

01;06

Динамика электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых прерывателях сверхплотных токов

© С.А. Дарзбек, Г.А. Месяц, С.Н. Рукин

Институт электрофизики УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 21 мая 1996 г.)

Разработана физико-математическая модель для расчета динамики электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых прерывателях сверхплотных токов. Модель учитывает реальный профиль легирования полупроводниковой $p^+ - p - n - n^+$ -структуры и следующие элементарные процессы в электронно-дырочной плазме: диффузию и дрейф носителей тока в сильных электрических полях, рекомбинацию на глубоких примесях и оже-рекомбинацию, а также ударную ионизацию в плотной плазме. Расчет электрической схемы накачки прерывателя основан на решении уравнений Кирхгофа. На основании модели проанализировано движение плазмы в полупроводниковой структуре. Показано, что при сверхвысоких уровнях накачки обрыв тока в прерывателе происходит в высоколегированных областях $p^+ - p - n - n^+$ -структуры и связан с насыщением скорости дрейфа частиц в сильных электрических полях.

Введение

Известные физические принципы быстрого отключения тока в твердом теле основаны либо на создании высокой проводимости в собственном полупроводнике под действием лазерного излучения или электронного пучка с последующим быстрым отключением источника ионизации [1,2], либо на токовой инжекции заряда в базу $p^+ - p - n - n^+$ -структуры за время, много меньшее времени жизни неосновных носителей, с последующим выводом накопленного заряда обратным током [3]. Технические сложности первого метода наряду с низкими параметрами отключаемых токов и выдерживаемых напряжений практически исключают его использование в мощной импульсной технике. Во втором методе используется дрейфовый механизм проводимости, имеющий ограничение по плотности тока через структуру. Для реализации высоковольтного режима работы кремниевого переключателя с напряжением 1000–1500 В на одну структуру уровень донорной примеси N_D в n -базе диода не может превышать 10^{14} cm^{-3} , что на стадии отключения соответствует максимальной плотности тока $j = 160 \text{ A/cm}^2$ при дрейфовом выносе равновесных носителей из базы с насыщенной скоростью $V_s \sim 10^7 \text{ cm/s}$. Такие дрейфовые диоды с резким восстановлением (ДДРВ) в наносекундном диапазоне времени способны переключать импульсную мощность порядка нескольких мегаватт [3].

В работе [4] наблюдались наносекундные обрывы тока в $p^+ - p - n - n^+$ -кремниевых структурах при плотности тока $j = 1 - 60 \text{ kA/cm}^2$, которая на два порядка превышала плотности обрываемого тока в ДДРВ диодах. Этот эффект наносекундного обрыва сверхплотных токов в полупроводниковых диодах получил название SOS-эффекта [5] (от semiconductor opening switch). SOS-эффект был использован нами для разработки мощных полупроводниковых прерывателей тока в схемах с промежуточным

индуктивным накопителем [6–8]. Разрывная мощность прерывателей достигала 5 GW при величине обрываемого тока до 45 kA, обратном напряжении до 730 kV и времени обрыва тока от 10 до 60 ns. Прерыватели собирались из кремниевых высоковольтных выпрямительных диодов типа СДЛ, содержащих $p^+ - p - n - n^+$ -структуры с характерным размером n -области около $200 \mu\text{m}$, уровнем легирования исходного материала 10^{14} cm^{-3} и площадью 0.2 cm^2 . Число таких структур при параллельно-последовательном соединении диодов в прерыватель достигало 12 000.

Цель настоящей работы состоит в создании физико-математической модели и исследовании ее на основе процесса динамики электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых структурах, работающих в режиме SOS-эффекта.

Описание физико-математической модели

На рис. 1 приведена принципиальная схема двухконтурной накачки полупроводникового прерывателя тока, содержащая два конденсатора C_1 и C_2 одинаковой емкости. Конденсатор C_1 , предварительно заряженный до напряжения U_0 , после замыкания ключа S^+ разряжается на конденсатор C_2 через индуктивность L^+ и прерыватель SOS (ключ S^- при этом разомкнут). Эквивалентное значение емкости в схеме для режима прямой накачки $C^+ = C_1/2$. Процесс прямой накачки прерывателя заканчивается при переходе прямого тока через нуль. В этот момент времени ключ S^+ размыкается, ключ S^- замыкается и в прерыватель начинает вводиться обратный ток от конденсатора $C^- = C_2$ через индуктивность L^- .

