

Г.Г. КИРАКОСЯН, Г. А. МАКАРЯН, А.В. ПЕТРОСЯН

## ИССЛЕДОВАНИЕ P-N - ПЕРЕХОДА С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ

Проведено исследование рекомбинационного тока через p-n-переход, обусловленного безызлучательным захватом носителей тока на глубокий уровень в области пространственного заряда (ОПЗ). Найдена полуэмпирическая формула, позволяющая определить параметры глубоких уровней в ОПЗ.

**Ключевые слова:** глубокий уровень, рекомбинация, область пространственного заряда, p-n - переход, вольт-амперная характеристика.

Известно, что основным критерием рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ) является характерная зависимость тока от напряжения  $\exp(qV/2kT)$ . При этом не учитывался тот факт, что с ростом уровня инжекции стационарное заполнение глубоких уровней изменяется, так как изменяется положение квазиуровня Ферми. Если на начальном участке вольт-амперная характеристика (ВАХ) определяется скоростями эмиссии свободных носителей, то при более высоком уровне инжекции - их скоростями захвата. Таким образом, происходит перезарядка центров рекомбинации и изменяется ее темп.

Цель настоящей работы - найти границы применимости теории рекомбинации в ОПЗ p-n- перехода [1] и методики определения параметров центров по ВАХ на этом участке изменения токов.

Темп рекомбинации через простой центр определяется в виде [2]

$$R(x) = \frac{c_n c_p N_t [n(x)p(x) - n_i^2]}{c_n [n(x) + n_1] + c_p [p(x) + p_1]}, \quad (1)$$

где  $c_n, c_p$  - усредненные по всем состояниям коэффициенты захвата электрона и дырки на данный центр;  $N_t$  - концентрация глубоких центров (ГЦ);  $E_t$  - положение глубокого уровня в запрещенной зоне;  $n_1(p_1)$  численно равно концентрации электронов (дырок), когда квазиуровень Ферми  $F_n(F_p)$  совпадает с уровнем ловушки  $E_t$ .

Обычно рассматривают рекомбинацию в квазинейтральных областях. Но, как показывает эксперимент, в кремнии и других более широкозонных полупроводниках на начальном участке токи рекомбинации в ОПЗ равны или больше инжекционных токов. Поэтому рассмотрение процессов рекомбинации в ОПЗ p-n-перехода при низком уровне инжекции необходимо в том числе и для понимания процессов в маломощных и быстродействующих транзисторах, работающих в качестве малосигнальных усилителей.

Если изгиб зон в ОПЗ р-п- перехода описать потенциалом  $\Phi(x)$ , началом отсчета которого является дно зоны проводимости в п-области, то распределение концентрации электронов  $n(x)$  и дырок  $p(x)$  в ОПЗ имеет вид [1]

$$\begin{aligned} n(x) &= n_n \exp\left(-\frac{\Phi(x)}{kT}\right), \\ p(x) &= p_p \exp\left[-\frac{q(\varphi_0 - V) - \Phi(x)}{kT}\right]. \end{aligned} \quad (2)$$

После подстановки (2) в (1), имеем

$$R(x) = \frac{c_n c_p N_i n_i^2 \left(\exp\frac{qV}{kT} - 1\right)}{C_n [n_n \exp(-\varphi_1) + n_i] + c_p [p_p \exp(-\varphi_2) + p_i]}, \quad (3)$$

где  $\varphi_1 = \Phi(x)/kT$ ;  $\varphi_2 = [q(\varphi_0 - V) - \Phi(x)]/kT$ ; ( $\varphi_0$  – контактная разность потенциалов).

Интегрируя скорость рекомбинации  $R(x)$  по объему ОПЗ, найдем значение рекомбинационного тока

$$i_r = qS \int_{-d_p}^{d_n} R(x) dx, \quad (4)$$

где  $S$  – площадь р-п- перехода.

Но так как зависимость  $R(x) = R(\Phi(x))$  определяется конкретной формой р-п- перехода, интеграл (4) в общем случае не решается простой подстановкой (3) в (4), а определяется значением подинтегральной функции в окрестности ее максимума, которое достигается при значении потенциала

$$\Phi_{\max} = \frac{q(\varphi_0 - V)}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{c_n n_n}{c_p p_p}\right). \quad (5)$$

Скорость рекомбинации в этой точке равна

$$R_{\max} = \frac{c_n c_p n_i^2 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right]}{2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) + c_n n_i + c_p p_i}. \quad (6)$$

Приближенное значение интеграла (4) выражается через значение подинтегральной функции в точке ее максимума и некоторый дополнительный множитель, соответствующий длине того отрезка интегрирования, на котором значение подинтегральной функции достаточно близко к максимальному:

$$\int_{-d_p}^{d_n} R(x) dx \approx 2R_{\max} \Delta x = \frac{2kT}{qE} R_{\max},$$

где  $E$  – средняя напряженность поля в р-п- переходе,  $E = \frac{q(\varphi_0 - V)}{d(V)}$ .

