

01;05;06

Влияние объемного заряда на процесс субнаносекундного обрыва тока в мощных полупроводниковых диодах

© С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов

Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: rukin@ier.uran.ru

(Поступило в Редакцию 18 сентября 2008 г.)

На основе физико-математической модели, учитывающей влияние объемного заряда, исследован процесс обрыва тока высокой плотности в структуре SOS-диода. Установлено, что при глубине залегания p - n -перехода более $180 \mu\text{m}$, времени прямой накачки менее 60 ns и времени обратной накачки менее 20 ns 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 учет объемного заряда снижает роль процессов лавинного размножения и, как следствие, обеспечивает более высокие коммутационные характеристики диода. Установлено, 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 и моделью, использующей квазинейтральное приближение.

PACS: 84.30.Jc, 85.30-z, 85.30.Kk

Введение

В области мощной наносекундной импульсной техники были разработаны полупроводниковые прерыватели тока — SOS-диоды, способные переключать импульсную мощность гигаваттного уровня и работать при напряжении до 1 MV [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 наносекунд и плотности обратного тока в единицы и десятки kA/cm^2 . Время обрыва тока при этих условиях находится в диапазоне $5 - 15 \text{ ns}$.

Поскольку процесс обрыва тока в SOS-диодах связан с динамикой избыточной электронно-дырочной плазмы в структуре, то режим накачки структуры, определяющий профиль распределения концентрации избыточной плазмы, должен влиять и на коммутационную характеристику SOS-диода. Это положение было подтверждено в эксперименте [3], при котором при уменьшении времени накачки 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, проведенные в рамках квазинейтрального приближения, показали, что механизм 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 нарушается в областях структуры с сильным градиентом электрического поля. Такие области, в частности, образуются как раз на стадии обрыва тока.

Цель настоящей работы состоит в исследовании процесса субнаносекундного обрыва тока в структуре SOS-диода на основе модели, учитывающей влияние объемного заряда (ОЗ). При анализе результатов проводится сравнение с экспериментом и моделью, использующей квазинейтральное приближение.

Описание модели

Расчет проводился с помощью физико-математической модели, описанной в [6]. Модель заключается 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 представленному в работе [5], который содержал 80 последовательно соединенных структур толщиной $W = 320 \mu\text{m}$ и площадью $S = 0.24 \text{ cm}^2$. База структуры образована n -кремнием с исходной концентрацией 10^{14} cm^{-3} . В структуре p^+ -область образована диффузией бора (10^{21} cm^{-3} ; $70 \mu\text{m}$), p -область — диффузией алюминия (10^{17} cm^{-3} ; $220 \mu\text{m}$), n^+ -область — диффузией фосфора ($5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; $60 \mu\text{m}$). Цифры в скобках обозначают граничную концентрацию и глубину залегания примеси.

Параметры электрической схемы соответствовали эксперименту [3] а также условиям расчетов работы [5], использующей квазинейтральное приближение. При включении конденсатора прямой накачки в структуру вводился прямой ток (половина периода синусоиды) плотностью до 1 kA/cm^2 за время менее 60 ns . При последующем включении конденсатора обратной накачки в структуру вводился обратный ток, нарастающий к моменту обрыва тока до $4 - 5 \text{ kA/cm}^2$ за время $10 - 15 \text{ ns}$.

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:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} + GR, & \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} + GP, \\ J_n &= eD_n \frac{\partial n}{\partial x} + e\mu_n En, & J_p &= -eD_p \frac{\partial p}{\partial x} + e\mu_p Ep, \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= \frac{e}{\varepsilon} [p(x) - n(x) + N_d(x) - N_a(x)], \\ \rho c \frac{\partial T}{\partial t} &= \text{div}(k \text{grad } T) + (J_p + J_n)E - GRE_g, \end{aligned} \quad (1)$$

где n , p — концентрация; μ_n , μ_p — подвижность; J_n , J_p — плотность тока; D_n , D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок; N_d , N_a — концентрация 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; e — заряд электрона.

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

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

где $\mu_n^0 = 1430 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_p^0 = 495 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $V_{sn} = 1.07 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, $V_{sp} = 0.87 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, $c_n = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $c_p = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $c_i = N_d + N_a$, $S_n = 350$, $S_p = 81$, $\beta_n = 2$, $\beta_p = 1$. 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. Вначале значения 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.