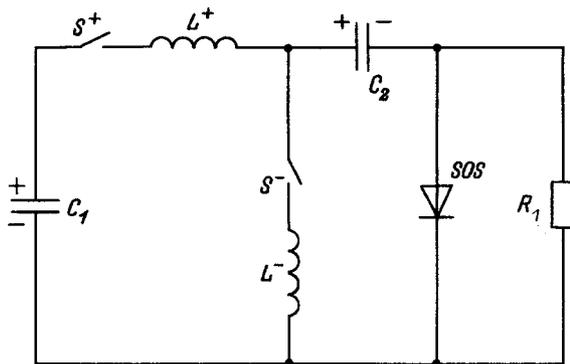


Рис. 1. Принципиальная схема двухконтурной накачки полупроводникового прерывателя тока.

Система уравнений Кирхгофа, описывающих протекание тока в цепи, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} L_e \dot{I}_C &= U_C - U_S, & C_e \dot{U}_C &= -I_C, \\ I_C &= I_S + U_S/R_l, & U_S &= U_S(I_S(t), t), \end{aligned} \quad (1)$$

где U_C и I_C — напряжение на эквивалентном конденсаторе и ток, протекающий через него; U_S и I_S — аналогичные величины для прерывателя; C_e и L_e — эквивалентные значения емкости и индуктивности цепи, равные C^+ и L^+ для прямой и C^- и L^- для обратной накачки; R_l — сопротивление нагрузки; точка над переменной означает дифференцирование по времени t .

Начальные условия для переменных U_C , I_C и U_S имеют вид

$$U_C(0) = U_0, \quad I_C(0) = 0, \quad U_S(0) = 0, \quad (2)$$

где U_0 — начальное напряжение на конденсаторе C_1 .

Типичная диодная $p^+ - p - n - n^+$ -структура, используемая в качестве рабочего элемента прерывателя тока, показана на рис. 2. Профиль легирования такой структуры резко неоднороден и имеет четыре характерных участка: высоколегированную область I p^+ -типа, полученную внедрением бора; область II p -типа с умеренным легированием, образованную диффузией алюминия; слабо легированную фосфором n -область III, являющуюся базой диода; область IV n^+ -типа, созданную путем диффузии фосфора. Внешние участки структуры I и IV играют роль омических контактов и одновременно ограничивают область инжекции носителей при включении структуры в прямом направлении, а области II и III образуют собственно $p-n$ -переход.

Как будет показано ниже, при работе такой структуры в режиме SOS-эффекта обрыв тока не сопровождается образованием протяженного в пространстве объемного заряда, поэтому для описания динамики носителей тока мы будем использовать приближение квазинейтральной плазмы, которое для неоднородно легированного полупроводника имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{p} &= D_a(p, N, E)p'' - V_a(p, N, E)p' \\ &+ Q_p(p, N, E)p + G(p, n, E), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$D_a = \frac{nV'_n D_p + pV'_p D_n}{nV'_n + pV'_p} \quad (4)$$

— коэффициент амбиполярной диффузии;

$$V_a = \frac{nV'_n V_p - pV'_p V_n}{nV'_n + pV'_p} \quad (5)$$

— скорость амбиполярного дрейфа;

$$Q_p = \frac{V'_p(D_n N'' + V_n N')}{nV'_n + pV'_p} \quad (6)$$

— параметр, имеющий размерность частоты; $D_n = 40 \text{ cm}^2/\text{s}$ и $D_p = 12 \text{ cm}^2/\text{s}$ — коэффициенты диффузии электронов и дырок; $V_n(E)$ и $V_p(E)$ — скорости дрейфа носителей в электрическом поле E ; $N(x) = N_D(x) - N_A(x)$ — разность между концентрацией доноров и акцепторов, положительная в n -области структуры и отрицательная в p -области. В формулах (3)–(6) штрих обозначает производную по координате для переменных p и N , явно зависящих от x , и дифференцирование по аргументу для остальных функций.