Тогда для величины тока получаем

$$i_r(V) = qSd(V) \frac{c_n c_p n_i^2 N_i (e^{qV/kT} - 1)}{2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) + c_n n_i + c_p p_i} \frac{2kT}{q(\varphi_0 - V)}. \quad (7)$$

В случае нескольких глубоких центров результирующий ток представляет собой сумму токов рекомбинации через каждый глубокий центр:

$$i_r = \sum_{m=1}^p \frac{qSd(V)c_{nm}c_{pm}n_i^2(e^{qV/kT}-1)N_{tm}}{2n_i\sqrt{c_{nm}c_{pm}}e^{qV/2kT} + c_{nm}n_{1m} + c_{pm}p_{1m}} \frac{2kT}{q(\phi_0 - V)}, \quad (8)$$

где  $d = d_n + d_p$  - ширина ОПЗ;  $p$  - число ГЦ.

При получении формулы (8) предполагается, что точка максимума  $x_{\max}$  темпа рекомбинации находится в интервале  $[-d_p, d_n]$ . Граничное напряжение  $V_{гр}$  определяется из условия, что точка максимума  $x_{\max}$  располагается на границе ОПЗ.

Таким образом, граничное напряжение  $V_{гр}$  для разных  $p$ - $n$ - переходов имеет вид

$$\begin{aligned} qV_{гр} &= E_g - kT \ln(c_p N_c N_v / c_n n_n^2) && \text{- в случае } p^+ - n^- \text{ перехода,} \\ qV_{гр} &= E_g - kT \ln(c_p N_c N_v / c_n p_p^2) && \text{- в случае } p - n^+ \text{ перехода,} \\ V_{гр} &= \phi_0 - (kT/q) \ln(c_n / c_p) && \text{- в случае симметричного перехода.} \end{aligned}$$

Проведем анализ рекомбинационных токов при малом уровне инжекции. При этом рассмотрим рекомбинационную методику, позволяющую из ВАХ, при известной ширине ОПЗ, получать параметры глубоких уровней [3]. Упростим выражение (7). Допустим, что глубокий уровень лежит выше середины запрещенной зоны, т.е.  $c_n n_1 \gg c_p p_1$ . В зависимости от приложенного напряжения меняются условия заполнения центра. Рассмотрим два предельных случая.

В первом случае предположим, что

$$2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \ll c_n n_1. \quad (9)$$

Из выражения (7) получаем

$$i_r(V) \approx qSd(V)N_t c_p \frac{n_i^2}{n_1} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \cdot \frac{2kT}{q(\phi_0 - V)} \approx \exp\left(\frac{qV}{kT}\right). \quad (10)$$

Во втором случае предположим, что

$$2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \gg c_n n_1. \quad (11)$$

Тогда выражение (7) примет вид

$$i_r(V) \approx qSd(V)N_t n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \frac{2kT}{q(\phi_0 - V)} \approx \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right). \quad (12)$$

Изменение вида ВАХ связано с процессом перезарядки глубокого уровня. Формулы (10) и (12) позволяют вычислить параметры глубокого уровня. Однако для проведения анализа ВАХ удобнее ввести другую физическую величину - приведенный темп рекомбинации  $R_{np}$ , которая определяется как

$$R_{np}(V) = \frac{i_r(V)}{qSd(V)n_i \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right]} \frac{q(\phi_0 - V)}{2kT}, \quad (13)$$

где  $i_r$  - ток, протекающий через  $p$ - $n$ -переход.

С учетом (7) и (13)  $R_{np}(V)$  можно выразить через параметры глубоких центров:

$$R_{np}(V) = \frac{c_n c_p n_i N_t \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) + 1 \right]}{2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) + n_i c_n + p_i c_p}. \quad (14)$$

В первом случае (участок 1, рис. 1) имеем

$$R_{np} = \text{const} \cdot \exp(qV / 2kT),$$

а во втором (участок 2, рис. 1) -

$$R_{np} = R_{np}^{\max} = \sqrt{c_n c_p} N_t / 2. \quad (15)$$

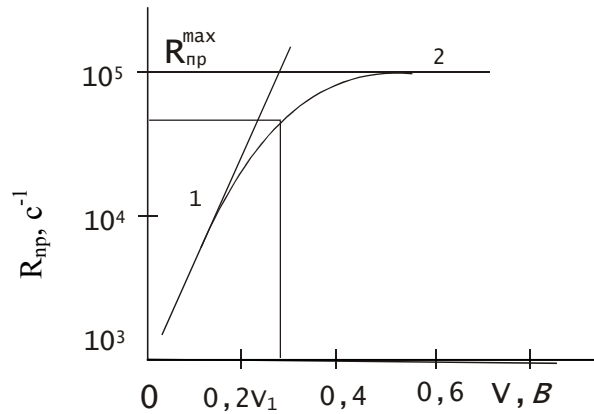


Рис.1

При рассмотрении напряжения  $V_1$ , при котором выполняется условие  $R_{np} = R_{np}^{\max} / 2$ , имеем  $c_n n_i + c_p p_i = 2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp(qV_1 / 2kT)$ . Положение ГЦ в запрещенной зоне можно рассчитать из трансцендентного уравнения

$$c_n N_c \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) = 2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qV_1}{2kT}\right) - c_p N_v \exp\left[-\frac{(E_g - E_t)}{kT}\right]. \quad (16)$$

