

УДК 621.383

АНАЛИЗ НЕОДНОРОДНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ, ОБЛУЧЕННЫХ ПРОТОНАМИ

О. Г. Кошелев, В. А. Морозова, Г. М. Григорьева^{*)}, К. Н. Звягина^{*)},
А. В. Спасский

(кафедра физики полупроводников; НИИЯФ)

Спектральные зависимости фототока кремниевых фотопреобразователей, облученных протонами со средней энергией 1.6 МэВ, измерены компенсационным электрическим методом в диапазоне энергий фотонов 1.1–1.6 эВ. Показано, что с большой точностью (1 ÷ 2%) измеренные спектры согласуются со спектрами, рассчитанными с учетом неоднородности дефектного слоя, созданного протонами. Использованный метод расчета позволяет определить толщину дефектного слоя, среднее время жизни неосновных носителей заряда в этом слое, а также получить информацию о характере распределения дефектов в нем.

Введение

Одним из основных параметров, определяющих эффективность фотопреобразователей, является диффузионная длина L неосновных носителей заряда в базовой области. Время жизни неосновных носителей заряда τ связано с L соотношением $L^2 = D\tau$, где D — коэффициент диффузии неосновных носителей заряда. Для определения L широко используют измерения зависимости тока короткого замыкания I от длины волны λ падающего света в области края собственного поглощения. На основании таких измерений определяют спектральную зависимость коэффициента собирания Q из соотношения $Q(\lambda) = I(\lambda)/[qP(\lambda)]$, где q — заряд электрона, P — количество квантов света, падающих на фотопреобразователь за 1 с. Используя известное выражение для $Q(\lambda)$ [1], полученное для однородной базы, подбирают значения L так, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментом.

Однако в ряде случаев диффузионная длина зависит от расстояния до p - n -перехода. Например, такая зависимость возникает при освещении Солнцем, поскольку значения L зависят от уровня инжекции [2]. Она возникает также из-за дефектов, образующихся в процессе формирования p - n -перехода [3] и при облучении протонами малых энергий. Протоны с энергиями до 3 МэВ создают дефектный слой толщиной менее 80 мкм [4], тогда как толщина базы кремниевых фотопреобразователей составляет обычно 200–300 мкм. Меняя энергию протонов, можно изменять толщину дефектного слоя, а меняя дозу облучения, можно варьировать значения L в этом слое. Поэтому фотопреобразователи, облученные протонами малых энергий, являются удобным модельным объектом для исследования влияния перечисленных выше неоднородностей на $Q(\lambda)$.

В работе [5] были исследованы зависимости Q от λ для кремниевых n^+ - p - p^+ фотопреоб-

разователей, облученных протонами с энергиями 185–545 кэВ, что соответствует толщинам дефектного слоя примерно равным 1.3–5.0 мкм. При анализе результатов авторы предложили рассматривать базу как структуру, состоящую из двух однородных слоев, соответствующих облученной и необлученной частям базы. Были получены аналитические формулы для зависимостей $Q(\lambda)$ и эффективной (усредненной по всей базе) диффузионной длины $L_{\text{eff}}(\lambda)$. При этом авторы полагали, что влияние тыльной стороны фотопреобразователей на $Q(\lambda)$ отсутствует (т.е. толщина базы бесконечна). Однако сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей $Q(\lambda)$ было приведено только для одного фотопреобразователя, а расхождение между ними превышало 10%. В работе [3] были исследованы зависимости $Q(\lambda)$ для фотопреобразователей, облученных протонами с энергиями 0.3 и 20 МэВ. При тех же предположениях, что и в работе [5], авторы получили несколько иную зависимость $Q(\lambda)$ и такую же зависимость $L_{\text{eff}}(\lambda)$. Было показано, что по зависимости $L_{\text{eff}}(\lambda)$ можно обнаруживать неоднородности распределения дефектов в базовой области. В работах [3, 5] не были определены толщины дефектных слоев и значения средних τ в этих слоях.

