

УДК 621.382

Длительность фазы высокой обратной проводимости диодов при линейном спаде прямого тока

П. Г. Дерменжи, А. Н. Думаневич, Ю. М. Локтаев, В. Я. Павлик
ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

Предложена методика точного численно-аналитического расчета длительности фазы высокой обратной проводимости t_s и амплитуды импульса переходного обратного тока I_{rrm} в случае диодной структуры с резкими p^+ - n - и n^+ - n -переходами. Получено, что t_s и I_{rrm} возрастают (хотя и сублинейно) с увеличением времени жизни дырок в n -базе и скорости спада прямого тока. Показано, что зависимости граничных концентраций избыточных дырок в n -базе от времени весьма точно описываются параболическими функциями.

Длительность фазы высокой обратной проводимости t_s процесса обратного восстановления при практически линейном спаде прямого тока является одним из важнейших динамических параметров диодов. Он определяет амплитуду импульса переходного обратного тока I_{rrm} и тем самым влияет на величину заряда обратного восстановления Q_{rr} и коэффициент "мягкости" процесса обратного восстановления. При этом эффективность использования современных полностью управляемых ключевых приборов, таких как GTO (силовые запираемые тиристоры), GCT (тиристоры, коммутируемые по цепи управления, по существу являющиеся разновидностью GTO) и IGBT (биполярные транзисторы с изолированным затвором), во многом определяется динамическими параметрами диодов, работающих совместно с ними.

В предположении, что коэффициенты инжекции p^+ - n - и n^+ - n -переходов p^+ - n - n^+ -структуры (соответственно, γ_{j1} и γ_{j2}) постоянны и, в частности, равны 1, задача по расчету t_s является линейной. Она решена, например, в работе [1]. Однако, как это следует из работ [2 и 3]), γ_{j1} и γ_{j2} непостоянны и зависят в общем случае от концентраций неравновесных дырок в n -базе на границах с p^+ - n - и n^+ - n -переходами (соответственно, $p(n, t)$ и $p(w, t)$). В этом случае задача по расчету t_s является нелинейной. Впервые приближенно она была решена в [2]. Однако в этой работе было принято, что токи рекомбинации неравновесных носителей в p^+ - и n^+ -слоях структуры пропорциональны квадрату плотности неравновесного заряда в n -базе, а не квадратам концентраций $p(o, t)$ и $p(w, t)$, и что после смены направления протекания тока через диод с

прямого на обратное токи рекомбинации неравновесных носителей в p^+ - и n^+ -слоях структуры пренебрежимо малы. Эти допущения влияют на погрешность расчетов и накладывают определенные ограничения на область применения результатов [2].

В работе [3] предпринята попытка точного решения нелинейного нестационарного уравнения непрерывности для дырок в n -базе путем соответствующего подбора выражений для $p(0, t)$ и $p(w, t)$, формально удовлетворяющих всем необходимым условиям. Однако соответствующие численные расчеты весьма трудоемки в силу слабой сходимости рядов, что затрудняет интерпретацию полученных результатов.

В данной работе предложена методика точного численно-аналитического расчета t_s и I_{rrm} в случае диодной структуры с резкими p^+ - n - и n^+ - n -переходами без каких-либо упрощающих допущений.

Методика расчетов t_s и I_{rrm}

Положим, как это было принято в [2, 3], что Оже-рекомбинация в n -базе диода пренебрежимо мала, и используем следующую нормировку переменных: $x = x_p/L$, $\theta = t/\tau_h$ и $z(x, \theta) = p(x, \theta)/n_i$, где x_p — размерная координата; $L = \sqrt{D\tau_h}$; D — амбиполярный коэффициент диффузии электронов и дырок в кремнии; n_i — концентрация собственных носителей заряда в кремнии. Обозначим также $w = Wn/L$, где Wn — толщина n -базы.

