОСП в n -области начинается раньше, что приводит к более раннему началу процесса обрыва тока (рис. 2). При этом кривая спада тока имеет два выраженных участка — сначала медленный, длительностью около 1.8 нс, и затем быстрый субнаносекундный участок. На медленном участке спад тока определяется расширением ОСП в n -области. Поскольку скорость расширения ОСП в n -области мала (см. (4)), также мала и скорость спада тока на этом участке. Последующий быстрый участок спада тока определяется быстрым расширением ОСП в p -области структуры.

В рассматриваемой модели за счет пониженной подвижности носителей ОСП в n -области формируется позже, а ее расширение происходит с меньшей скоростью. В результате процесс спада тока начинается позже и определяется быстрым процессом расширения ОСП в p -области структуры (рис. 3).

Следует отметить, что результаты расчетов по нашей модели и модели [6] при длинных временах накачки

практически не отличаются друг от друга, что связано с высокой концентрацией плазмы и низкой скоростью ее движения. В результате снижение подвижности носителей не играет существенной роли в процессе образования ОСП в n - и p -областях структуры.

6. Факторы, влияющие на процесс отключения тока

Длительность процесса коммутации зависит от скорости движения плазменных фронтов, которая пропорциональна отношению плотности обрываемого тока и концентрации плазмы на фронте (см. (4)). При увеличении плотности обратного тока и снижении концентрации скорость движения плазменных фронтов возрастает, а длительность процесса коммутации сокращается. Плотность обратного тока определяется параметрами схемы обратной накачки, а концентрация плазмы — профилем легирования структуры и зарядом прямой накачки [11]. На основе рассматриваемой модели рассмотрено влияние этих факторов на процесс субнаносекундного обрыва тока.

На рис. 4 представлены зависимости времени обрыва тока t_0 и плотности обрываемого тока J^- от времени обратной накачки t^- . Изменение времени обратной накачки t^- производилось за счет изменения индуктивности контура обратной накачки, так же, как и в эксперименте [3]. При уменьшении индуктивности контура сокращается время обратной накачки и соответственно увеличивается плотность обрываемого тока, при этом конденсатор накачки перед вводом в диод обратного тока имеет постоянные значения заряда и напряжения. Длительность обратной накачки изменялась в диапазоне от 14 до 30 нс, а плотность обрываемого тока — от 2

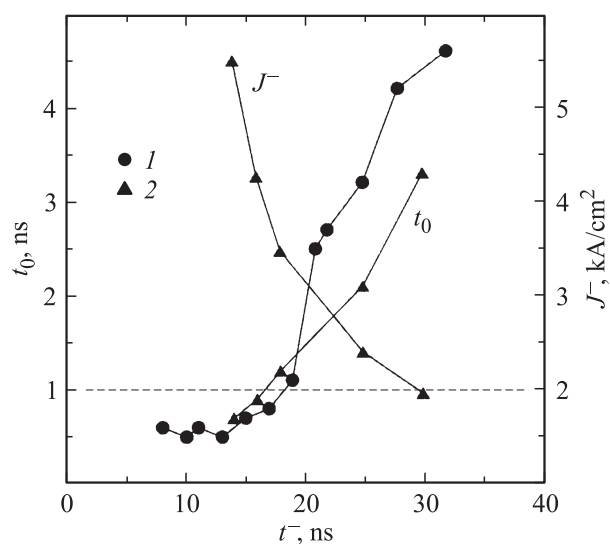


Рис. 4. Зависимости времени обрыва тока t_0 и плотности обрываемого тока J^- от длительности обратной накачки t^- , полученные в эксперименте (1) и при расчете (2).

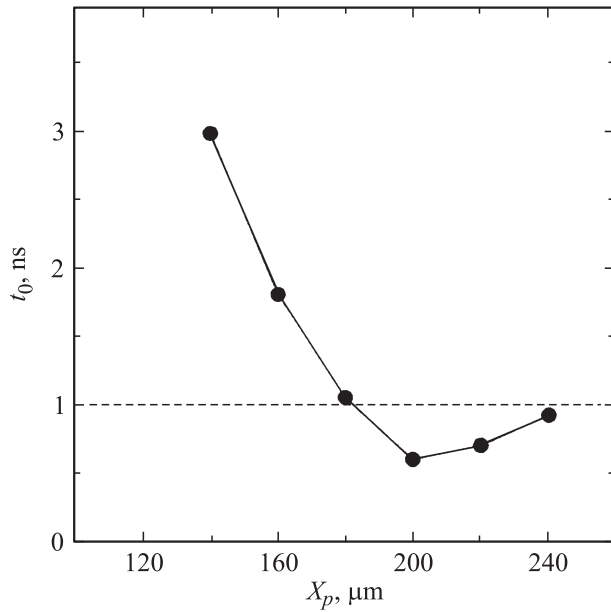


Рис. 5. Расчетная зависимость времени обрыва тока t_0 от глубины залегания p - n -перехода X_p .

до 5.5 кА/см^2 . При времени обратной накачки t^- менее 20 нс время обрыва тока t_0 переходит в субнаносекундный диапазон и хорошо согласуется с экспериментом (рис. 4). При этом плотность тока превышает величину 3 кА/см^2 . При увеличении времени обратной накачки более 20 нс и соответствующем снижении плотности тока время обрыва тока становится более 1 нс.