Учитывая, что для большинства кремниевых p-n-переходов  $E_t$  лежит в диапазоне от 0,4 до 0,8 эВ, при расчете  $E_t$  из (16) воспользуемся методом итераций, подставив в правую часть (16) в качестве начального приближения значение

$$E_t = \frac{(E_g - qV_1)}{2} + \delta, \quad \delta = \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{1}{4} \frac{c_n N_c}{c_p N_v}\right). \quad (17)$$

Однако в ОПЗ часто имеется несколько глубоких урвней, и процессы рекомбинации через них протекают параллельно. Поэтому соответствующие каждому глубокому центру рекомбинационные токи складываются в общий ток по принципу суперпозиции. Следовательно, реальная зависимость  $R_{np} = f(V)$  представляет собой сумму нескольких “полочек”.

Алгоритм разделения на составляющие экспериментальной кривой опирается на условие (15) и состоит в следующем.

1) измеряется ВАХ прямосмещенного р-п - перехода при напряжениях, меньших  $\phi_0$  (точек должно быть достаточно много). Для каждой точки находится  $R_{np}$  по (13). Величины  $d(V)$  и  $\phi_0$  определяются из емкостных измерений;

2) полученная зависимость  $\ln R_{np}(V)$  методом графического разделения раскладывается на составляющие. Каждая составляющая ее полочка, согласно (15), на начальном участке должна иметь наклон, соответствующий  $q/2kT$ , а на конечном участке она равна постоянной величине;

3) для каждой найденной полочки находим  $V_1$  так, чтобы  $R_{np}(V_1) = R_{np}^{max} / 2$ , и оцениваем энергию активации соответствующего глубокого центра по итерационной формуле (16). Можно также оценить энергию активации ГЦ согласно (17), пренебрегая величиной  $\delta$ . Систематическая ошибка, связанная с пренебрежением  $\delta$ , определяется отношением коэффициентов захвата  $c_n / c_p$  и составляет  $\approx 0,05$  эВ при  $T=300$  К;

4) если известно значение отношения коэффициентов захвата  $c_n / c_p$  (из других экспериментов или из расчета), то можно вычислить времена жизни в сильно легированных материалах п-типа  $\tau_{p0}$  и р-типа  $\tau_{n0}$  по формулам [4]

$$\tau_{p0} = (c_p N_t)^{-1} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{c_n}{c_p} (R_{np}^{max})^{-1}},$$

$$\tau_{n0} = (c_n N_t)^{-1} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{c_p}{c_n} (R_{np}^{max})^{-1}}.$$
(18)

Таким образом, не прибегая к температурным измерениям, можно приближенно найти параметры глубоких уровней из ВАХ и емкостных измерений.

Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ А-140-2.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Зи С.** Физика полупроводниковых приборов.- М.: Мир, 1984. - Т.1. - 455 с.
2. **Аут И., Генцов Д., Герман К.** Фотоэлектрические явления. – М.: Мир, 1980. –208 с.
3. **Kang Y.Q., Zheng J.H., Tan H.S., Ng S.C.** Applied Physics. - 1996. – V. А 63, N 1. - P. 37-43.
4. **Коварский В.А., Перельман Н.Ф., Авербух И.Ш.** Многоквантные процессы.- М.: Энергоатомиздат, 1985 . - 160 с.

ГИУА, ЗАО «Виасфер Технопарк». Материал поступил в редакцию  
10.02.2000.

**Գ.Հ. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Գ.Ա. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Ա.Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ**

**ԽՈՐՀ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐՈՎ P-N ԱՆՑՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ**

Հետազոտված է p-n անցումում վերամիավորման հոսանքը, որը պայմանավորված է տարածական լիցքի տիրույթում (SLS) խորը մակարդակի վրա հոսանքի լիցքակիրների չճառագայթող զավթումով: Գտնված է կիսափորձնական բանաձև, որը թույլ է տալիս որոշել խորը մակարդակների պարամետրերը SLS-ում:

**G.H. KIRAKOSSYAN, G.A. MAKARYAN, A.V. PETROSSYAN**

**INVESTIGATION OF THE P-N JUNCTION WITH  
DEEP LEVELS**

The recombination current of the p-n –junction associated with the non-radiative capture of carriers to deep level in space charge region(SCR) is studied. A semiempirical formula permitting to determine parameters of deep levels in SCR is found.