Стадии прямой и обратной накачки

На стадии прямой накачки зависимости тока через SOS-диод и напряжения на нем, полученные в расчетах по модели с учетом ОЗ, в квазинейтральной модели и в эксперименте, практически не отличаются друг от друга. По завершении прямой накачки распределения концентрации электронов и дырок в модели с ОЗ и в квазинейтральной модели имеют небольшие количественные отличия, связанные с более низкой подвижностью носителей в модели с ОЗ (2). Существенным является присутствие в модели с ОЗ, как и в квазинейтральной модели, двух характерных максимумов концентрации носителей в p -области (рис. 1, позиции 1 и 2). Такая неоднородность возникает на стадии прямой накачки при пересечении 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 длительном (длинном) времени накачки, 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 $t^+ \leq 60 \text{ ns}$ оно выполняется

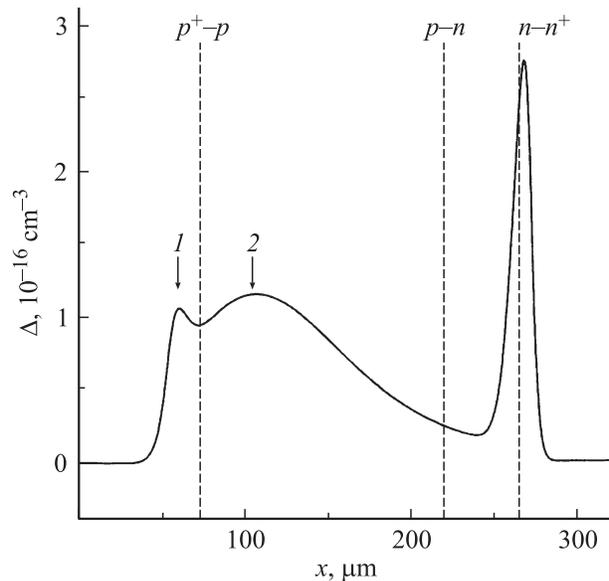


Рис. 1. Распределение концентрации избыточных носителей, накопленных за время прямой накачки.

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

На рис. 2 иллюстрируется зависимость 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 в квазинейтральном приближении. Из рисунка видно, что модель с учетом ОЗ дает лучшее совпадение с экспериментом. Несмотря на то что процесс обрыва тока в модели начинается на $\sim 1 \text{ ns}$ позже, чем в эксперименте, амплитуда и крутизна спада тока в эксперименте и модели практически совпадают. Амплитуды импульса напряжения на диоде в модели с ОЗ и эксперименте также имеют хорошее совпадение. Более пологий фронт

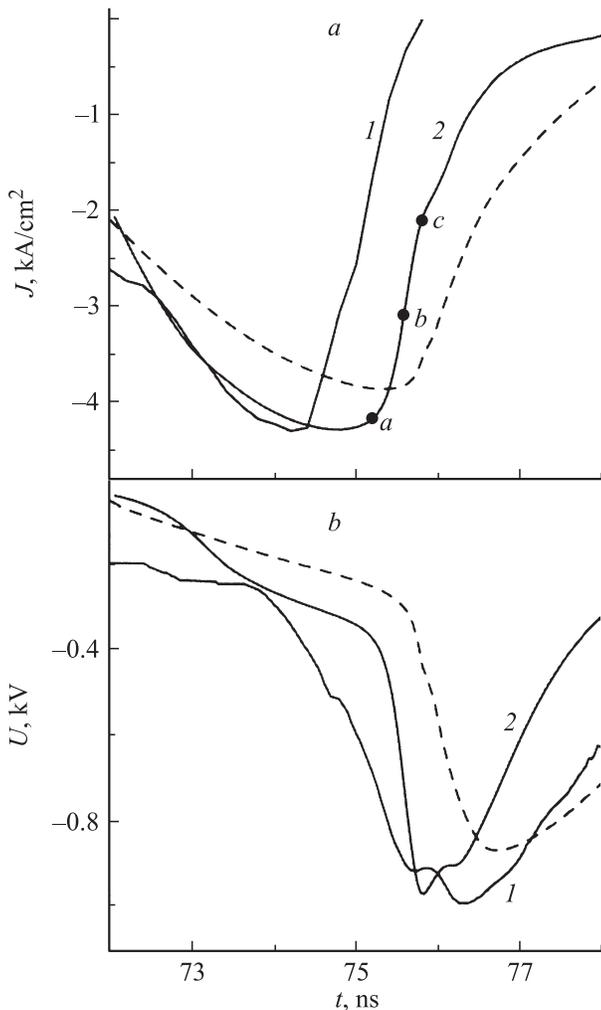


Рис. 2. Зависимости плотности тока через диод (а) и напряжения на нем (б) от времени на стадии обратной накачки и обрыва тока, полученные в эксперименте (1), расчете по модели с учетом ОЗ (2) и квазинейтральной модели (пунктир).

