

УДК 621.383.52:546.682

Анализ процесса восстановления запирающих свойств $p^+—n—n^+$ -диодов в режимах быстрой коммутации

А. В. Конюхов, Ю. М. Локтаев, В. Я. Павлик, Ю. А. Чесноков
ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

На основе решения краевой задачи с квадратичной нелинейностью в граничных условиях определены моменты восстановления $p—n$ -переходов. Величины выбросов обратного тока $I_{гн}$ стремятся к насыщению при скоростях спада $dI_F/dt \approx 400 \div 500$ А/см²·мкс. Показано, что спад тока от максимальной величины $I_{гн}$ может носить характер затухающих по амплитуде колебаний.

Корректный анализ процессов коммутации высоковольтных $p^+—n—n^+$ -структур, особенно процессов восстановления при высоких скоростях спада тока $dI_F/dt \approx 10^2 \div 10^3$ А/см²·мкс имеет важное значение для эффективного

использования таких ключевых приборов, как двухоперационные тиристоры и биполярные транзисторы с изолированным затвором (IGBT) [1–5]. Контролируемое “мягкое восстановление” при высоких скоростях коммутации позволяет не только оптимизировать параметры преобразователей на этих ключевых элементах, но и расширить область безопасной работы быстровосстанавливающихся диодов в них.

Расчету процесса восстановления $p^+—n—n^+$ -структур с использованием различных методов анализа посвящен ряд работ зарубежных [6, 7] и отечественных [8, 9] авторов. Общий анализ процесса обратного восстановления высоковольтных $p^+—n—n^+$ -структур дан в [10]. Однако в этой работе рассмотрен только этап образования областей пространственного заряда в базе $p^+—n—n^+$ -структуры при мгновенном изменении тока с прямого I_F на обратный I_R .

Расчетам длительности фазы высокой проводимости при линейном спаде тока посвящены работы [9, 11]. Общим недостатком этих работ является предположение о равенстве коэффициентов инжекции переходов единицы ($\gamma_n = \gamma_p = 1$). Однако, как показано в работах [12, 13], падение коэффициентов инжекции γ_n, γ_p из-за утечки в эмиттерные области $p^+—n—n^+$ -структуры даже при плотностях тока 100–200 А/см² приводит к уменьшению накопленного в базовой области заряда неосновных носителей и, следовательно, должно влиять на длительность фазы высокой проводимости.

Анализ фазы высокой проводимости с граничными условиями Флетчера при мгновенном изменении тока был предпринят в работе [14]. Из-за квадратичной нелинейности в граничных условиях расчеты проведены при модельных предположениях о граничной концентрации вблизи $p^+—n$ перехода, математическая корректность которых требует обоснования.

Второй этап восстановления характеризуется образованием области пространственного заряда (ОПЗ) $p^+—n$ -перехода и, соответственно, спадом обратного тока. В высоковольтных $p^+—n—n^+$ -структурах этот процесс может протекать при больших напряжениях и высоких плотностях тока [15, 16], а величина мощности потерь в основном определяет область безопасной работы диода [1–5]. Экспериментальные исследования обратного восстановления $p^+—n—n^+$ -диодов [17] показывают, что на этапе спада обратного тока I_R в зависимости от режимов коммутации возможно появление высокочастотных спадающих по амплитуде колебаний. Появление этих нежелательных осцилляций тока и напряжения на диоде объясняется поведением расширяющейся ОПЗ и связанного с этим процесса перераспределения накопленного в базе заряда.

Цель настоящей работы — расчет длительности фазы высокой проводимости $p^+—n—n^+$ -диода с граничными условиями Флетчера на $p—n$ -переходах структуры и определение условий возникновения высокочастотных затухающих по амплитуде колебаний тока в режимах быстрой коммутации диодов.