Очевидно, что для более детального анализа неоднородностей следует рассматривать базу как многослойную структуру. Это позволяет, в частности, учесть влияние тыльной стороны фотопреобразователя на зависимость $Q(\lambda)$. В работе [6] предполагалось, что база фотопреобразователей, облученных протонами с энергиями 0.1–3 МэВ, состоит из 50 слоев. Значения L авторы определяли из измерений абсолютных значений фототока и интенсивности белого света, поэтому зависимости $Q(\lambda)$ в работе отсутствуют.

Настоящая работа посвящена исследованиям экспериментальных спектров $I(\lambda)$ кремниевых фото-

^{*)} Научно-производственное объединение «Квант».

преобразователей $n^+ - p - p^+$ типа, облученных различными дозами протонов со средней энергией 1.6 МэВ, и их сопоставлению с расчетными спектрами, основанными на представлении базы как многослойной структуры. Цель работы — показать возможность определения толщины дефектного слоя и усредненного по этому слою значения τ , а также попытаться определить зависимость τ от расстояния до $n^+ - p$ -перехода.

Методика эксперимента

Исследования проводились на трех стандартных кремниевых фотопреобразователях с $n^+ - p - p^+$ структурой в интервале энергий фотонов $h\nu = 1.1 - 1.6$ эВ. Исходные образцы толщиной $d = 200$ мкм имели одинаковые зависимости $Q(\lambda)$ в пределах точности измерений ($1 \div 2\%$). Толщина n^+ -слоя составляла около 0.5 мкм, а удельное сопротивление базы 10 Ом · см.

Облучение двух образцов производилось протонами в воздухе со стороны $n^+ - p$ -перехода. Для этого использовались протоны, ускоренные в 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ до 7.5 МэВ. Протоны из ускорителя выводились на воздух через алюминиевое окно толщиной 50 мкм и попадали в цилиндр Фарадея диаметром 29 мм, на дне которого располагались облучаемые образцы. Для снижения средней энергии протонов, падавших на образец, до 1.6 МэВ, перед цилиндром Фарадея дополнительно устанавливалась алюминиевая фольга толщиной 260 мкм. При этом длина остаточного пробега протонов в кремнии $l_{пр}$ составляла в среднем около 34 мкм [4]. Дозы облучения определялись по величине заряда, собранного в цилиндре Фарадея и измеренного интегратором тока с точностью около 10%. Они составляли примерно $2.6 \cdot 10^{10}$ и $2.0 \cdot 10^{11}$ прот/см² для 1-го и 2-го образца, соответственно. Мощность, выделяемая на образце при облучении, составляла менее 2 мВт/см².

Для измерения спектров $I(\lambda)$ использовался монохроматор ИКС-21 с лампой накаливания 170 Вт в качестве источника света. Луч модулировался механическим прерывателем. Переменная составляющая тока короткого замыкания измерялась методом, основанным на ее компенсации внешним источником тока [7]. Такой метод позволяет исключить ошибки, связанные с падением напряжения на базовой области и на сопротивлении растекания, а также с шунтирующим действием неосвещаемых областей фотопреобразователя. В каждом опыте поочередно измерялись спектры фототока исследуемого (облученного) $I(\lambda)$ и эталонного (необлученного) $I_{et}(\lambda)$ образцов. Для сопоставления с данными расчетов использовались нормированные спектры фототока $Y^e(\lambda) = I(\lambda)/I_{et}(\lambda) = Q(\lambda)/Q_{et}(\lambda)$. Это позволяло исключить систематические ошибки, связанные с неточностью калибровки спектра интенсивности лампы и со спектральной зависимостью коэффи-

циента отражения просветляющего покрытия. При этом снижались также ошибки, связанные с неоднозначностью в определении коэффициентов поглощения света α в длинноволновой области.