С учетом сказанного линейное нестационарное уравнение непрерывности для неравновесных дырок в n -базе при высоких уровнях инжекции и нелинейные граничные условия запишутся в виде:

$$\partial^2 z / \partial x^2 - z = \partial z / \partial \theta; \quad (1)$$

$$(\partial z / \partial x)|_{x=0} = a_0 [-a_1 + a_2 \theta + z^2(0, \theta)]; \quad (2)$$

$$(\partial z / \partial x)|_{x=w} = b_0 [b_1 - b_2 \theta - z^2(w, \theta)], \quad (3)$$

где $a_0 = J_{sn} / J_{si}$; $b_0 = J_{sp} / J_{si}$; J_{sn} и J_{sp} — электронная и дырочная составляющие плотностей токов насыщения, соответственно; p^+ - n - и n^+ - n -перехода;

$$J_{si} = qDn_i/L;$$

$$a_1 = b/(b+1)J_F/J_{sn};$$

$$a_2 = a_1 k_0 \tau_h / J_F;$$

$$b_1 = 1/(b+1)J_F/J_{sp};$$

$$b_2 = b_1 k_0 \tau_h / J_F;$$

b — отношение подвижностей электронов и дырок в кремнии;

J_F — плотность прямого тока через диод;

k_0 — скорость спада плотности прямого тока в процессе выключения диода.

Начальное условие, найденное из решения (1) с учетом (2) и (3) в стационарном режиме (при $\partial z / \partial \theta = 0$ и $\theta = 0$), можно представить в виде

$$z(x, 0) = [z_{00} \operatorname{sh}(w-x) + z_{w0} \operatorname{sh}(x)] / \operatorname{sh}(w), \quad (4)$$

где $z_{00} \equiv z(0, 0)$ и $z_{w0} \equiv z(w, 0)$.

Концентрации z_{00} и z_{w0} при произвольном значении w определяются из решения следующей системы уравнений:

$$z_{00}^2 + a_3 z_{00} - a_4 z_{w0} = a_1; \quad (5)$$

$$z_{w0}^2 + b_3 z_{w0} - b_4 z_{00} = b_1, \quad (6)$$

где $a_3 = (1/a_0) \operatorname{cth}(w)$; $a_4 = 1/[a_0 \operatorname{sh}(w)]$;
 $b_3 = (1/b_0) \operatorname{cth}(w)$; $b_4 = 1/[b_0 \operatorname{sh}(w)]$.

Используя преобразование Лапласа-Карсона и соответствующие формулы обращения, из решения (1) с учетом (2)–(4) получим следующие выражения для расчетов граничных концентраций $z_0(\theta) \equiv z(0, \theta)$ и $z_w(\theta) \equiv z(w, \theta)$:

$$z_0^2(\theta) + a_3 z_0(\theta) - a_4 z_w(\theta) + a_2 \theta + a_5 \left(\int_0^\theta \frac{dz_0(\sigma)}{d\sigma} S n_1(\theta - \sigma) d\sigma - \right. \quad (7)$$

$$\left. - \int_0^\theta \frac{dz_w(\sigma)}{d\sigma} S n_2(\theta - \sigma) d\sigma \right) = a_1;$$

$$z_w^2(\theta) + b_3 z_w(\theta) - b_4 z_0(\theta) + b_2 \theta +$$

$$+ b_5 \left(\int_0^\theta \frac{dz_w(\sigma)}{d\sigma} S n_1(\theta - \sigma) d\sigma - \right. \quad (8)$$

$$\left. - \int_0^\theta \frac{dz_0(\sigma)}{d\sigma} S n_2(\theta - \sigma) d\sigma \right) = b_1,$$

где $a_5 = 2/(a_0 w)$, $b_5 = 2/(b_0 w)$ и

$$S n_1(\theta - \sigma) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1+r_n}{r_n} \exp[r_n(\theta - \sigma)];$$

$$S n_2(\theta - \sigma) = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{1+r_n}{r_n} \exp[r_n(\theta - \sigma)];$$

$$r_n = -[1 + (\pi n/w)^2], \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

При $\theta = 0$ выражения (7) и (8) переходят в (5) и (6), соответственно. Из (7) и (8) следует, что точные выражения для $z_0(\theta)$ и $z_w(\theta)$ намного сложнее, чем это было принято в работе [3].

