

Метод измерения времени жизни носителей заряда в базовых областях быстродействующих диодных структур

© В.В. Тогатов, П.А. Гнатюк

Государственный университет информационных технологий механики и оптики,
197101 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 8 июля 2004 г. Принята к печати 29 июля 2004 г.)

Предложен метод измерения времени жизни носителей заряда в базовых областях $p^+ - n - n^+$ -структур, позволяющий производить измерения времен жизни в наносекундном диапазоне. Разработанная методика предусматривает такую же форму измерительного импульса тока, какая используется при стандартных измерениях времен восстановления диодных структур. На основе анализа решения уравнения непрерывности для дырок в области базы дано обоснование метода. Проведено сравнение расчетных данных с данными, полученными экспериментально.

1. Введение

При измерении времени жизни носителей заряда в базовых областях $p^+ - n - n^+$ -структур в качестве информативного параметра обычно используют либо длительность фазы высокой обратной проводимости (интервал рассасывания) [1–3], либо скорость спада послеинжекционной эдс [4]. В первом случае через структуру пропускают прямоугольные импульсы прямого и обратного токов, регистрируя длительность интервала рассасывания. При этом время перехода тока с прямого на обратный должно быть на порядок меньше самого измеряемого интервала. Во втором случае через структуру пропускают прямоугольный импульс прямого тока и регистрируют спад послеинжекционной эдс сразу после снятия импульса тока. Использование указанных методик становится проблематичным, если измеряемые времена жизни составляют единицы или десятки наносекунд. Это связано с тем, что при наносекундной коммутации тока в реальных измерительных приборах длительность переходных процессов, обусловленных паразитными параметрами (барьерной емкостью диода, индуктивностью зажимного устройства и т.д.), превосходит измеряемые временные интервалы. Вместе с тем разработка новых типов быстродействующих высоковольтных структур на основе Si и особенно GaAs требует регистрации именно таких величин времен жизни.

2. Обоснование методики измерения

Схематическое изображение $p^+ - n - n^+$ -структуры показано на рис. 1.

В качестве информативного параметра будем использовать длительность фазы высокой обратной проводимости (интервал рассасывания). Форма измерительного импульса тока приведена на рис. 2. Такая же форма тока используется при стандартных измерениях времени восстановления диодов t_{rr} .

Вплоть до момента t_1 через $p^+ - n - n^+$ -структуру проходит импульс прямого тока I , приводящий к установлению стационарного распределения концентрации

дырок в базе. В момент t_1 начинается линейный спад тока. К моменту t_2 ток уменьшается до нуля и начинается интервал рассасывания, который заканчивается в момент обеднения $p-p$ -перехода t_3 . Очевидно, что при данной форме импульса коммутация тока, во-первых, не является мгновенной и, во-вторых, начало коммутации отстоит от момента измерения на интервал $t_2 - t_1$. Длительность интервала рассасывания $t_{res} = t_3 - t_2$ и является исследуемой функцией времени жизни дырок в базе. Таким образом, обоснование метода измерения связано с анализом нестационарной концентрации дырок в базе на этапе линейного спада тока.

Движение дырок в базе описывается нестационарным уравнением непрерывности

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p}{L_p^2} = \frac{\tau_p}{L_p^2} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (1)$$

где p — концентрация дырок, τ_p и L_p — время жизни и диффузионная длина дырок соответственно. Граничные

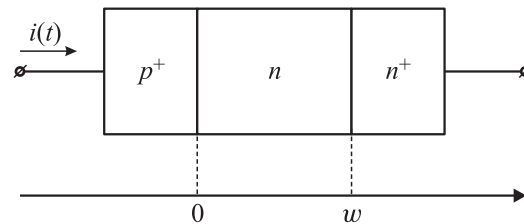


Рис. 1. Схематическое изображение $p^+ - n - n^+$ -структуры.

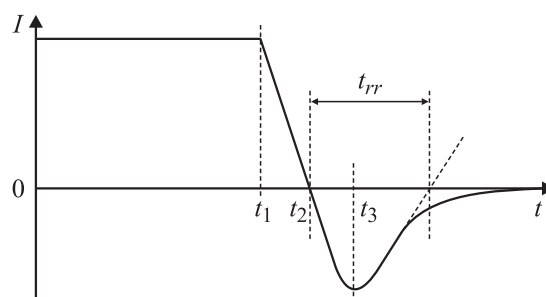


Рис. 2. Форма измерительного импульса тока.