Расчет первой фазы восстановления при $\gamma_n = \gamma_p = 1$

Анализ проведем для $p^+—n—n^+$ -структуры с резкими переходами (рис. 1). При высоких уровнях инжекции распределение носителей в базовой области описывается уравнением

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{p}{\tau}, \quad (1)$$

где τ — время жизни;

$$D = \frac{2b}{(b+1)} D_p \text{ — амбиполярный коэффициент диффузии.}$$

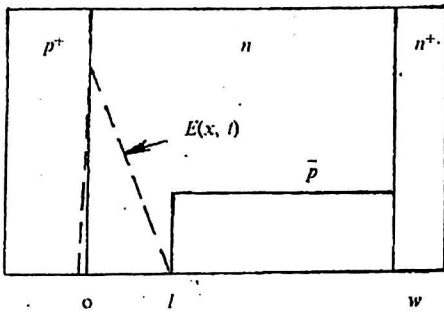


Рис. 1. Рассматриваемая $p^+ - n - n^+$ -структура

Граничные условия при наличии утечек в эмиттерные области в соответствии с [18, 13] имеют вид

$$\left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_0 + \frac{I_{sn}}{I_{si} n_i L} p^2(0, t) = \frac{1}{qD} \frac{b}{(b+1)} (I_F - kt); \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_w + \frac{I_{sp}}{I_{si} n_i L} p^2(w, t) = \frac{1}{qD} \frac{b}{(b+1)} (I_F - kt). \quad (3)$$

В выражениях (2), (3) $I_{si} = \frac{qD}{L} n_i$, I_{sn} , I_{sp} — токи насыщения $p^+ - n$ - и $n^+ - n$ -эмиттеров; $k = \frac{dI_F}{dt}$ — скорость линейного спада прямого тока.

Начальное распределение $p(x, 0)$ находится из решения стационарного уравнения непрерывности (1) с граничными условиями (2), (3) в начальный момент времени.

Вначале рассмотрим решение краевой задачи (1)–(3) при $I_{sn} = I_{sp} = 0$, т. е. при коэффициентах инжекции $\gamma_n = \gamma_p = 1$. В этом случае начальное распределение описывается выражением

$$p(x, 0) = \frac{b}{(b+1)} \frac{L}{qD} I_F \frac{ch \frac{x-w}{L}}{sh \frac{w}{L}} + \frac{1}{(b+1)} \frac{L}{qD} I_F \frac{ch \frac{x}{L}}{sh \frac{w}{L}} = p_1(0) \frac{ch \frac{x-w}{L}}{sh \frac{w}{L}} + p_2(0) \frac{ch \frac{x}{L}}{sh \frac{w}{L}}. \quad (4)$$

Решение краевой задачи (1)–(3) с начальными условиями (4) ищем в виде

$$\begin{aligned} p(x, t) &= u(x, t) + p_1(t) \frac{ch \frac{x-w}{L}}{sh \frac{w}{L}} + p_2(t) \frac{ch \frac{x}{L}}{sh \frac{w}{L}} = \\ &= u(x, t) + \frac{b}{(b+1)} \frac{L}{qD} (I_F - kt) \frac{ch \frac{x-w}{L}}{sh \frac{w}{L}} + \frac{1}{(b+1)} \frac{L}{qD} (I_F - kt) \frac{ch \frac{x}{L}}{sh \frac{w}{L}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Подстановка (5) в (1)–(3) приводит к следующей краевой задаче для функции $u(x, t)$ [19]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{p}{\tau} + f(x, t);$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_0 = 0; \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_w = 0; u(x, t) = 0,$$
(6)

где $f(x, t) = -\frac{\partial p_1}{\partial t} \frac{ch \frac{x-w}{L}}{sh \frac{w}{L}} - \frac{\partial p_2}{\partial t} \frac{ch \frac{x}{L}}{sh \frac{w}{L}}$.

Собственными функциями однородной краевой задачи (6) являются

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \cos \frac{n\pi x}{n} e^{-\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right)t},$$
(7)

где $\theta = \frac{w^2}{\pi^2 D}$ — диффузионное время пролета.