В типичных для полупроводникового прерывателя условиях накачки в $p^+ - p - n - n^+$ -структуре возникают столь высокие электрические поля, что в зависимостях $V_n(E)$ и $V_p(E)$ следует учитывать насыщение скоростей дрейфа. В настоящей работе мы использовали интерполяционные формулы для $V_n(E)$ и $V_p(E)$ в кремнии, заимствованные из [9],

$$\begin{aligned} V_n(E) &= V_{ns} \frac{E/E_{ns}}{(1 + (E/E_{ns})^{\beta_n})^{1/\beta_n}}, \\ V_p(E) &= V_{ps} \frac{E/E_{ps}}{(1 + (E/E_{ps})^{\beta_p})^{1/\beta_p}}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $V_{ns} = 107 \text{ } \mu\text{m}/\text{ns}$ и $V_{ps} = 83 \text{ } \mu\text{m}/\text{ns}$ — скорости насыщения для электронов и дырок, $E_{ns} = 7 \text{ kV}/\text{cm}$ и

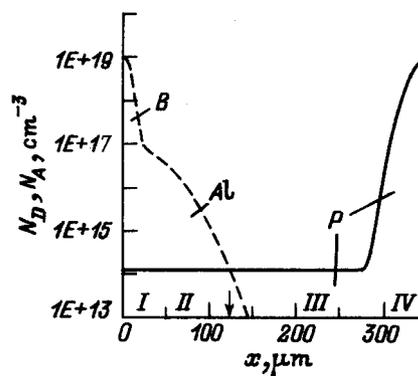


Рис. 2. Профиль легирования полупроводниковой $p^+ - p - n - n^+$ -структуры для кремниевого диода типа СДЛ. Сплошная кривая — распределение доноров, штриховая — акцепторов. Вертикальной стрелкой обозначено положение $p-n$ -перехода.

$E_{ps} = 18 \text{ kV/cm}$ — характерные величины поля, ниже которых справедливо приближение постоянной подвижности $V_n = \mu_n E$, $V_p = \mu_p E$, а $\beta_n = 1.11$ и $\beta_p = 1.21$ — подгоночные коэффициенты.

Уравнение (3) удобно использовать лишь в n -области структуры справа от формальной границы p - n -перехода x_{p-n} , которая соответствует точке с полной компенсацией примесей p - и n -типов $N(x_{p-n}) = 0$, где дырки являются неосновными носителями. В p -области слева от p - n -перехода неосновными носителями являются электроны, для которых может быть получено аналогичное уравнение

$$\dot{n} = D_a(n, N, E)n'' - V_a(n, N, E)n' + Q_n(n, N, E)n + G(p, n, E), \quad (8)$$

где D_a и V_a — те же амбиполярные коэффициенты (4) и (5), что и в уравнении (3), а

$$Q_n = \frac{V_n'(-D_p N'' + V_p N')}{nV_n' + pV_p'} \quad (9)$$

и имеет тот же смысл, что и Q_p в уравнении для дырок.

В качестве начальных условий $n(x, 0)$ и $p(x, 0)$ для функций $n(x, t)$ и $p(x, t)$ использовались равновесные значения концентрации электронов и дырок в невозбужденной $p^+ - p - n - n^+$ -структуре.

Граничные условия для уравнений (3) и (8) определяются свойствами контактов полупроводник-металл на внешних поверхностях структуры в точках $x = 0$ и $x = L$, где L — общая длина $p^+ - p - n - n^+$ -структуры. Предполагается, что в этих точках обеспечен идеальный омический контакт и концентрация носителей тока на границах структуры соответствует равновесной $n(0, t) = n_i^2/N_A(0)$, $p(L, t) = n_i^2/N_D(L)$, где $n_i = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ — собственная концентрация носителей в кремнии.