условия задачи могут быть сформулированы из условия односторонней инжекции носителей из p^+ - и n^+ -областей в область базы:

$$-\frac{\partial p}{\partial x}(0) = \frac{i(t)}{2qD_p}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x}(w) = \frac{i(t)}{2bqD_p}. \quad (3)$$

В этих выражениях $i(t)$ — плотность тока, q — заряд электрона, D_p — коэффициент диффузии дырок, b — отношение подвижностей электронов и дырок. При выводе граничных условий (2) и (3) уровень инжекции в базе предполагался высоким. Так как начало процесса измерения выбрано совпадающим с фронтом измерительного импульса тока $t = 0$ (рис. 2), начальное условие задачи:

$$p(x, 0) = 0. \quad (4)$$

Окончание интервала рассасывания соответствует снижению избыточной концентрации дырок у p - n -перехода до нуля: $p(0, t_3) = 0$. Поэтому при анализе уравнения непрерывности нас интересует только нестационарная концентрация дырок у перехода $p(0, t)$. Решение уравнения непрерывности (1) с граничными условиями (2) и (3) и начальным условием (4), выполненное посредством преобразования Лапласа, приводит к следующему изображению концентрации дырок у перехода:

$$P(0, s) = \frac{I(s)(b \operatorname{ch} kw + 1)}{2bqD_p k \operatorname{sh} kw}, \quad (5)$$

где

$$I(s) = \frac{I}{s} - \frac{a}{s^2} e^{-st_1}$$

— изображение плотности тока, показанного на рис. 2, $a = \frac{di}{dt}$ — скорость перехода тока с прямого на обратный,

$$k = \frac{1}{L_p} \sqrt{1 + \tau_p s},$$

w — ширина базы.

Изображение (5) имеет кратный полюс в точке $s = 0$, а также простые полюса в точках $s = -\frac{1}{\tau_p}$ и

$$s_n = -\frac{1}{\tau_p} \left[1 + \left(\frac{\pi n}{W} \right)^2 \right],$$

где $n = 1, 2, \dots$; $W = w/L_p$ — нормированная ширина базы. Определяя сумму вычетов во всех особых точках, найдем нестационарную концентрацию дырок у перехода

$$p(0, t) = \frac{L_p}{2bqD_p} [F_1(t) + F_2(t)]. \quad (6)$$

Функция $F_1(t)$, определяемая вычетом в кратном полюсе, имеет вид

$$F_1(t) = \frac{b \operatorname{ch} W + 1}{\operatorname{sh} W} \left[I - a(t - t_1) + \frac{a\tau_p}{2} (1 + W \operatorname{cth} W) - \frac{ab\tau_p}{2} \frac{W \operatorname{sh} W}{b \operatorname{ch} W + 1} \right]. \quad (7)$$

Функция $F_2(t)$ определяется суммой вычетов во всех простых полюсах и может быть представлена в виде

$$F_2(t) = -\frac{b+1}{W} \left(I e^{-\frac{t}{\tau_p}} + a\tau_p e^{-\frac{t-t_1}{\tau_p}} \right) - 2 \sum_{n=1}^{\infty} [b(-1)^n + 1] \left[-\frac{(-1)^n I}{s_n \tau_p W} e^{s_n t} + \frac{(-1)^n a}{s_n^2 \tau_p W} e^{s_n(t-t_1)} \right]. \quad (8)$$

В выражениях (7) и (8) $t > t_1$.