Основные соотношения

Коэффициент собирания кремниевых фотопреобразователей $n^+ - p - p^+$ типа состоит из трех слагаемых, соответствующих нейтральной части базы Q_b , области пространственного заряда Q_{ch} и n^+ -слою Q_{n^+} . Простые выражения для Q_{ch} и Q_{n^+} в случае слабо поглощаемого света приведены в работе [3]. В области $h\nu \leq 1.6$ эВ наибольший вклад в Q вносит составляющая Q_b ; она определяется диффузией неосновных носителей из базы к $p - n$ -переходу и имеет вид [1]

$$Q_b = G_0^{-1} D dN/dx |_{x=d_1}, \quad (1)$$

где G_0 — поток квантов света, падающих на образец; N — концентрация неосновных носителей в базе; x — координата в направлении, перпендикулярном $n^+ - p$ -переходу; $x = 0$ соответствует внешней поверхности n^+ -слоя, а $x = d_1$ — границе между нейтральной и заряженной частями базы (см. вставку на рис. 1).

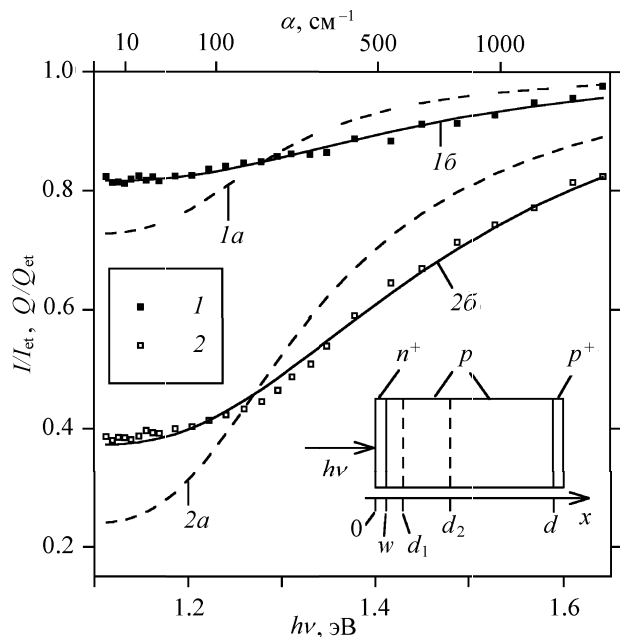


Рис. 1. Отношения экспериментальных спектров токов короткого замыкания облученных образцов 1 и 2 к спектру необлученного образца I/I_{et} (точки 1, 2) и отношения аппроксимационных спектров коэффициентов собирания Q/Q_{et} тех же образцов. Спектры $Q(h\nu)$ вычислены при подборе одного параметра τ_1 (кривые 1a, 2a) и при подборе двух параметров: d_2 и τ_2 (кривые 1b, 2b). По верхней оси x отложены значения коэффициента поглощения α при нескольких значениях $h\nu$. На вставке приведена схема фотопреобразователя

Чтобы учесть отражение света и не ограничиваться случаем слабого поглощения, в настоящей работе использовалось следующее выражение для Q_{ch} :

$$Q_{ch} = (1 - R_1)[\exp(-\alpha w) - \exp(-\alpha d_1)], \quad (2)$$

где R_1 — коэффициент отражения от n^+ -слоя, а w — толщина n^+ -слоя. Вклад Q_{n^+} в Q не учитывался, поскольку в области $h\nu = 1.1-1.6$ эВ он составлял менее 1%. Для расчета зависимостей $N(x)$ в нейтральной части базы использовалось обычное уравнение

$$D \frac{d^2 N}{dx^2} - \frac{N}{\tau} + g = 0 \quad (3)$$

с граничными условиями $N = 0$ при $x = d_1$ и $D dN/dx = -SN$ при $x = d$. Здесь g и S — скорости генерации светом неосновных носителей в объеме базы и их поверхностной рекомбинации на тыльной стороне фотопреобразователя соответственно. Зависимость $g(x)$ можно представить в виде

$$g(x) = G_0 \alpha \frac{(1 - R_1) [\exp(-\alpha x) + R_2 \exp(-2\alpha d + \alpha x)]}{1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha d)}, \quad (4)$$

где R_2 — коэффициент отражения от тыльной стороны фотопреобразователя. При $\alpha(h\nu) > 10$ см⁻¹ использовалась зависимость α от $h\nu$ в виде $\alpha(h\nu) = \chi(h\nu - E_g)^2$, где E_g — ширина запрещенной зоны. При 300 К для кремния $\chi = 5100$ см⁻¹эВ⁻², $E_g = 1.09$ эВ [1]. В длинноволновой области, где $\alpha(h\nu) < 10$ см⁻¹, использовались значения α , полученные в [8].