Отметим, что поведение плазмы в сильных электрических полях $E \gg E_{ns} E_{ps}$ оказывается значительно более сложным, чем это предсказывается приближением постоянной подвижности. В слабом электрическом поле плазма всегда дрейфует в том направлении, в котором движутся неосновные носители, — по полю в n -области и против него в p -области. В случае сильных полей это свойство амбиполярного дрейфа выполняется далеко не всегда, при определенных соотношениях между концентрацией носителей и величиной поля (в областях сильного поля и/или очень плотной плазмы) направление дрейфа может измениться на противоположное. Физически этот эффект связан с тем обстоятельством, что в сильных полях дифференциальная подвижность электронов dV_n/dE становится меньше, чем дифференциальная подвижность дырок dV_p/dE , в результате плазма перемещается в направлении движения менее подвижных частиц. Как будет показано ниже, этот эффект наблюдается в базе диода на начальном этапе прямой накачки, когда она уже заполнена плазмой.

Объемная скорость генерации электронно-дырочных пар представляет собой разность между скоростями ионизации I и рекомбинации носителей R : $G(n, p, E) = I(n, p, E) - R(n, p)$.

Скорость ионизации может быть выражена следующей формулой:

$$I(n, p, E) = \alpha_n(n, p, E)n|V_n(E)| + \alpha_p(n, p, E)p|V_p(E)|, \quad (10)$$

где

$$\alpha_n(n, p, E) = \alpha_{n0}(E)\beta(n, p, E), \\ \alpha_p(n, p, E) = \alpha_{p0}(E)\beta(n, p, E). \quad (11)$$

В формулах (11) α_{n0} и $\alpha_{p0}(E)$ представляют собой стандартные коэффициенты ионизации для полупроводника, свободного от подвижных носителей заряда, а $\beta(n, p, E)$ — коэффициент, учитывающий их влияние.

Интерполяционные формулы для $\alpha_{n0}(E)$ и $\alpha_{p0}(E)$ имеют вид [10]

$$\alpha_{n0}(E) = A_n \exp(-B_n/|E|), \\ \alpha_{p0}(E) = A_p \exp(-B_p/|E|), \quad (12)$$

где $A_n = 7.4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $B_n = 1.16 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$, $A_p = 7.25 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ и $B_p = 2.2 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$ — подгоночные константы,

$$\beta(n, p, E) = \frac{\exp(-\sqrt{n+p}E_i/E)}{1 + (n+p)/n_{\text{ion}}}, \quad (13)$$

где $E_i = 1.5 \text{ V}$ — потенциал ионизации кремния, $n_{\text{ion}} = 2.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ — параметр, имеющий размерность концентрации [10,11].

В плотной электронно-дырочной плазме основными рекомбинационными процессами являются рекомбинация на глубоких примесях R_{imp} и оже-рекомбинация R_{Aug} : $R = R_{\text{imp}} + R_{\text{Aug}}$, где

$$R_{\text{imp}} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{\text{imp}}(n + p + 2n_i)}, \quad (14)$$

τ_{imp} — время жизни частиц [12],

$$R_{\text{Aug}} = (np - n_i^2)(C_n n + C_p p), \quad (15)$$

$C_n = 6 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$ и $C_p = 3 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$ — константы рекомбинации [13].

Для вычисления электрического поля в модели квазинейтральной плазмы будем использовать уравнение для полного тока $j(t)$

$$j_a(t) + j_c(t) = j(t), \quad (16)$$

где $j_d(t) = \varepsilon \cdot E$ — плотность тока смещения, $\varepsilon = 11.7$ — диэлектрическая проницаемость кремния,

$$j_c = e(D_n n' + nV_n(E) - D_p p' + pV_p(E)) \quad (17)$$

— плотность тока проводимости, e — элементарный заряд.

В качестве начального распределения поля $E(x, 0)$ использовался его равновесный профиль.

Напряжение на структуре U_L вычислялось по формуле

$$U_L = U_{\text{cont}} + \int_0^L E(x) dx,$$

где $U_{\text{cont}} = U_T \ln(n(L)/n(0))$ — контактная разность потенциалов, $U_T = 26 \text{ mV}$ — термический потенциал, и затем на всем прерывателе $U_S = N_{st} U_L$, где N_{st} — число последовательно включенных структур.