Проанализируем функции $F_1(t)$ и $F_2(t)$ при следующих допущениях. Во-первых, будем считать, что $t_1 \gg \tau_p$. Это условие всегда реализуется при проведении измерений. При этом в выражении (8) можно пренебречь первым слагаемым в круглых скобках, а также первым слагаемым во вторых квадратных скобках под знаком суммы. Во-вторых, будем полагать, что выполняется неравенство $W > 3$. Это условие заведомо выполняется у высоковольтных диодов с малыми временами переключения. В этом случае в функциях $F_1(t)$ и $F_2(t)$ величины $\operatorname{cth} W \approx 1$, $\operatorname{csch} W \approx 0$, в результате чего выражение $p(0, t)$ принимает вид

$$p(0, t) \approx \frac{aL_p}{2qD_p} \left[\frac{I}{a} - (t - t_1) + \frac{\tau_p}{2} - \frac{(b+1)\tau_p}{bW} e^{-\frac{t-t_1}{\tau_p}} - \frac{2}{b\tau_p W} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b + (-1)^n}{s_n^2} e^{s_n(t-t_1)} \right]. \quad (9)$$

Полагая в (9) $p(0, t_3) = 0$, получим трансцендентное уравнение, определяющее момент обеднения перехода t_3 . При этом t_3 в полученном уравнении присутствует только в комбинации $t_3 - t_1$, которую обозначим через Δt . Из рис. 2 следует, что интервал $\Delta t = t_3 - t_1$ включает время спада тока до нуля $t_d = t_2 - t_1 = I/a$ и собственно интервал рассасывания $t_{\text{res}} = t_3 - t_2$:

$$\Delta t = t_3 - t_1 = \frac{I}{a} + t_{\text{res}}. \quad (10)$$

С учетом (10) уравнение, определяющее t_{res} , принимает вид

$$t_{\text{res}} = \frac{\tau_p}{2} \left[1 - \frac{b+1}{b} \frac{2}{W} e^{-\frac{W}{\tau_p}} - \frac{4}{bW} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b + (-1)^n}{(s_n \tau_p)^2} e^{s_n \Delta t} \right]. \quad (11)$$

Быстрая сходимость ряда в (11) очевидна. Определим условие, при котором в (11) можно пренебречь всеми членами ряда, начиная с первого, по сравнению со вторым слагаемым. Отношение второго слагаемого к первому члену ряда при условии $W = \pi$ оказывается равным $[2(b+1)/(b-1)] \exp(\Delta t/\tau_p)$. Для приборов на основе GaAs, у которых $b \gg 1$, первый член ряда не превысит 2.5% от второго слагаемого, если $\Delta t/\tau_p \geq 3$. У приборов на основе Si при $\Delta t/\tau_p = 3$ эта величина еще меньше и составляет 1.25%. Таким образом, условием, при котором можно заведомо пренебречь всеми членами ряда, является

$$\Delta t/\tau_p \geq 3. \quad (12)$$

Теперь оценим величину второго слагаемого в (11) по сравнению с первым при условии $\Delta t/\tau_p = 3$. Полагая, как и в предыдущем случае, $W = \pi$, найдем, что у приборов на основе GaAs величина второго слагаемого оказалась равной 0.03, а у приборов на основе Si — 0.043. Таким образом, при выполнении условия (12) с погрешностью, не превышающей 5%, величину времени жизни дырок в базе можно определять из соотношения

$$\tau_p = 2t_{res}. \quad (13)$$

Выполнение условия (12) при проведении измерений не представляет трудности и реализуется за счет выбора соответствующей величины $a = di/dt$. Например, если $\tau_p = 0.2$ мкс и измерение осуществляется при прямом токе 10 А, то $\Delta t = 3\tau_p = 0.6$ мкс может быть получено, если di/dt составит 20 А/мкс. При уменьшении прямого тока до 5 А величина di/dt должна быть уменьшена до 10 А/мкс. При этом имеется в виду, что в обоих случаях величина интервала рассасывания одинакова и равна $\tau_p/2 = 0.1$ мкс.

Рассмотренный пример не означает, что при каждом изменении тока или значения τ_p следует изменять величину di/dt . При исследовании определенного типа приборов устанавливается минимальная величина di/dt , которая гарантирует выполнение условия (12) в заданном диапазоне токов и времен жизни.

Аналогичный анализ выполнен нами применительно к измерительному импульсу синусоидальной формы $i = I_m \sin \omega t$. При этом изображение нестационарной концентрации дырок у перехода описывается выражением (5), в котором изменяется только изображение тока $I(s) = I_m/(s^2 + \omega^2)$, дающее при переходе к оригиналу вычеты в комплексно сопряженных полюсах $p = \pm j\omega$.