Заменяя в (7) и (8) производные $dz_0(\sigma)/d\sigma$ и $dz_w(\sigma)/d\sigma$ их приращениями, можно получить следующую систему рекуррентных уравнений для расчетов $z_0(\theta)$ и $z_w(\theta)$:

$$z_0(\theta_k) \equiv z_{o_k} = z_{o_{k-1}} - \delta z_{o_k};$$

$$z_w(\theta_k) \equiv z_{w_k} = z_{w_{k-1}} - \delta z_{w_k};$$

$$\delta z_{o_k}^2 - a_3^* \delta z_{o_k} + a_4^* \delta z_{w_k} = a_1^* k; \quad (9)$$

$$\delta z_{w_k}^2 - b_3^* \delta z_{w_k} + b_4^* \delta z_{o_k} = a_1^* k, \quad (10)$$

где $a_3^* = a_3 + 2z_{o_{k-1}} - (a_5/\delta\theta_k)(S_{1_0} - S_{1_k});$

$$a_4^* = a_4 - (a_5/\delta\theta_k)(S_{2_0} - S_{2_k});$$

$$a_1^* = a_1 - z_{o_{k-1}}^2 - a_3 z_{o_{k-1}} + a_4 z_{w_{k-1}} - a_2 \theta_k - a_5 \times$$

$$\times \sum_{i=1}^{k-1} \left[\frac{\delta z_{o_i}}{\delta\theta_i} (S_{3_{k,i}} - S_{3_{k,i-1}}) - \frac{\delta z_{w_i}}{\delta\theta_i} (S_{4_{k,i}} - S_{4_{k,i-1}}) \right];$$

$$b_3^* = b_3 + 2z_{w_{k-1}} - (b_5/\delta\theta_k)(S_{1_0} - S_{1_k});$$

$$b_4^* = b_4 - (b_5/\delta\theta_k)(S_{2_0} - S_{2_k});$$

$$b_1^* = b_1 - z_{w_{k-1}}^2 - b_3 z_{w_{k-1}} + b_4 z_{o_{k-1}} - b_2 \theta_k - b_5 \times$$

$$\times \sum_{i=1}^{k-1} \left[\frac{\delta z_{w_i}}{\delta\theta_i} (S_{3_{k,i}} - S_{3_{k,i-1}}) - \frac{\delta z_{o_i}}{\delta\theta_i} (S_{4_{k,i}} - S_{4_{k,i-1}}) \right];$$

$$S_{1_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1+r_n}{r_n^2}; \quad S_{1_k} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1+r_n}{r_n^2} e^{r_n \delta\theta_k};$$

$$S_{2_0} = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{1+r_n}{r_n^2};$$

$$S_{2_k} = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{1+r_n}{r_n^2} e^{r_n \delta\theta_k};$$

$$S_{3_{k,i}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1+r_n}{r_n^2} e^{r_n(\theta_k - \theta_i)};$$

$$S_{3_{k,i-1}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1+r_n}{r_n^2} e^{r_n(\theta_k - \theta_{i-1})};$$

$$S_{4_{k,i}} = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{1+r_n}{r_n^2} e^{r_n(\theta_k - \theta_i)};$$

$$S_{4_{k,i-1}} = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{1+r_n}{r_n^2} e^{r_n(\theta_k - \theta_{i-1})}; \quad \theta_c = \sum_{c=1}^m \delta\theta_c, \\ m = k, i \text{ или } i-1.$$