Результаты расчета прерывателя тока

Результаты расчета типичного полупроводникового прерывателя тока, выполненные на основе изложенной выше модели, представлены на рис. 3–6. В качестве прерывателя были взяты два диодных столба марки СДЛ 0.4-800 и СДЛ 0.4-1300, соединенные последовательно. В сумме такой прерыватель содержал 196 последовательно соединенных структур, каждая из которых имела площадь 0.24 cm^2 , длину $L = 350 \text{ }\mu\text{m}$ и исходный профиль легирования, приведенный на рис. 2. Параметры схемы накачки при короткозамкнутом прерывателе были следующими: начальное напряжение U_0 на конденсаторе $C_1 = 100 \text{ kV}$, длительность прямой накачки $t^+ = \pi(L^+ \cdot C_1/2)^{1/2} = 490 \text{ ns}$, длительность обратной накачки (равная времени разряда конденсатора C_2) $t^- = 0.5\pi(L^- \cdot C_2)^{1/2} = 125 \text{ ns}$. При этом расчетные максимальные плотности прямого и обратного тока через прерыватель составляли 2.0 и 7.7 kA/cm^2 соответственно. Сопротивление нагрузки R_l составляло $200 \text{ }\Omega$. Полученные в результате расчета зависимости тока через прерыватель $I_S(t)$ и напряжения на нем $U_S(t)$ представлены на рис. 3.

Во время прямой накачки, когда p – n -переход включен в прямом направлении, под действием возникше-

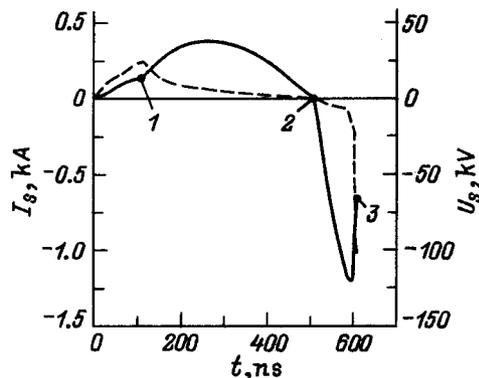


Рис. 3. Зависимость тока через прерыватель (сплошная кривая) и напряжения на нем (штриховая кривая) от времени. 1–3 — моменты времени, для которых в тексте приведены распределения концентрации плазмы, профиль электрического поля и амбиполярной скорости дрейфа в $p^+ - p - n - n^+$ -структуре (рис. 4–6 соответственно).

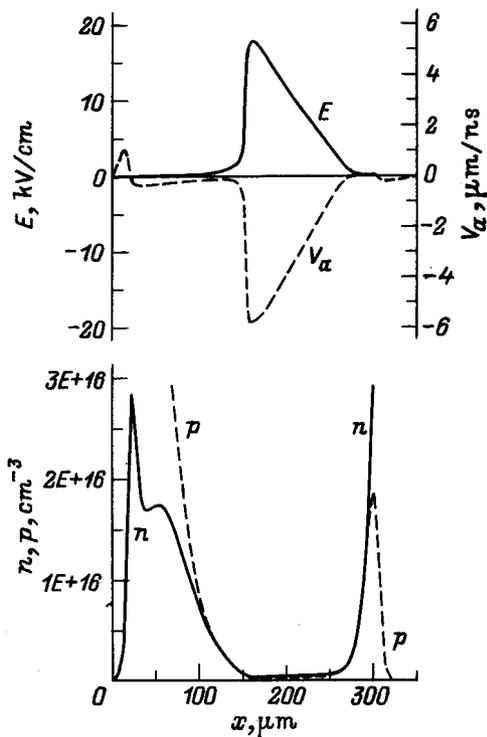


Рис. 4. Распределение концентрации электронов и дырок, профиль электрического поля и амбиполярной скорости движения плазмы при $t = 109 \text{ ns}$.

го электрического поля дырки из p -области начинают дрейфовать в базу диода, а электроны из n -области перемещаются в обратном направлении и постепенно заполняют p -область структуры.

Переход плазмы из области с низким уровнем легирования в области с высокой концентрацией примеси приводит к образованию характерных фронтов в распределении концентрации неосновных носителей в p - и n^+ -областях (рис. 4).