Использование косинус-разложения Фурье функции $f(x, t)$ в ряд по собственным функциям (7) даст следующее выражение:

$$u(x, t) = \frac{2}{w} \frac{k\theta^2}{q(b+1)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(b + \cos n\pi)}{\left(\frac{\theta}{\tau} + n^2\right)^2} \left(1 - e^{-\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right)t}\right) \cos \frac{n\pi x}{w}.$$
(8)

Из (8) видно, что $u(x, 0) = 0$, функция $u(x, t)$ удовлетворяет граничным условиям (6), а распределение концентрации $p(x, t)$ описывается выражением (5).

Расчет длительности первой фазы восстановления с граничными условиями Флетчера

Рассмотрим решение уравнения непрерывности (1) с граничными условиями (2), (3) при $I_{sn} = I_{sp} \neq 0$. Решение краевой задачи также ищем в виде

$$p(x, t) = p_1(t) \frac{ch \frac{x-w}{L}}{sh \frac{w}{L}} + p_2(t) \frac{ch \frac{x}{L}}{sh \frac{w}{L}} + u(x, t).$$
(9)

Накладывая на функцию $u(x, t)$ те же требования к ее начальным и граничным условиям, что и в (6), получаем, что

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_0 = -\frac{p_1(t)}{L}; \quad \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_w = -\frac{p_2(t)}{L}.$$
(10)

Из (9), (10) видно, что $p_1(t)$ и $p_2(t)$ определяются потоками носителей через соответствующие p - n -переходы. Для удовлетворения соотношениям (9), (10), граничным условиям (2), (3) и уравнению (1) необходимо, чтобы введенные нами концентрации $p_1(t)$ и $p_2(t)$ изменялись со временем по закону

$$p_1(t) = \frac{2b}{(b+1)} \frac{L}{qD} \frac{k(t_1 - t)}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{(t_1 - t)}{t_{10}}}\right)},$$

$$p_2(t) = \frac{2}{(b+1)} \frac{L}{qD} \frac{k(t_1 - t)}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{(t_1 - t)}{t_{20}}}\right)}.$$

$$\text{Здесь } t_1 = \frac{I_F}{k}; t_{10} = \frac{(b+1)}{4b} \left(\frac{I_{si}}{I_{sn}}\right) \frac{I_{si}}{k}; t_{20} = \frac{(b+1)}{4} \left(\frac{I_{si}}{I_{sp}}\right) \frac{I_{si}}{k}. \quad (11)$$

Функция $u(x, t)$ при наличии утечек в эмиттерные области диода теперь является решением краевой задачи

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{u}{\tau} - \frac{\partial p_1}{\partial t} \frac{ch \frac{x-w}{L}}{sh \frac{w}{L}} - \frac{\partial p_2}{\partial t} \frac{ch \frac{x}{L}}{sh \frac{w}{L}}, \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_0 = 0; \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_w = 0; u(x, t) = 0$$

с теми же собственными функциями (7). Поэтому решение (12) может быть записано в виде

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n(t) \cos \frac{n\pi x}{w},$$

$$C_n(t) = \frac{2}{w} \frac{b}{(b+1)} \frac{k t_{10}}{q} \sqrt{\pi} \frac{\left[\Phi \sqrt{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) (t_{10} + t_1)} - \Phi \sqrt{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) (t_{10} + t_1 - t)} \right]}{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) \sqrt{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) t_{10}}} e^{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) (t_{10} + t_1 - t)} +$$

$$+ \frac{2}{w} \frac{1}{(b+1)} k t_{20} \sqrt{\pi} \frac{\left[\Phi \sqrt{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) (t_{20} + t_1)} - \Phi \sqrt{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) (t_{20} + t_1 - t)} \right]}{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) \sqrt{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) t_{20}}} e^{\left(\frac{l}{\tau} + \frac{n^2}{\theta}\right) (t_{20} + t_1 - t)}. \quad (13)$$

Обсудим полученные результаты. Как видно из (11), при $I_{sn}, I_{sp} \rightarrow 0$ постоянные $t_{10}, t_{20} \rightarrow \infty$. Поэтому функция $u(x, t)$ в выражении (13) должна совпадать с выражением (8) при предельном переходе $t_{10}, t_{20} \rightarrow \infty$.