импульса напряжения на экспериментальной кривой объясняется влиянием паразитных емкостей и индуктивности 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 формируется вначале в n -области, а затем и в p -области перед первым и вторым концентрационными максимумами (рис. 3, а). По мере продвижения концентрационных 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.

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 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 представляет собой длительность коммутационного процесса, составляет 700 ps.

Динамика электрического поля и концентрации носителей за границами концентрационных фронтов протекает в три последовательных этапа. На первом, пока величина электрического поля за границей концентрационного фронта мала (менее $\sim 10^4 \text{ V/cm}$), 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 ($E \sim 3 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$), 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 втором этапе формируются ОСП в p -области, и начинается процесс обрыва тока (рис. 3, а). В ходе движения к переходу обладающий большей скоростью первый концентрационный максимум догоняет второй, и начинает формироваться единая ОСП (рис. 3, б). При дальнейшем движении к $p-n$ -переходу ширина ОСП

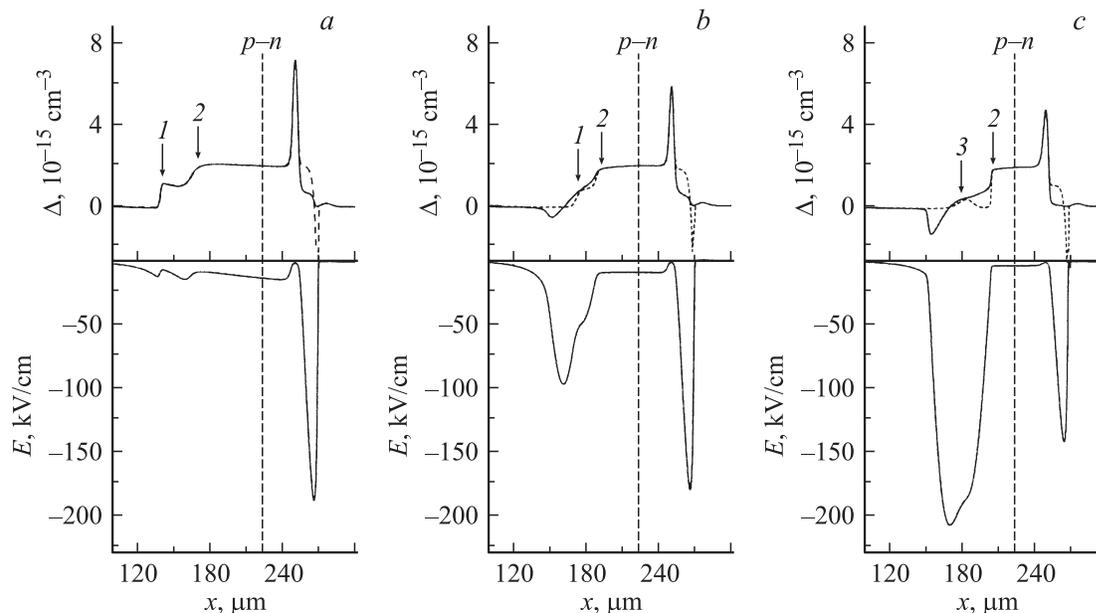


Рис. 3. Распределения концентрации избыточных дырок (сплошная линия), электронов (пунктир) и электрического поля в структуре, полученные в расчете в моменты времени, соответствующие точкам на рис. 2: *a* — 75.1, *b* — 75.45, *c* — 75.8 ns.

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 *p*- и $\sim 1.4 \cdot 10^5$ V/cm — в *n*-области.

Далее наступает третий этап, когда в районе максимума поля формируется область лавинного размножения, где происходят генерация и разделение электронно-дырочных пар. Заряд образующихся носителей 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*. К моменту времени, показанному на рис. 3, *c*, ширина ОСП на полувысоте в *p*-области достигает $\sim 40 \mu\text{m}$, в *n*-области — около $10 \mu\text{m}$, а напряжение на структуре максимально и составляет 980 V, из которого $\sim 85\%$ приходится на *p*-область.