Анализ, содержащий те же процедуры, что и в случае линейно спадающего тока, приводит к выражению (13), если выполняется условие, аналогичное условию (12):

$$\omega\tau_p \leq 0.3. \quad (14)$$

Этого и следовало ожидать, так как синусоидальная функция в окрестности точки $\omega t = \pi$ близка к линейной функции.

3. Эксперимент

Для проверки правильности предложенной методики экспериментально исследовались быстроредействующие диоды различных типов: HFA08TB60, UF4004, HER108, US1J, BYG70J, 1N4148, КД212А, а также силовой диод на основе GaAs (CLIFTON, Эстония).

Согласно (13), при выполнении условий (12) или (14) длительность интервала рассасывания практически не зависит ни от амплитуды импульса прямого тока, ни от величины di/dt . Для проверки этого положения с помощью резонансного LC-контура (рис. 3) формировались полусинусоидальные испытательные импульсы тока.

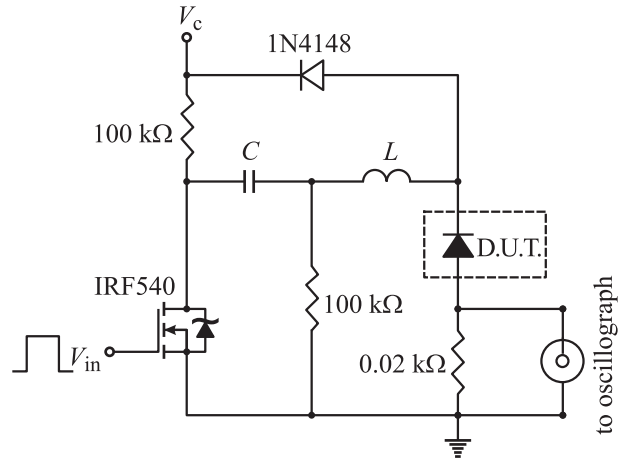


Рис. 3. Измерительная схема на основе резонансного LC-контура.

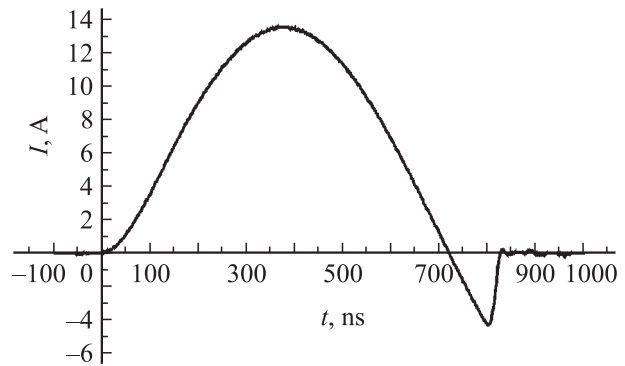


Рис. 4. Осциллограмма измерительного импульса тока.

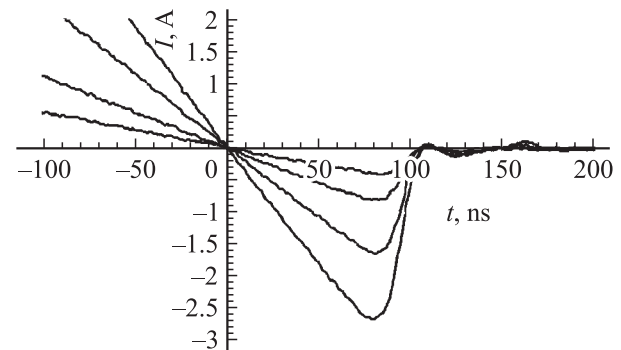


Рис. 5. Осциллограммы импульсов тока при различных амплитудах.