Асимптотическая формула для интеграла ошибок $\Phi(z)$ при больших значениях аргумента имеет вид [19]

$$\Phi(z) \approx 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-z^2}}{z}. \quad (14)$$

Воспользовавшись (14), из выражения (13) при $t_{10}, t_{20} \rightarrow \infty$ нетрудно получить выражение (8) для функции $u(x, t)$, т. е. решение (9) асимптотически стремится к решению (5), так как $p_1(t), p_2(t)$ переходят в соответствующие выражения (5) при $I_{sn}, I_{sp} = 0$.

Спад обратного тока на этапе восстановления напряжения на диоде

Моменты восстановления запирающих свойств $n^+ - n$ -перехода t_{2n} и $p^+ - n$ -перехода t_{2p} находятся из условий $p(w, t_{2n}) = 0, p(0, t_{2p}) = 0$. После этих моментов времени начинается процесс извлечения оставшегося заряда движущимися границами ОПЗ. Будем рассматривать случаи достаточно большого обратного напряжения u_R , когда оно в основном приложено к высоковольтному $p^+ - n$ -переходу. Для резкого $p - n$ -перехода падение напряжения на нем $u(t)$ связано с положением границы $l(t)$ соотношением

$$u(t) = \frac{qND}{2\epsilon\epsilon_0} l^2(t). \quad (15)$$

Связь плотности обратного тока $i(t)$ со скоростью смещения границы ОПЗ найдем, воспользовавшись основными положениями модели, предложенной в [10]

$$i(t) = -\frac{(b+1)}{b} q\bar{p} \frac{dl}{dt}, \quad (16)$$

где \bar{p} — среднее значение концентрации дырок в n -базе к моменту времени t_{2p} .

В контуре, содержащем индуктивность L и сопротивление R , спад тока $i(t)$ и рост напряжения на диоде находятся из уравнения

$$u_R = L \frac{di}{dt} + Ri + u(t). \quad (17)$$

Подстановка выражений (15), (16) в (17) приводит к следующему уравнению, описывающему движение границы ОПЗ

$$u_R = L \frac{(b+1)}{b} q\bar{p} \frac{d^2 l}{dt^2} + R \frac{(b+1)}{b} q\bar{p} \frac{dl}{dt} + \frac{qND}{2\epsilon\epsilon_0} l^2. \quad (18)$$

Нормировав переменную $l(t)$ на $l_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 u_R}{qND}}$ — максимальную величину

ОПЗ $\left(\tilde{l}(t) = \frac{l(t)}{l_0} \right)$ и введя обозначение $C_0 = \frac{(b+1) q\bar{p} l_0}{b u_R} = \frac{Q_0}{u_R}$, уравнение (18)

запишем в виде

$$L \frac{d^2 \tilde{l}}{dt^2} + R \frac{d\tilde{l}}{dt} - \frac{1}{C_0} (1 - \tilde{l}^2) = 0. \quad (19)$$

Естественными начальными условиями являются

$$\tilde{l}|_{t=0} = 0; \quad \left. \frac{d\tilde{l}}{dt} \right|_0 = \frac{i_{rm}}{Q_0}. \quad (20)$$

Здесь за начало отсчета принят момент времени t_{2p} , когда величина обратного тока достигает максимального значения i_{rm} .

Уравнение (19) является уравнением второго порядка с квадратичной нелинейностью относительно функции и оно может быть разрешено в эллиптических функциях [20].

Для безындуктивной схемы уравнение интегрируется в квадратурах [16] и описывает монотонный спад тока через $p^+ - n - n^+$ -структуру и рост напряжения на ней.