При прямой накачке основной вклад в общее сопротивление прерывателя вносит базовая область $p^+ - p - n - n^+$ -структуры, поскольку концентрация носителей заряда в ней минимальна. На начальной стадии накачки нарастание плотности тока через диод происходит быстрее, чем падение сопротивления базы, и в результате на прерывателе появляется положительный всплеск напряжения (рис. 3), а в базе возникает область сильного электрического поля. После того, как сопротивление структуры станет меньше, чем волновое сопротивление цепи и сопротивление нагрузки, и вплоть до образования обрыва тока прерыватель работает в режиме генератора тока, когда ток через него определяется внешней цепью, а не свойствами самой полупроводниковой структуры. Заметим, что после заполнения базы носителями движение плазмы в ней происходит против направления электрического поля, как это видно из рис. 4.

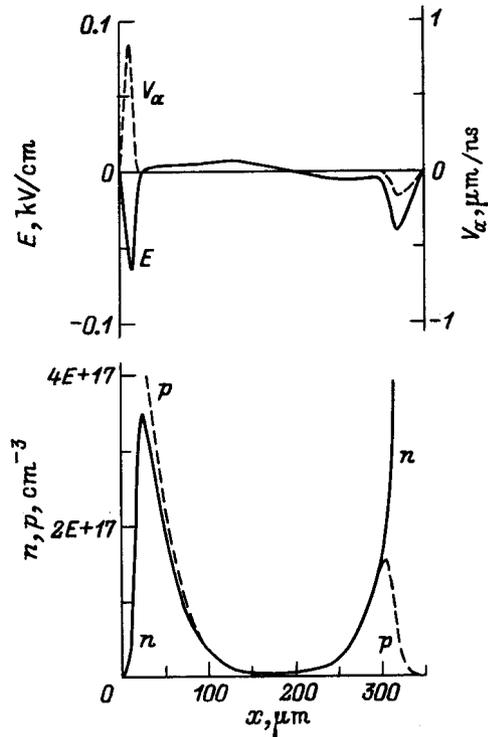


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при $t = 509$ ns.

Качественно характер движения фронтов плазмы можно оценить, считая, что концентрация плазмы за фронтом мала и амбиоплярная скорость дрейфа плазмы здесь совпадает со скоростью движения неосновных носителей [3],

$$Q(t) = (e/b) \int_{x_{nfr}}^{x_{p-n}} |N(x)| dx = eb \int_{x_{p-n}}^{x_{pfr}} N(x) dx, \quad (18)$$

где $Q(t) = \int_0^t j(t) dt$ — поверхностная плотность заряда, прошедшего через структуру; $b = \mu_n/\mu_p = 3.3$ — отношение подвижностей электронов и дырок; x_{nfr} и x_{pfr} — координаты формальных границ в распределении концентрации электронов в p -области и дырок в n^+ -области соответственно.

Согласно формулам (18), электроны достигают левой границы структуры, если полная плотность заряда, прошедшего через прерыватель в прямой накачке $Q(t^+)$ больше, чем суммарная плотность заряда акцепторов, деленная на отношение подвижностей b , а дырки успевают пройти n - и n^+ -области, если $Q(t^+)$ превышает плотность заряда доноров, умноженную на b .

Оценки, выполненные на основании соотношений (18), показывают, что в нашем случае электроны достигают левой границы структуры примерно через 300 ns, а дырки не успевают пройти n^+ -область структуры (рис. 5).

После прохождения тока через нуль во время обратной накачки плазма изменяет направление своего движения на противоположное и начинает возвращаться к плоскости p - n -перехода. На этой стадии концентрация неравновесных носителей соответствует высокому уровню инжекции $n/|N| \gg 1$, $p/|N| \gg 1$ и основная масса плазмы движется медленнее, чем ее фронт. В результате происходит обострение фронтов профиля плазмы сначала в p -, а затем и в n -области структуры (рис. 6). Предельная протяженность фронтов δ_n и δ_p может быть оценена исходя из следующих соображений. В области резкого фронта возникает сильный диффузионный поток, направленный в сторону, противоположную направлению движения плазмы. Для того чтобы плазма проводила электрический ток, этот поток должен быть уравновешен примерно равной ему дрейфовой составляющей. Это условие приводит к следующей оценке: $\delta_n \sim D_n/V_n(E)$ и $\delta_p \sim D_p/V_p(E)$. Минимальные значения δ_n и δ_p соответствуют движению плазмы на фронте с насыщенной скоростью $\delta_n \sim D_n/V_{ns} = 0.04 \mu\text{m}$, $\delta_p \sim D_p/V_p = 0.01 \mu\text{m}$.