Значения t_s и J_{rmm} (J_{rmm} — максимальная плотность переходного обратного тока I_{rmm}) определяются из условия, что в некоторый момент времени, который обозначим как θ_s , концентрация $z_0(\theta_s) = 0$. Тогда

$$t_s = \tau_h \theta_s - JF/k_0; \quad J_{rmm} = k_0 t_s.$$

Системы уравнений (5), (6) и (9), (10) в общем случае при произвольных значениях w решаются методом итераций. Однако число итераций, обеспечивающих заданную точность расчетов, резко уменьшается с ростом w . Вычисления заметно упрощаются также при использовании равномерного шага по времени.

Примеры численных расчетов t_s и J_{rmm}

Рассмотрим в качестве примера высоковольтную $p^+ - n - n^+$ -структуру с теми же значениями параметров, которые были приняты в [3], а именно: $W_n = 400$ мкм, $J_{sn} = J_{sp} = 5 \cdot 10^{-13}$ А/см² и $\tau_h = 4,15; 21$ и $41,5$ мкс. Плотность прямого тока J_F , как и в [3], была принята равной 100 А/см², а скорость ее спада k_0 варьировалась в интервале 25—250 А/(см²·мкс).

На рис. 1 и 2 приведены расчетные зависимости плотности обратного тока J_{rmm} от k_0 при трех значениях τ_h и от τ_h при трех значениях k_0 , соответственно.

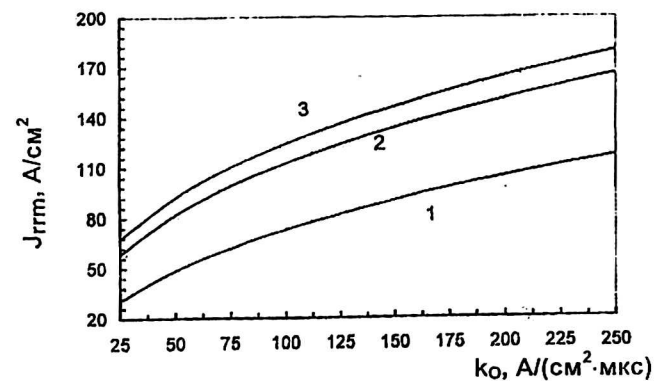


Рис. 1. Расчетные зависимости J_{rmm} от k_0 при трех значениях τ_h :
1 — 4,15 мкс; 2 — 21 мкс; 3 — 41,5 мкс

Из рис. 1 видно, что порядок расположения кривых, описывающих зависимости J_{rmm} от k_0 , противоположен тому, что было получено в [3],

а именно: чем больше τ_h , тем выше расположена соответствующая кривая. Кроме того, даже при наименьшем из принятых значений τ_h , равном 4,15 мкс, расчетные значения J_{rrm} примерно в 1,5 раза больше полученных в [3]. Аналогично, из рис. 2 следует, что J_{rrm} , хотя и сублинейно, но возрастает с увеличением τ_h , а не уменьшается (линейно), как это получено в [3].

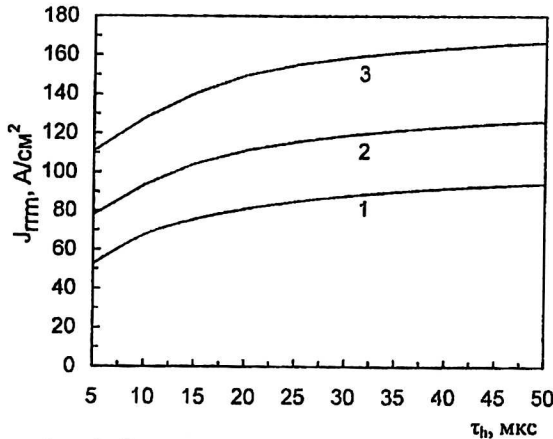


Рис. 2. Расчетные зависимости J_{rrm} от τ_h при трех значениях k_0 :
1 — 50 A/(см²·мкс); 2 — 100 A/(см²·мкс);
3 — 200 A/(см²·мкс)