Сравнение с квазинейтральной моделью

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

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

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; $b \sim 3$ — отношение подвижностей электронов и дырок. Как видно из (4), ток носителей, образованных при лавинном размножении, вызывает торможение концентрационных фронтов. В данном расчете максимальные значения J_n/J и J_p/J достигают 0.15 и 0.18 соответственно. При расчетах в квазинейтральном приближении [5] данные величины составляли 0.5 и 0.25. Вследствие этого в модели с учетом ОЗ на стадии обрыва тока скорость движения концентрационных фронтов в *p*-области лежит в диапазоне 0.7–1 от насыщенной скорости носителей, а в квазинейтральной модели — 0.3–0.45.

Концентрационный фронт в *n*-области движется со скоростью 0.06 от насыщенной, что приводит к медленному расширению ОСП. К концу процесса обрыва тока ее ширина достигает 10–12 μm . В квазинейтральной модели при $J_p/J = 0.25$ скорость движения этого фронта близка к нулю (4), что ограничивает ширину ОСП величиной 2.5 μm .

В квазинейтральной модели и модели с ОЗ механизм формирования электрического поля существенно различается. В квазинейтральной модели после насыщения скорости основных носителей за границами концентрационных фронтов для прохождения тока необходимы избыточные носители, которые могут появиться только за счет процессов лавинного размножения. Данное обстоятельство приводит к формированию ОСП, величина поля в которых определяется концентрацией избыточных носителей, необходимых для прохождения тока [5]. Средняя величина поля в ОСП при этом практически не изменяется в процессе обрыва тока, а напряжение растет линейно с ростом ширины ОСП.

В модели с ОЗ распределение поля в ОСП определяется в соответствии с уравнением Пуассона разностью концентраций основных носителей и примеси. При этом величина электрического поля в ОСП растет примерно пропорционально квадрату, а напряжение — кубу от ширины ОСП. Максимальная амплитуда поля в модели с ОЗ оказывается меньше ($\sim 2 \cdot 10^5$ V/cm), чем в квазинейтральной модели ($\sim 2.7 \cdot 10^5$ V/cm). Это приводит к существенному снижению интенсивности процессов лавинного размножения носителей в модели с ОЗ, что уменьшает плотность тока носителей, образованных при лавинном размножении, и увеличивает скорость движения фронта (4). Это обстоятельство, а также более быстрый рост напряжения с увеличением ширины ОСП приводит к увеличению скорости коммутации в модели с ОЗ по сравнению с квазинейтральной моделью и дает лучшее согласие с экспериментом (рис. 2).

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 (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 модели с учетом ОЗ было рассмотрено влияние этих факторов на процесс субнаносекундного обрыва тока.

На рис. 4 представлены зависимости времени обрыва тока и плотности обрываемого тока от времени обратной накачки. Изменение времени обратной накачки 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 ns, а плотность обрываемого тока — от 2 до 5.5 kA/cm². При времени обратной накачки менее 20 ns время обрыва тока переходит в субнаносекундный диапазон и хорошо согласуется с экспериментом (рис. 4). При этом плотность тока превышает 3 kA/cm². При увеличении времени обратной накачки более 20 ns и соответствующем снижении плотности тока время обрыва тока становится более 1 ns.

Существенное влияние на процесс обрыва тока при SOS-эффекте оказывает исходный профиль легирования полупроводниковой структуры. При длинных временах

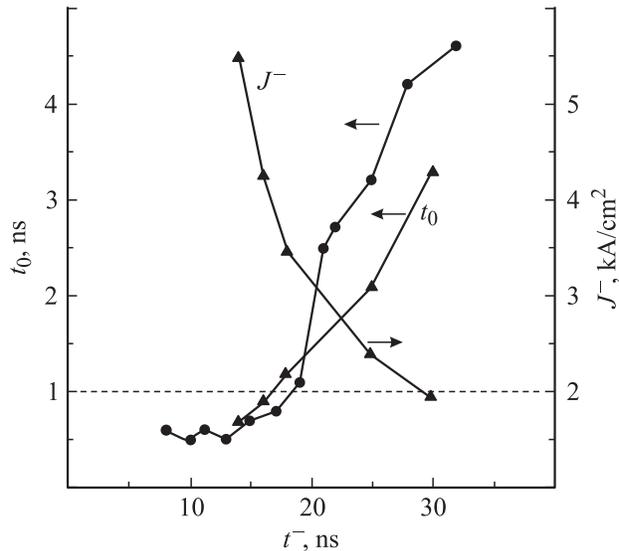


Рис. 4. Зависимости времени обрыва тока и плотности обрываемого тока от длительности обратной накачки, полученные в эксперименте (●) и расчете (▲).