Для учета зависимости $\tau(x)$ уравнение (3) решалось численно (с двойной точностью) методом алгебраической прогонки [9]. При этом база рассматривалась состоящей из ряда однородных слоев толщиной много меньше L и α^{-1} (обычно их число составляло 1700, при уменьшении числа слоев в 2 раза значения $Q(\lambda)$ в рассматриваемом спектральном диапазоне менялись не более чем на 0.03%).

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены нормированные значения фототоков $Y^e(\lambda) = I(\lambda)/I_{et}(\lambda)$ для образцов, облученных разными дозами протонов (точки 1 и 2 соответственно). Штриховые и сплошные кривые на рис. 1 — аппроксимационные, соответствующие зависимостям $Y^a(\lambda) = Q(\lambda)/Q_{et}(\lambda)$. Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $R_1 = 0.1$; $R_2 = 0.3$; $S = 100$ см/с; $D = 20$ см²/с; $d = 200$ мкм; $w = 0.5$ мкм; $(d_1 - w) = 1.04$ мкм. Зависимости $Q_{et}(h\nu)$, соответствующие эталонному образцу, вычислялись при $\tau_0 = 30$ мкс. Для кривых 1а, 2а зависимости $Q(h\nu)$ вычислялись путем подбора одного параметра — времени жизни неосновных носителей τ_1 , усредненного по толщине базы. Для кривых 1б, 2б зависимости $Q(h\nu)$ рассчитывались путем подбора двух параметров — толщины дефектного слоя d_2 и времени жизни неосновных носителей τ_2 , усредненного по толщине этого слоя. Параметры выбирались из условия равенства нулю суммы относительных отклонений точек Y_i^a относительно Y_i^e

$$\sum \varepsilon_i = 0, \quad (5)$$

где индексы i соответствуют частотам света, на которых проводились измерения: $i = 0, \dots, M$; $Y_i^{a,e} = Y^{a,e}(h\nu_i)$;

$$\varepsilon_i = \left(\frac{Y_i^a - Y_i^e}{Y_i^a + Y_i^e} \right) \frac{\Delta\nu_i}{\nu_M - \nu_0}, \quad (6)$$

$\Delta\nu_0 = 2(\nu_1 - \nu_0)$, $\Delta\nu_M = 2(\nu_M - \nu_{M-1})$, $\Delta\nu_i = \nu_{i+1} - \nu_{i-1}$ при остальных значениях i , $(\nu_M - \nu_0)$ — диапазон частот измерений. Второй множитель в (6) соответствует нормировке на спектральный интервал между точками измерений. Значение среднеарифметического расхождения δ между измеренной и аппроксимационной кривыми на частотах ν_i вычислялось по формуле

$$\delta = \sum_i |\varepsilon_i|. \quad (7)$$

Значение δ связано со среднеквадратичной ошибкой σ_m формулой Питерса: $\sigma_m \cong 1.25\delta(M-1)^{-0.5}$, где M — число измерений [10]. Для приведенных нами экспериментальных данных $\sigma_m \cong 0.23\delta$.

Полученные таким образом значения параметров аппроксимационных кривых приведены в таблице. На рис. 1 и из таблицы видно, что значения δ , соответствующие $\tau(x) = \tau_1$, возрастают с увеличением дозы облучения от 4.7 до 16% (при $h\nu = 1.1$ эВ расхождение составляет примерно 15 и 170%) для образцов 1 и 2 соответственно. При $h\nu > 1.28$ эВ кривые 1а, 2а располагаются выше экспериментальных точек, а при меньших энергиях квантов — ниже. По-видимому, это связано с тем, что при больших энергиях квантов генерация неосновных носителей происходит главным образом вблизи $p-n$ -перехода, где $\tau_2 < \tau_1$, а при малых энергиях квантов она происходит и в необлученной части базы, где $\tau_0 > \tau_1$. Таким образом, при использовании модели с однородной базой расчетные зависимости $Q(h\nu)$ отличаются от экспериментальных на величины, существенно превосходящие ошибки измерений.

