

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ДИОДЕ ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИМПЕДАНСА

С. В. Шпаковский, В. А. Филипена

## Введение

Время жизни носителей заряда (электронов и дырок) сильно зависит от концентрации примесей, дефектов структуры, а также от особенностей технологии получения и термообработки полупроводниковых материалов и во многом определяет возможности их использования для изготовления приборов.

Существуют различные стационарные и нестационарные методы измерения времени жизни носителей заряда в полупроводниках, которые имеют свои преимущества и недостатки [1–3]. Промышленности же необходимы экспрессные методики определения времени жизни неравновесных носителей заряда не только для полупроводниковых материалов, но и для готовых структур. Ниже развивается методика определения времени жизни носителей заряда для диодов на случай переменного электрического тока.

## Теория метода

Рассмотрим диод на прямой ветви вольт-амперной характеристики с плотностью тока  $J = J_0 + J_{ac}(t)$ , где  $J_0$  – постоянная составляющая плотности тока через  $pn$ -переход,  $J_{ac}(t)$  – переменная составляющая тока. Дырочный ток  $J_p \approx J - J_{gr}$  через  $p^+n$ -переход превалирует, так что согласно [4,5] имеем

$$J_p = \frac{qD_p p}{d} \frac{d}{L_p} \sqrt{1 + i\omega\tau_p} \operatorname{cth} \left( \frac{d}{L_p} \sqrt{1 + i\omega\tau_p} \right) \left[ \exp \left( \frac{q(U_0 + U_1 \exp(i\omega t))}{mk_B T} \right) - 1 \right], \quad (1)$$

где  $d$  – длина базы диода, т. е. области  $n$ -типа,  $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$  – диффузионная длина дырок,  $D_p$  – коэффициент диффузии дырок в  $n$ -области,  $p$  – концентрация неравновесных дырок на границе  $p^+n$ -перехода со стороны базы при прямом постоянном внешнем электрическом смещении  $U_0 > 0$  на диоде;  $\tau_p(U_0)$  – время жизни неравновесных дырок в базе;  $U = U_0 + U_1 \exp(i\omega t)$  – разность потенциалов на  $p^+n$ -переходе от внешнего источника;  $m$  – безразмерный параметр, учитывающий рекомбинацию электронов и дырок в области объемного заряда  $pn$ -перехода.

Исходя из выражения (1) находим изменение адмитанса диода  $Y = (dJ_p/dU)S$  на переменном токе из-за инжекции дырок из  $p^+$ -области в базу:  $Y = Y_0[(A \operatorname{sh} 2A + B \sin 2B) + i(B \operatorname{sh} 2A - A \sin 2B)]$ , где  $Y_0$  зависит от приложенного к  $p^+n$ -переходу постоянного электрического смещения  $U_0 > 0$  прямой полярности

$$A = \frac{d}{L_p} \sqrt{\frac{\sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2} + 1}{2}}; \quad B = \frac{d}{L_p} \sqrt{\frac{\sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2} - 1}{2}}. \quad (2)$$

Время жизни дырок  $\tau_p(J)$  в базовой области диода неявно выражается через тангенс угла рекомбинационных потерь:

$$\operatorname{tg} \delta_d = \frac{G(J) - G_1}{\omega [C(J) - C_1]} = \frac{\operatorname{Re} Y}{\operatorname{Im} Y} = \frac{A \operatorname{sh} 2A + B \sin 2B}{B \operatorname{sh} 2A - A \sin 2B}, \quad (3)$$

где  $G(J) - G_1$ ,  $C(J) - C_1$  – изменения действительной части проводимости  $G$  и емкости  $C$  диода, обусловленные стационарным потоком дырок в базу через  $pn$ -переход (по параллельной эквивалентной схеме);  $G_1$ ,  $C_1$  – проводимость и емкость диода на переменном токе (при  $J_0 = 0$ );  $\operatorname{Re} Y$ ,  $\operatorname{Im} Y$  – действительная и мнимая части изменения адмитанса диода при возбуждении постоянного тока.