После образования резких фронтов в пространственном распределении плазмы области $p^+ - p - n - n^+$ -структуры, расположенные за фронтами, оказываются практически полностью свободными от инжектированных носителей заряда. В этих областях перенос тока осуществляется лишь основными носителями, концентрация которых минимальна на внешней стороне фронтов плазмы. Из условия прохождения тока на этих участках структуры, записанного в пренебрежении диффузионны-

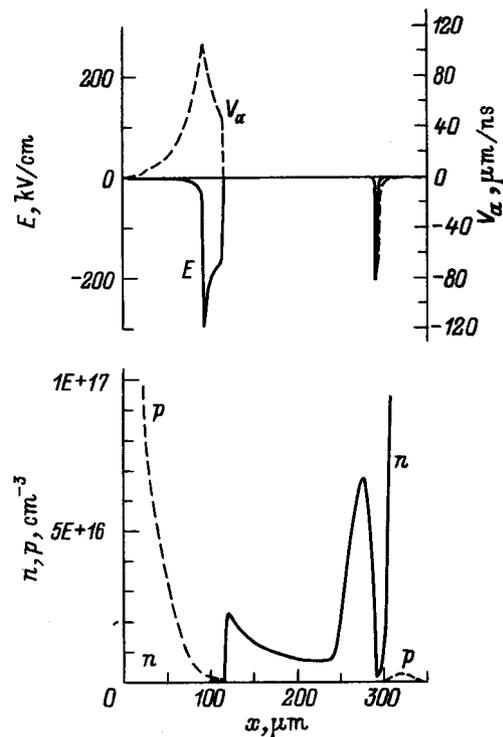


Рис. 6. То же, что на рис. 4, при $t = 611$ ns.

ми членами,

$$j(t) = e|N(x)|V_n(E(x)) \quad (19)$$

в p -области при $x \leq x_{nfr}$ и

$$j(t) = eN(x)V_p(E(x)) \quad (20)$$

в n -области при $x_{pfr} \leq x$ следует, что на фронтах плазмы должны возникать отрицательные минимумы поля.

При приближении фронтов к точкам, где плотность тока, текущего через структуру, станет равна плотности тока насыщения основных носителей

$$j_{ps} = e|N(x_{nfr})|V_{ps}, \quad j_{ns} = eN(x_{pfr})V_{ns}, \quad (21)$$

абсолютная величина поля на фронтах плазмы резко увеличивается, скорость дрейфа носителей приближается к скорости насыщения, а их подвижность падает.

Уменьшение подвижности носителей означает, что в области фронтов образуется участок структуры с высоким эффективным сопротивлением, что приводит к падению тока через прерыватель. Следует отметить, что момент начала обрыва тока никак не связан с принципом равенства заряда, внесенного в структуру во время прямой накачки и удаленного из нее во время обратной накачки, что принципиально, например, для ДДРВ диодов [3].

Амплитуда напряженности поля за фронтом плазмы ограничивается процессами генерации электронно-дырочных пар в результате ударной ионизации. При этом дополнительные носители обеспечивают прохождение тока через область с низкой концентрацией плазмы. В результате в полупроводниковой структуре возникает характерная область сильного поля с четко выраженными границами (рис. 6). Внешняя граница области, занятой полем, соответствует точке, где выполняется условие насыщения тока (21), и практически неподвижна, а внутренняя совпадает с положением фронта плазмы. Поскольку фронт плазмы продолжает перемещаться в сторону базы, то размер области, где существует сильное поле, увеличивается, отрицательное напряжение на структуре растет, а на прерывателе формируется фронт импульса напряжения (рис. 3).