В первом случае параметры контура выбирались таким образом, чтобы выполнялось условие (14). На рис. 4 приведена осциллограмма, иллюстрирующая форму испытательного импульса тока. На рис. 5 показаны аналогичные осциллограммы, снятые для четырех импульсов тока с амплитудами, различающимися в несколько раз, на которых видны участки в окрестности интервала рассасывания. Как следует из приведенных осциллограмм, при изменении амплитуды тока в указанном диапазоне

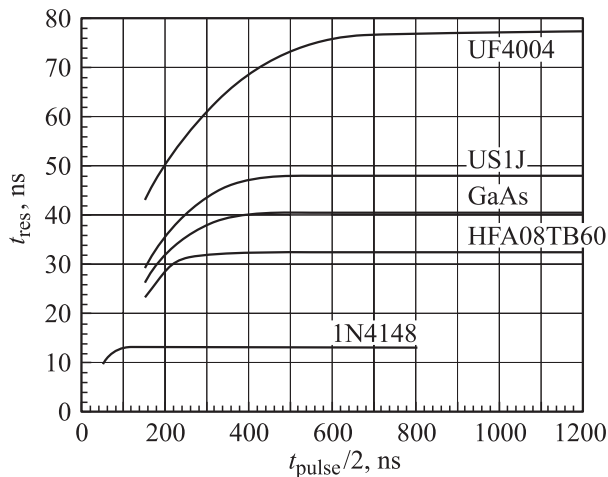


Рис. 6. Зависимости времени рассасывания от полупериода импульса прямого тока $t_{\text{pulse}}/2$ для разных диодов.

величина интервала рассасывания практически не изменилась. Этот результат, предсказанный теорией, был получен у всех обследованных диодов, независимо от типа диода и величины времени жизни дырок в базе.

Во втором случае параметры контура и величина начального напряжения на конденсаторе выбирались так, чтобы изменялась длительность импульса (полупериод), а следовательно, и величина di/dt при сохранении амплитуды. На рис. 6 приведены зависимости времени рассасывания от длительности импульса прямого тока t_{pulse} . Для всех обследованных диодов кривые имеют два характерных участка. При больших длительностях время рассасывания практически не зависит от длительности импульса прямого тока. При малых длительностях наблюдается быстрое снижение величины интервала рассасывания с уменьшением длительности импульса. Такой вид зависимости вполне согласуется с результатами теоретического анализа.

Экспериментально измеренное значение $\omega\tau_p$, при котором начинается быстрое снижение длительности интервала рассасывания, имеет порядок 0.4–0.5. Следовательно, теоретически найденное значение $\omega\tau_p \leq 0.3$ является более жестким, чем полученное экспериментально. Противоречия в этом нет, так как при анализе экспериментальных данных речь шла о резком снижении длительности интервала рассасывания, а при теоретическом рассмотрении — об общем снижении в пределах заданной погрешности. Таким образом, экспериментальные данные полностью соответствуют результатам теоретического анализа.

4. Заключение

В заключение еще раз обратим внимание на простоту самой методики и ее реализации, а также на еще одно преимущество методики, касающееся снижения эффективности эмиттеров при больших плотностях тока. Ве-

личина времени жизни, измеряемая по методу Лэкса [1] при больших плотностях тока, за счет снижения коэффициента инжекции может уменьшиться в 1.5–2 раза. В данной методике уменьшение избыточного заряда в базе за счет снижения эффективности эмиттера эквивалентно соответствующему уменьшению амплитуды прямого тока. Однако, как следует из теории метода и результатов эксперимента, измеренная величина времени жизни при этом не изменяется. Независимость результатов измерения от амплитуды измерительного импульса и величины di/dt в достаточно широком диапазоне позволяет использовать предложенную методику для измерений времени жизни носителей любых быстродействующих диодов на основе $p-n$ -перехода.

Список литературы

- [1] B. Lax, S.F. Neustadtez. J. Appl. Phys., **25**, 1148 (1954).
- [2] В.В. Тогатов. РЭ, **24**, 2107 (1979).
- [3] R.H. Kingston. Proc. IRE, **42**, 829 (1954).
- [4] B.R. Gossick. Phys. Rev., **91**, 1012 (1953).

Редактор Т.А. Полянская

A technique for the charge carrier lifetime measurements within base regions of the speed diode structures

V.V. Togatov, P.A. Gnat'uk

State University of Information Technologies,
Mechanics and Optics,
197101 Saint-Petersburg, Russia