При малых значениях $\tilde{l} \ll 1$, т. е. в начале процесса восстановления ОПЗ, уравнение может быть линеаризовано. Так, при $0 \leq \tilde{l} \leq \frac{1}{2}$, $1 - \tilde{l}^2 \cong 1 - \frac{\tilde{l}}{2}$. Тогда уравнение (19) переходит в уравнение колебательного контура

$$\frac{d^2 \tilde{l}}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{d\tilde{l}}{dt} + \frac{\tilde{l}}{2LC_0} = \frac{l}{LC_0}.$$

Его решение имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{l}(t) &= \frac{g}{\omega} e^{-\beta t} \operatorname{sh} \omega t + d \left(1 - e^{-\beta t} \operatorname{ch} \omega t \right) - d \frac{\beta}{\omega} e^{-\beta t} \operatorname{sh} \omega t, \\ \frac{d\tilde{l}}{dt} &= \frac{g}{\omega} e^{-\beta t} (\omega \cdot \operatorname{ch} \omega t - \beta \cdot \operatorname{sh} \omega t) + \frac{d\omega^2}{\omega} e^{-\beta t} \operatorname{sh} \omega t, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$\beta = \frac{R}{2L}; \quad \omega_1^2 = \frac{1}{2LC_0}; \quad \omega = \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}; \quad C = 2C_0; \quad g = \frac{i_{Rm}}{Q_0}; \quad d = 2.$$

Условием критичности является $\omega = 0$ или

$$RC \geq 4 \frac{L}{R}; \quad R \frac{(b+1)(q\bar{p}l_0)}{b u_R} \geq 4 \frac{L}{R}. \quad (22)$$

В этом режиме

$$l(t) = l_0 (1 - e^{-\beta t}); \quad i(t) = i_{rm} e^{-\beta t}.$$

При $RC < 4 \frac{L}{R}$ выражения (21) описывают затухающий колебательный процесс спада тока. Из (22) следует, что внутренним параметром $p^+ - n - n^+$ -структуры, определяющим характер спада тока на этапе восстановления ОПЗ, является величина оставшегося в n -базе заряда

$$Q_0 = \frac{(b+1)}{b} q\bar{p}l_0.$$

Результаты расчета

Расчеты проведены для типичных значений параметров высоковольтных $p^+ - n - n^+$ -структур: $w_n = 4 \cdot 10^{-2}$ см; $I_{sn} = I_{sp} = 5 \cdot 10^{-13}$ А/см²; $I_{st} = 1,2 \cdot 10^{-6}$ А/см². Плотность прямого тока выбрана равной $i_F = 100$ А/см², что соответствует рабочим плотностям тока диодов и позволяет не учитывать влияние Оже-рекомбинации в базовой области на зависимость γ_n, γ_p от тока [13]. Расчеты проведены для структур единичной площади, а скорость спада прямого

тока di_F/dt рассматривалась в диапазоне (25—400) А/см²·мкс, времена $t_1 = \frac{I_F}{k} = (4—0,25)$ мкс. Время диффузионного пролета $\theta = 8,3$ мкс.

На рис. 2, а приведена зависимость максимального выброса обратного тока от скорости спада тока i_{rm} для разных времен жизни в базовой области, а на рис. 2, б — зависимость i_{rm} от времени жизни при разных скоростях спада тока.

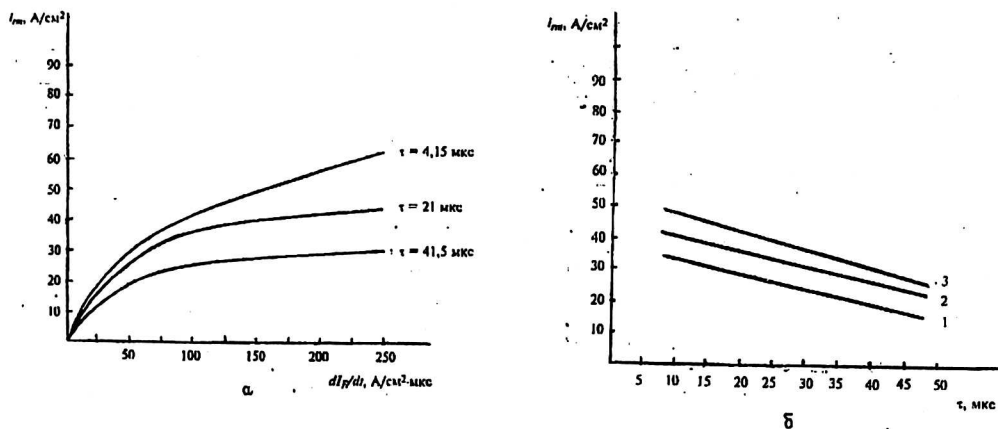


Рис. 2. Зависимость величины выброса обратного тока от скорости спада прямого тока (а) и от времени жизни в базе $p^+ - n - n^+$ -структуры при скоростях спада тока (б): 1 — 50 А/см²·мкс; 2 — 100 А/см²·мкс; 3 — 200 А/см²·мкс.