Заметим, что пространственный заряд, соответствующий профилю электрического поля на стадии обрыва тока (рис. 6), имеет заметную величину лишь в области резких фронтов распределения $E(x)$. Это обстоятельство делает оправданным использование приближения квазинейтральной плазмы для описания процессов, происходящих в полупроводниковой структуре в процессе отключения тока.

Выводы

Анализ процессов динамики электронно-дырочной плазмы в полупроводниковой структуре при плотностях тока и длительностях импульсной накачки, характерных для SOS-эффекта, показал следующее.

1. Удаление всей избыточной плазмы из структуры не является необходимым условием для резкого обрыва обратного тока. К моменту начала обрыва тока в центральной части базы еще остается электронно-дырочная плазма, концентрация которой примерно на два порядка превышает уровень легирования базы (рис. 6). По этой причине существование $p-n$ -перехода не сказывается на процессе обрыва тока. Кроме этого, момент начала обрыва тока также не связан с выполнением принципа равенства заряда, внесенного в структуру во время прямой накачки и удаленного из нее во время обратной. Последнее обстоятельство позволяет наблюдать SOS-эффект в одноконтурной схеме накачки, при использовании которой он был первоначально обнаружен [4].

2. Обрыв тока определяется процессами, происходящими в узких высоколегированных областях $p^+ - p - n - n^+$ -структуры, свободных от избыточной плазмы, носит динамический характер и может быть не связан с образованием протяженного в пространстве объемного заряда из-за процессов интенсивного лавинного размножения носителей в сильном электрическом поле. В частности, из анализа данных, приведенных на рис. 6, следует, что к моменту спада обратного тока примерно на 50% область структуры, ответственная за обрыв тока, расположена в p^+ -области и имеет протяженность около $24 \mu\text{m}$, а эффективное сопротивление одной структуры в этот момент времени имеет величину $\sim 0.8 \Omega$.

Таким образом, качественное отличие SOS-эффекта от других принципов коммутации тока в полупроводниковых приборах состоит в том, что развитие процесса обрыва тока происходит в узких высоколегированных областях структуры, база которой заполнена плотной избыточной плазмой. Это обстоятельство и приводит к сочетанию высокой плотности обрываемого тока и наносекундного времени его отключения.

Список литературы

- [1] Mazzola M.S., Schoenbach K.H., Lakdawala V.K., Ko S.T. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55. P. 2102.
- [2] Stoult D.C., Kenney J.S., Schoenbach K.H. // Proc. 9th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Albuquerque, NM (USA), 1993. Vol. 1. P. 123–126.
- [3] Тучкевич В.М., Грехов И.В. Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л.: Наука, 1988. 117 с.
- [4] Любутин С.К., Рукин С.Н., Тимошенко С.П. // Тез. докл. IX Симпозиум по сильноточной электронике. Россия, 1992. С. 218–219.
- [5] Дарзбек С.А., Котов Ю.А., Месяц Г.А., Рукин С.Н. // ДАН. 1994. Т. 334. № 3. С. 304–306.
- [6] Котов Ю.А., Месяц Г.А., Рукин С.Н., Филатов А.Л. // ДАН. 1993. Т. 330. № 3. С. 315–317.
- [7] Kotov Yu.A., Mesyats G.A., Rukin S.N. et al. // Proc. 9th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Albuquerque, NM (USA), 1993. Vol. 1. P. 134–139.

- [8] *Rukin S.N., Kotov Yu.A., Mesyats G.A. et al. // Proc. 10th Int. Conf. on High Power Particle Beams. San Diego, CA (USA), 1994. Vol. 1. P. 33–36.*
- [9] *Landolt-Boernstein. Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology. Vol. 17. Subvolume a. Physics of Group IV Elements and III–V Compounds. Berlin: Springer Verlag, 1982.*
- [10] *Грехов И.В., Серезжкин Ю.Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.*
- [11] *Ghosh R., Roy S.K. // Solid-State Electr. 1975. Vol. 18. P. 945–948.*
- [12] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 688 с.*
- [13] *Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы. М.: Энергоатомиздат, 1990. 576 с.*