В случае когда τ в базе облученного образца аппроксимируется двумя значениями ($\tau = \tau_2$ при $d_1 < x \leq d_2$ и $\tau = \tau_0$ при $d_2 < x \leq d$), расхождение расчетных спектров с экспериментальными снижается в среднем в 8 раз для образца 1 и в 9 раз для образца 2. Полученные значения τ_2 на 20 ÷ 30% отличаются от значений времен жизни неосновных носителей в дефектном слое базы, вычисленных по дозе облучения (1.1 и 0.15 мкс для образцов 1 и 2 соответственно при коэффициенте повреждения, равном $1.8 \cdot 10^{-6}$ прот⁻¹ [2]). Из таблицы видно, что значения d_2 для образцов 1, 2 превышают среднюю длину пробега протонов ($l_{pr} \approx 34$ мкм) на 15 и 10% соответственно. Такое расхождение может быть связано с некоторой систематической ошибкой или с тем, что значение τ_2 в дефектном слое считалось постоянным.

Параметры аппроксимационных кривых

№ обр.	Для однородной нейтральной части базы ($d_1 \leq x \leq d$) штриховые кривые 1а, 2а			Для однородного дефектного слоя ($d_1 \leq x \leq d_2$) сплошные кривые 1б, 2б				Для неоднородного дефектного слоя ($d_1 \leq x \leq d_2, A = 1$)			
	τ_1 , мкс	L_1 , мкм	δ_1 , %	d_2 , мкм	τ_2 , мкс	L_2 , мкм	δ_2 , %	d_2 , мкм	$\tau_3(d_1)$, мкс	$\langle \tau_3 \rangle$, мкс	δ_3 , %
1	11.3	150	4.7	39.0	1.4	53	0.59	36.0	1.9	1.29	0.58
2	0.7	37	16	37.5	0.19	19	1.8	33.5	0.24	0.16	1.7

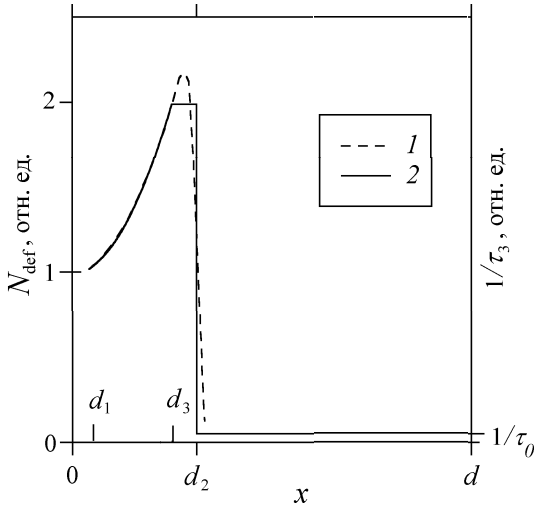


Рис. 2. Зависимости концентрации дефектов N_{def} , введенных протонами (штриховая кривая 1) [2], и величины τ_3^{-1} (сплошная кривая 2) от расстояния x до поверхности, облученной протонами. Зависимость $\tau_3^{-1}(x)$ вычислена по формуле (8) при $A = 1$