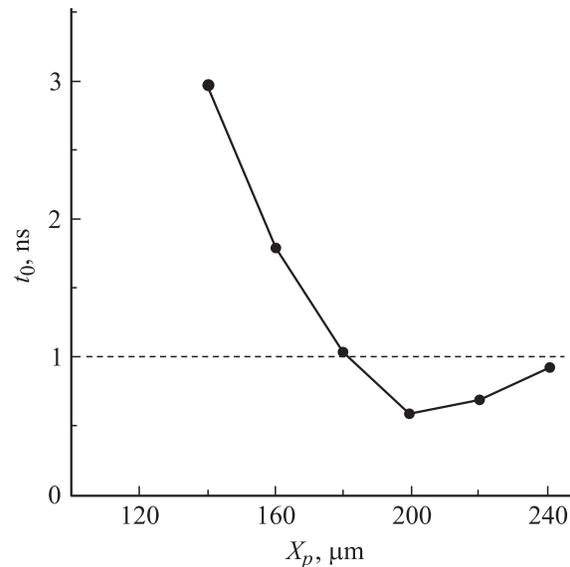


Рис. 5. Расчетная зависимость времени обрыва тока от глубины залегания p - n -перехода.

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 μm . Остальные параметры структуры не изменялись.

Результаты расчетов приведены на рис. 5. При увеличении X_p происходит сокращение времени обрыва тока, и начиная с $X_p = 180 \mu\text{m}$ оно становится ме-

нее 1 ns. Это обусловлено тем, что, во-первых, при увеличении X_p снижается концентрация накопленных носителей в p -области, это увеличивает скорость движения концентрационного фронта на стадии обрыва тока, а во-вторых, начиная с X_p около $180 \mu\text{m}$ происходит смена механизма обрыва тока, когда на стадии обрыва в диоде существуют три ОСП. При глубине залегания p - n -перехода менее $180 \mu\text{m}$ 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 $X_p = 200 \mu\text{m}$, когда ОСП в p - и n -областях расширяются практически синхронно. Возрастание времени обрыва тока при дальнейшем увеличении X_p от 200 до $240 \mu\text{m}$ обусловлено снижением скорости расширения ОСП в n -области, поскольку при увеличении X_p длина базы сокращается, а концентрация накопленных носителей в ней увеличивается.

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 три 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.

Во-вторых, малая величина заряда прямой накачки Q^+ и большая глубина залегания p - n -перехода приводят к низкой концентрации избыточных носителей, 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 $(2-6) \cdot 10^{-5} \text{ C/cm}^2$ при времени прямой накачки не более 60 ns, длительность обратной накачки не превышает 20 ns при плотности обрываемого тока более 3 kA/cm^2 , глубина залегания p - n -перехода в структуре превышает $180 \mu\text{m}$.

В-четвертых, сравнение результатов расчета, полученных в модели с ОЗ и в квазинейтральной модели, показало, что механизмы образования областей сильного поля в моделях существенно различны. Различие механизмов приводит к снижению роли процессов лавинного размножения и увеличивает скорость процесса коммутации в модели с ОЗ по сравнению с квазинейтральной моделью, что дает лучшее согласие с экспериментом.

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

Список литературы

- [1] Рукин С.Н. // ПТЭ. 1999. № 4. С. 5–36.
- [2] Грехов И.В., Месяц Г.А. // УФН. 2005. Т. 175. № 7. С. 735–744.
- [3] Любутин С.К., Месяц Г.А., Рукин С.Н., Словицкий Б.Г. // ДАН. 1998. Т. 360. № 4. С. 477–479.
- [4] Любутин С.К., Рукин С.Н., Словицкий Б.Г., Цыранов С.Н. // ПТЭ. 2000. № 3. С. 52–60.
- [5] Рукин С.Н., Цыранов С.Н. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 18. С. 41–46.
- [6] Рукин С.Н., Цыранов С.Н. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 1. С. 43–50.
- [7] Дарзек С.А., Месяц Г.А., Рукин С.Н. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 10. С. 64–70.
- [8] Selberherr S. Analysis and Simulation of Semiconductor Devices. Vienna: Springer-Verlag, 1984. Chapter 4. P. 80–126.
- [9] Scharfetter D.L., Gummel H.K. // IEEE Trans. Electron Devices. 1969. Vol. ED-16. N 1. P. 64–77.
- [10] Benda H., Spenke E. // Proc. IEEE. 1967. Vol. 55. N 8. P. 1331–1354.
- [11] Даззек С.А., Рукин С.Н., Цыранов С.Н. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 4. С. 56–62.