Приведенные на рис. 1 и 2 зависимости вполне логичны, поскольку с увеличением τ_h возрастают как начальные граничные концентрации z_{o0} , так и начальный избыточный заряд, накопленный в области n -базы структуры, из которой он извлекается в процессе обратного восстановления диода. К тому же при прочих равных условиях с увеличением τ_h соотношение между извлекаемой и рекомбинирующей долями указанного заряда изменяется в пользу извлекаемой.

В ряде работ, например в [4], было принято, что при расчетах z_{o0} и длительности фазы высокой обратной проводимости при мгновенном переключении диода с ограничивающим резистором в цепи анод-катод можно пренебречь влиянием n^+ - n -перехода, полагая z_{w0} равным 0, если $w \geq 2$.

Представлялось интересным проверить справедливость этого допущения при линейном спаде тока в процессе выключения диода. Для этого зависимости J_{rrm} от k_0 , представленные на рис. 1, были пересчитаны в предположении, что в уравнениях (5) и (9), соответственно, z_{w0} и δz_{wk} равны 0. Результаты расчетов представлены на рис. 3, где через J_{rrm0} обозначены приближенные значения J_{rrm} , рассчитанные с учетом принятого допущения.

Видно, что точность расчетов возрастает с увеличением как w , так и k_0 . В первом случае

это обусловлено тем, что с увеличением w ослабевает влияние z_{w0} на z_{o0} и, соответственно, z_{wk} на z_{ok} , во втором случае — тем, что с увеличением k_0 уменьшается протяженность области n -базы, прилегающей к p^+ - n -переходу, из которой извлекается избыточный заряд на этапе высокой обратной проводимости в процессе выключения диода. Последнее эквивалентно увеличению эффективной толщины n -базы диода.

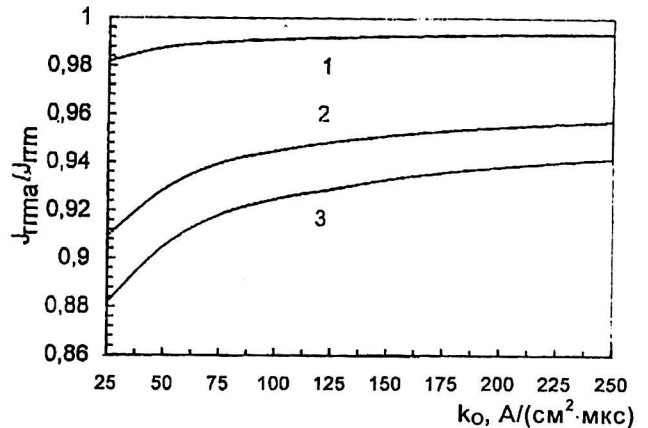


Рис. 3. Зависимости отношения J_{rrm0}/J_{rrm} от k_0 при трех значениях τ_h :
1 — 4,15 мкс ($w = 4,58$); 2 — 21 мкс ($w = 2,04$);
3 — 41,5 мкс ($w = 1,45$)

Представлялось интересным также проследить временные зависимости $z_o(\theta)$ и $z_w(\theta)$, которые при $\tau_h = 4,15$ мкс ($w = 4,58$) и $k_0 = 250$ A/(см²·мкс) в нормированном виде представлены на рис. 4. Видно, что $z_o(\theta)$ спадает до нуля несколько быстрее, чем $z_w(\theta)$, и что обе зависимости весьма близки к параболическим.