Существенное влияние на процесс обрыва тока при SOS-эффекте оказывает исходный профиль легирования полупроводниковой структуры. При длинных временах накачки увеличение глубины залегания p - n -перехода приводит к сокращению времени обрыва тока и улучшению коммутационных характеристик прерывателя тока [11]. Для оценки влияния профиля легирования структуры при коротких временах накачки были проведены расчеты для структур с глубиной залегания p - n -перехода X_p от 140 до 240 мкм. Остальные параметры структуры не изменялись. Результаты расчетов представлены на рис. 5. При увеличении X_p происходит сокращение времени обрыва тока, и начиная с $X_p = 180$ мкм оно становится менее 1 нс. Это обусловлено тем, что, во-первых, при увеличении X_p снижается концентрация накопленных носителей в p -области, что увеличивает скорость движения концентрационного фронта на стадии обрыва тока, а во-вторых, начиная с $X_p \approx 180$ мкм происходит смена механизма обрыва тока, когда на стадии обрыва в диоде существуют три ОСП. При глубине залегания p - n -перехода менее 180 мкм реализуется обычный механизм обрыва тока [1], когда в диоде существуют две ОСП — по одной в p - и n -областях. Минимальное время обрыва тока было получено при величине $X_p = 200$ мкм, когда ОСП в p - и n -областях расширяются практически синхронно. Возрастание времени обрыва

тока при дальнейшем увеличении X_p от 200 до 240 мкм обусловлено снижением скорости расширения ОСП в n -области, поскольку при увеличении X_p длина базы сокращается, а концентрация накопленных носителей в ней увеличивается.

7. Заключение

Таким образом, анализ результатов моделирования показал следующее.

Во-первых, на стадии прямой накачки происходит образование двух характерных максимумов концентрации носителей в p -области. Благодаря этому на стадии обрыва тока в структуре формируются 3 области сильного поля. Две из них расположены в p -области структуры и расширяются со скоростью, близкой к насыщенной. Третья расположена в n -области и имеет на порядок меньшую скорость расширения. В результате процесс спада тока определяется быстрым процессом расширения ОСП в p -области структуры.

Во-вторых, малая величина заряда прямой накачки Q^+ и большая глубина залегания p - n -перехода приводят к низкой концентрации избыточных носителей тока, что и определяет высокую скорость движения фронтов концентрации и границ поля. Скорость движения концентрационных фронтов в p -области лежит в диапазоне 0.7–1 от насыщенной скорости носителей.

В-третьих, для реализации субнаносекундного обрыва тока необходимо соблюдение следующих условий: плотность заряда прямой накачки лежит в интервале $(2-6) \cdot 10^{-5} \text{ Кл/см}^2$ при времени прямой накачки не более 60 нс, длительность обратной накачки не превышает 20 нс при плотности обрываемого тока более 3 кА/см^2 , глубина залегания p - n -перехода в структуре превышает 180 мкм.

В-четвертых, учет в модели влияния температуры, электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизованных примесях на подвижность носителей приводит к практически одновременному образованию ОСП в p - и n -областях на завершающей стадии обратной накачки, что является необходимым условием для реализации субнаносекундного спада тока.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант Урал № 07-02-96050.

Список литературы

- [1] С.Н. Рукин. ПТЭ, № 4, 5 (1999).
- [2] И.В. Грехов, Г.А. Месяц. УФН, **175** (7), 735 (2005).
- [3] С.К. Любутин, Г.А. Месяц, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский. ДАН, **360** (4), 477 (1998).
- [4] К.С. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов. ПТЭ, № 3, 52 (2000).
- [5] С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. Письма ЖТФ, **26** (18), 41 (2000).
- [6] С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. Письма ЖТФ, **30** (1), 43 (2004).

- [7] С.А. Дарзбек, Г.А. Месяц, С.Н. Рукин. ЖТФ, **67** (10), 64 (1997).
- [8] S. Selberherr. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices* (Vienna, Springer-Verlag, 1984) chap. 4, p. 80.
- [9] S. Scharfetter, H.K. Gummel. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-16** (1), 64 (1969).
- [10] H. Benda, E. Spenke. Proc. IEEE, **55** (8), 1331 (1967).
- [11] С.А. Дарзбек, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. ЖТФ, **70** (40), 56 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

Simulation of the subnanosecond current cutoff process in powerful semiconductor diodes

S.N. Rukin, S.N. Tsyranov

Institute of Electrophysics,
Ural Branch of Russian Academy of Sciences,
620016 Ekaterinburg, Russia

Abstract The subnanosecond current process at high current density in the SOS diode structure has been studied within the framework of a mathematical model. The model takes into account a space charge formation, as well as the influence of the electric field, electron-hole dispersion and scattering on the ionized impurities on the carrier's mobility. It is established that the subnanosecond current process with the current density of several kA/cm^2 is realized at $p-n$ junction depth more than $180\ \mu\text{m}$, forward pumping time less than 60 ns, and reverse pumping time less than 20 ns. The mechanism is implemented due to the formation of three strong-field regions at the current cutoff stage. Two regions are located at the p -region of the structure and have expanding velocity close to carrier's saturation one. The third region in the n -region of the structure expands very slowly. It is shown that for realization of the subnanosecond current cutoff process a total combination of conditions concerning to duration and current density of the pumping process and dopant profile of the semiconductor structure need to be fulfilled simultaneously. Simulation results obtained are compared with experimental ones.