Отметим, что из уравнения (3) при  $A = d(\omega/D_p)^{1/2} \ll 1$ ,  $B = d(\omega/D_p)^{1/2} \ll 1$ , т. е. формально по (2) при  $\tau_p \rightarrow \infty$  следует  $\operatorname{tg} \delta_d = 3D_p/d^2\omega$ . Таким образом, время жизни неосновных носителей заряда в базовой области диода из формулы (3) можно определить лишь когда  $\operatorname{tg} \delta_d > 3D_p/d^2\omega$ , где  $D_p \approx 12.3 \text{ см}^2/\text{с}$  в  $n\text{-Si}$  при комнатной температуре.

### Результаты расчета времени жизни

Измерения кремниевых диодов проводились при комнатной температуре на измерителе иммитанса Е7-12 (частота измерительного сигнала  $f = \omega/2\pi = 1 \text{ МГц}$ ; амплитуда  $U_1 = 25 \text{ мВ}$ ). Напряжение обратного смещения  $U_0$  от 0 до  $-12 \text{ В}$ , постоянный прямой ток через диод изменялся  $J_0S = 0 - 12 \text{ мА}$ .

Из результатов измерений импеданса  $Z = 1/Y$ , где  $Y = G + i\omega C$  и численного решения (3) с учетом (2) найдены времена жизни дырок в базе диода #2 с плавным  $pn$ -переходом. При изменении плотности прямого тока  $J$  от 10 до  $100 \text{ мА/см}^2$  наблюдалось уменьшение времени жизни дырок  $\tau_p$  в области  $n$ -типа от  $2.2 \cdot 10^{-7}$  до  $6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ . На рис. 1 приведена зависимость времени жизни неосновных носителей заряда в

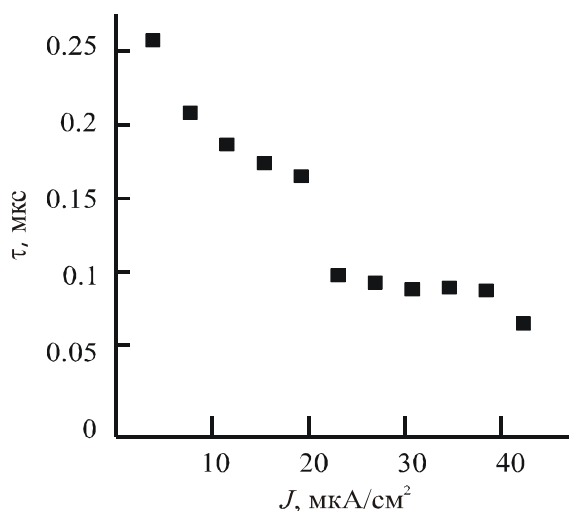


Рис. 1. Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от плотности переменного тока для диода с плавным  $pn$ -переходом

базовой области диода от плотности тока (результаты усредненные по трем образцам).

### Заключение

Разработана методика определения времени жизни электронно-дырочной пары в двойном электрическом слое  $pn$ -перехода неосновных носителей заряда в базовой области диода при прямом смещении. Выполнена ее апробация на кремниевых диодах с плавным  $pn$ -переходом, изготовленных промышленным способом.

### Литература

1. Батавин В. В., Концевой Ю. А., Федорович Ю. В.. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур М.: Радио и связь, 1985
2. Павлов Л. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов М.: Высш. шк, 1987.
3. Воробьев Ю. В., Добровольский В. Н., Стриха В. И. Методы исследования полупроводников Киев: Выща школа, 1988.
4. Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых проборов. М.: Наука, 1965.
5. Линч П., Николайдес А. Задачи по физической электронике. М.: Мир, 1975.

## ОБОБЩЕННАЯ ТЕОРЕМА ЭРЕНФЕСТА В ПЯТИМЕРНОЙ ПРОЕКТИВНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Е. А. Вылегжанин

В работе [1] исследовано обобщение теоремы Эренфеста на метрику общей теории относительности. Основной идеей является удовлетворение ожидаемых значений операторов положения частицы уравнениям Папапетру [3], описывающим движение пробной частицы со спином в слабом гравитационном поле. Предлагается попытка такого обобщения для одной из многомерных полевых теорий.

Пятимерная проективная теория поля [4] вводит дополнительное скалярное поле  $\sigma$ . В уравнения теории входит свободная функция  $\eta(\sigma)$ , определяющая инертную массу частицы  $m$ . Далее исследуется частный случай  $\eta = \sigma^{-1}$ , что дает для инертной массы