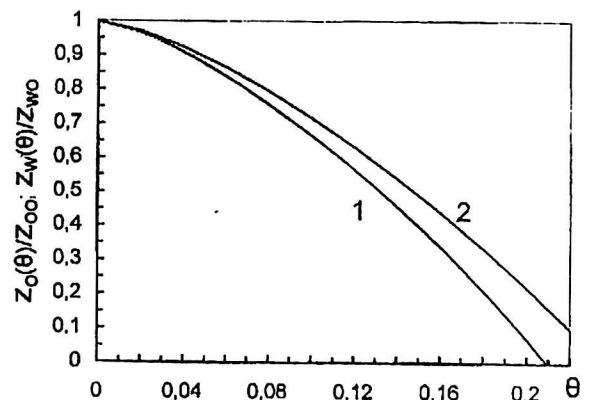


Рис. 4. Нормированные зависимости $z(\theta)$ при $\tau_h = 4,15$ мкс ($w = 2,04$) и $k_0 = 250$ A/(см²·мкс):
1 — $z_o(\theta)/z_{o0}$; 2 — $z_w(\theta)/z_{w0}$

Действительно, их аппроксимация параболой типа $y(\theta) = a - b\theta - c\theta^2$ при соответствующем подборе коэффициентов a , b и c приводит к погрешностям, не превышающим 1 % во всем интервале изменения θ от 0 до θ_s (за исключением кривой 1, где при $\theta = 0,2$ погрешность

достигает примерно 1,4 %). При этом $a = 1,008$, $b = -2,137$ и $c = -12,787$ в случае кривой 1 и $a = 1,01$, $b = -1,906$ и $c = -10,237$ — в случае кривой 2.

Заключение

Предложена методика точного численно-аналитического расчета t_s и J_{rrm} в случае диодной структуры с резкими p^+-n- и n^+-n- переходами без каких-либо упрощающих допущений. Получено, что t_s и J_{rrm} возрастают (хотя и сублинейно) с увеличением τ_h и k_0 . Это согласуется с многочисленными экспериментальными данными, в том числе и с приведенными в информационных материалах на конкретные типы диодов. Различие соответствующих результатов, полученных в [3], обусловлено, очевидно, некорректной аппроксимацией зависимостей граничных концентраций избыточных дырок в n -базе от времени. Показано, что в случае пренеб-

режения влиянием концентрации избыточных дырок на границе n^+-n -перехода точность приближенных расчетов t_s и J_{rrm} возрастает с увеличением w и k_0 . Получено также, что зависимости граничных концентраций избыточных дырок в n -базе от времени весьма точно описываются параболическими функциями.

Литература

1. Bianco B., Bisio G. R., Delfino R. Analytical solution for reverse recovery of power rectifiers// IEEE Trans. Electron Devices. 1980. V. ED-27. № 9. P. 1834—1836.
2. Дерменжи П. Г. Заряд и время обратного восстановления диодов при линейном спаде прямого тока// Электротехника. 1984. № 7. С. 32—34.
3. Кошохов А. В., Локтаев Ю. М., Павлик В. Я., Чеснокова Ю. А. Анализ процесса восстановления запирающих свойств p^+-n-n^+ -диодов в режимах быстрой коммутации// Прикладная физика. 2001. № 4. С. 101—107.
4. Грехов И. В., Отблеск А. Е. Определение электрофизических параметров сильнолегированной области диода по длительности фазы высокой обратной проводимости// Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. № 9. С. 1910—1916.

Duration of diodes high reverse conduction stage at linear fall of a forward current

P. G. Dermenji, A. N. Dumanevitch, Ju. M. Loktaev, V. Ja. Pavlik
The Lenin's All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

A method of exact numerical-analytical calculation of high reverse conduction stage duration t_s and transient reverse current pulse amplitude J_{rrm} of diode structure with abrupt p^+-n- and n^+-n- junctions has proposed. It was found out that t_s and J_{rrm} increase (although sublinearly) with increasing of hole lifetime in n -base and rate of fall of forward current. It was shown that dependences of excess holes boundary concentrations in n -base on time are described very exactly by parabolic functions.