Характер зависимости величины i_{rm} от скорости спада тока и времени жизни позволяет сделать следующие выводы. Структуры с меньшими временами жизни при больших скоростях коммутации позволяют выводить из базовой области больший заряд, чем $p^+ - n - n^+$ -структуры с большим временем жизни. Учитывая то, что накопленный заряд $Q_n = (\gamma_n + \gamma_p - 1)I_F \tau$, это означает, что величина оставшегося заряда $Q_0 = \frac{(b+1)}{b} q \bar{p} l_0$ при малых временах жизни составляет меньшую долю накопленного. Следовательно, в таких структурах в меньшей степени выполняются условия возникновения колебаний, и они обладают “мягким восстановлением”.

Л и т е р а т у р а

1. Zeller H. Power conversion conference, proceedings. Germany, 1998, May 26—28. P. 7—16.
2. Matsuda H. //Ibid. P. 139—144.
3. Carrol E. L. Power electronics and variable speed drivers: Conference publication № 456, 1998. Sept. 21—23. P. 218—223.
4. Rayimo M. T., Chamund D. I., Shammas N. Y. A. //Ibid. P. 381—385.
5. Galster N., Vetsh M., Roth M., Tsyplakov E., Carrol E. Power conversion conference, proceedings. Germany, 1998, May 26—28. P. 55—65.
6. Kingston R. H. //Proc. IRE, 1954. V. 42. № 5. P. 829—834.
7. Kuno H. J. //IEEE Trans on El. Dev., 1964. V. ED-11. № 1. P. 8—14.
8. Носов Ю. Р. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. — М.: Наука, 1968. — 263 с.
9. Гитцевич А. Б. //Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1982. № 8(159). С. 11—21.
10. Бенда Х., Шпенке Е. //ТИИЭР. 1967. Т. 55. № 8. С. 1331—1354.

11. Bianco B., Bisio G. R., Delfino R.//IEEE Trans on Electr. Dev., 1980. V. ED-27. № 9. P. 1834—1836.
12. Грехов И. В., Отблеск А. Е.//Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. № 7. С. 1483—1489.
13. Григоренко В. П., Дерменжи П. Г., Кузьмин В. А., Мнацаканов Т. Т. Моделирование и автоматизация проектирования силовых полупроводниковых приборов. — М.: Энергоатомиздат. 1988. — 280 с.
14. Грехов И. В., Отблеск А. Е.//Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. № 9. С. 1910—1916.
15. Chowdhuri P.//IEEE Trans on Ind. Appl. V. IA-9. 1980. № 9. P. 582—592.
16. Павлик В. Я., Тандоев А. Г.//Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. № 11. С. 2290—2292.
17. Rahimo M. T., Findley W. J., Coulbeck L. Power conversion. May. 1998 Proceedings. P. 409—417.
18. Fletcher N. H.//Proc. IRE, 1957. V. 45. № 6. P. 862—872.
19. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1972. — 736 с.
20. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. — М.: Наука, 1964. — 334 с.

Analysis of process restoration of blocking ability of $p^+ - n - n^+$ -diodes at fast commutation

A. V. Konioukhov, Yu. M. Loktaev, V. Ya. Pavlik,
Yu. A. Chesnokov

The Lenin's "All-Russian Electrotechnic Institute", Moscow, Russia

By solving equation of diffusion with quadratic non-linearity in boundary conditions define moments restoration of blocking ability of $p-n$ -junctions. The maximum values of reverse current tend to saturation at speed slow down — $di_F/dt = 400-500 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{mcs}$. There is show, that current fall down from maximum value I_{rm} with decrease amplitude oscillations.