Известно, что при облучении кремния протонами с энергией менее 4 МэВ дефекты образуются неравномерно по длине их пробега. На рис. 2 приведена типичная зависимость концентрации этих дефектов N_{def} от расстояния до $p-n$ -перехода (кривая 1), взятая из работы [2]. Естественно предположить, что с учетом реальной зависимости τ от x в дефектном слое (обозначим ее как $\tau_3(x)$) удастся точнее определить значение d_2 . Принимая во внимание формулу кривой 1 на рис. 2, мы использовали следующую зависимость для $\tau_3(x)$:

$$\tau_3^{-1}(x) = B\tau_3^{-1}(d_1) + \tau_0^{-1}, \quad (8)$$

где $B = 1 + A(x/d_3)^2$, $1 + A$ и 1 при $d_1 < x \leq d_3$, $d_3 < x \leq d_2$ и $d_2 < x \leq d$ соответственно; $d_3 = 0.8d_2$; $\tau_3(d_1)$ характеризует вклад протонов в значение τ при $x = d_1$; A — параметр, определяющий неоднородность распределения дефектов по толщине облученного слоя. Соответствующая формуле (8) зависимость $\tau_3^{-1}(x)$ при $A = 1$ показана на рис. 2 (кривая 2). Параметры аппроксимационных спектров при такой зависимости $\tau_3^{-1}(x)$ приведены в таблице, где $\langle \tau_3 \rangle^{-1}$ — среднее значение $\tau_3^{-1}(x)$ в области $d_1 < x \leq d_2$. Из таблицы видно, что учет неоднородности дефектного слоя практически не изменяет отклонения δ аппроксимационных спектров от экс-

периментальных, однако значения d_2 гораздо лучше согласуются со средним значением длины пробега протонов. Расхождение между l_{pr} и d_2 снижается от 15 и 10% (для модели однородного дефектного слоя) до 6 и 1.5% (для модели неоднородного дефектного слоя) у образцов 1 и 2, соответственно. Учет неоднородности приводит также к улучшению согласия между средним временем жизни в дефектном слое и временем жизни, определенным по дозе облучения.

Заключение

Таким образом, в работе проведено сопоставление экспериментальных спектров фототока кремниевых фотопреобразователей $n^+ - p - p^+$ типа, облученных протонами, со спектрами, вычисленными методом прогонки при различных зависимостях τ в базе от расстояния до $n^+ - p$ -перехода. Показано, что согласие измеренных спектров с расчетными улучшается почти на порядок при использовании модели с дефектным слоем по сравнению с моделью однородной базы. В модели с однородным дефектным слоем определяемая толщина дефектного слоя для исследованных образцов отличается от длины пробега протонов в кремнии на 10–15%. Учет неоднородности дефектных слоев практически не изменяет расчетные спектры, а определяемая в этом случае толщина дефектного слоя заметно лучше согласуется с длиной пробега протонов (отличие на 1.5–6%). При этом достигается согласие между средним временем жизни неосновных носителей заряда в дефектных слоях (определено по спектрам фототока) и временем жизни, рассчитанным по дозе облучения (отличие на 20 ÷ 30%).

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Интеграция» (грант 290/02ИС).

Литература

1. Васильев А.М., Ландсман А.П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М., 1971.
2. Крейнин Л.Б., Григорьева Г.М. ВИНТИ. Сб.: Итоги науки и техники. Сер. «Исследование космического пространства». М., 1979. Т. 13. С. 1.
3. Виноградова Е.Б., Головнер Т.М., Городецкий С.М., Григорьева Г.М. и др. // Гелиотехника. 1978. № 1. С. 13.
4. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев, 1975.

5. Wysocki J.J., Rappoport P., Davison E., Loferski J.J. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1966. **13**, N 4. P. 420.
6. Crowther D.L., Lodi E.A., DePanger J., Andrew A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. **13**, N 5. P. 37.
7. Кошелев О.Г., Морозова В.А., Баринова Э.Ю., Григорьева Г.М. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. **34**, № 4. С. 87 (Moscow University Phys. Bull. 1993. **48**, N 4. P. 80).
8. Морозова В.А., Кошелев О.Г., Остробородова В.В. // Вестник Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. **31**, № 4. С. 92 (Moscow University Phys. Bull. 1990. **45**, N 4. P. 102).
9. Калиткин Н.Н. Численные методы. М., 1978.
10. Сквайрс Дж. Практическая физика. М., 1971 (перевод книги: Squires G.L. Practical Physics. London, 1968).

Поступила в редакцию
15.03.04