эффициенте активности [14]. В соответствии с [15] коэффициенты активности γ_A связаны с параметром ближнего порядка α_1 следующим образом:

$$\ln \gamma_A = \frac{C_1}{2} \ln \left(1 + \frac{c_B}{c_A} \alpha_1 \right). \tag{6}$$

Оценки, проведенные с помощью соотношения (6), показали, что в твердых растворах Al—Cu значение α_1 отрицательно. Это качественно согласуется с результатами нашего исследования. Однако применение метода ДРРЛ, проведенное в данной работе, позволило кроме этого выявить факт трансформации ближнего порядка в зоны Гинье—Престона, происшедшей в результате вылеживания сплава при комнатной температуре.

Таким образом, в работе установлено, что в разбавленных твердых растворах Al—Cu сразу после сплавления существует неоднородный ближний порядок в расположении атомов компонент. Вылеживание сплава при комнатной температуре приводит к весьма сильным изменениям интенсивности ДРРЛ, проявляющимся в исчезновении диффузного максимума, связанного с ближним порядком, и появлению картины рассеяния, характерной для сплавов с зонами Гинье—Престона I.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Хансен М., Андерко К. Структура двойных сплавов. М., 1962. [2] Мондольфо Л. Ф. Структура и свойства алюминиевых сплавов. М., 1979. [3] Капаdi T., Sakakibara A.//Phys. Stat. Solidi (a). 1989. 114, N 4. P. K17. [4] Каnadi T., Sakakibara A.//Phys. Stat. Solidi (a). 1990. 117, N 2. P. K97. [5] Muller P., Schofeld B.//Acta Metallurg. 1989. 37, N 8. P. 2125. [6] Бекренев А. Н., Миркин Л. И. Малоугловая рентгенография деформации и разрушения материала. М., 1991. [7] Dlubek G., Krause R., Wendrock G.//Acta Univ. Wratisl. Mat., fis., astron. 1989. 46. P. 96. [8] Багаряцкий Ю. А.//ДАН СССР. 1951. 77. С. 261. [9] Гинье А. Неоднородные металлические твердые растворы. М., 1962. [10] Захарова М. И. Атомно-кристаллическая структура и свойства металлов и сплавов. М., 1972. [11] Иверонова В. И., Кацнельсон А. А. Ближний порядок в твердых растворах. М., 1977. [112] Силонов В. И., Салех Хамами// ФММ. 1990. № 4. С. 124. [13] Кацнельсон А. А., Крисько О. В., Силонов В. М., Скоробогатова Т. В. Учет эффектов смешения атомов в диффузном рассеннии поликристаллическими ГЦК и ОЦК сплавами. Деп. ВИНИТИ № 4751. М., 1983. [14] Наltgren R., Desai P., Наwkins P. et al. Selected Values of the Thermodynamic Properties of Binary Alloys. ASFM. Ohio, 1973. [15] Василье в Г., Кацнельсон А. А., Силонов В. М.//ФММ. 1978. 45. С. 584.

Поступила в редакцию 30.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

УДК 621.382

ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ, ОБЛУЧЕННЫХ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

О. Г. Кошелев, В. А. Морозова, Э. Ю. Баринова, Г. М. Григорьева, Е. М. Ткачева (кафедра физики полупроводников)

Предложен новый модуляционный метод определения малых времен жизни (≈10-⁸ с) неравновссных носителей заряда в базе фотопреобразователей. Метод основан на компенсации переменного фототока дополнительным источником. Приведены результаты исследований фотопреобразователей из монокристаллического кремния, облученных интегральным потоком электронов (до 10¹⁶ см⁻²) с энергией 1 мэВ.

Введение

Проблема повышения срока службы кремниевых солнечных фотопреобразователей (ФП), являющихся основным источником энергопитания на космических аппаратах, продолжает оставаться важнейшей для разработчиков и потребителей. Особенно остро стоит проблема долгосрочного прогнозирования поведения ФП на разных орбитах Земли в условиях воздействия космических излучений. В этой связи важной задачей для таких ФП является измерение малых времен жизни (т) неравновесных носителей заряда (ННЗ) в базовой области — параметра, определяющего в первую очередь КПД и наиболее чувствительного к воздействию радиации.

Для определения т в структурах с p-n переходами широко используются различные методы, основанные на инжекции HHЗ током [1]. Однако, как известно, значения т могут зависеть от уровня инжекции и, следовательно, от характера распределения HHЗ по толщине базы. Поэтому для ФП желательно использовать методы, основанные на инжекции светом, интенсивность и спектральный состав которого близки к солнечному. Обычно ФП освещают со стороны p-n перехода двумя источниками света: имитатором Солнца, создающим необходимую освещенность, и слабым зондирующим источником, модулированным по интенсивности и перестраиваемым по длине волны [2]. При этом измеряют спектральную зависимость коэффициента собирания (Q), который по определению равен

$$Q = \frac{I}{|A|(1-R)|P\lambda},$$
(1)

где P — интенсивность падающего на $\Phi\Pi$ света зондирующего источника, λ , R — его длина волны и коэффициент отражения от $\Phi\Pi$, I — фототок в режиме короткого замыкания, соответствующий этому свету, A — численный коэффициент. Если I, P, λ выражены в мкА, мВт и мкм соответственно, то A = 806. Коэффициент Q непосредственно связан с диффузионной длиной (L) неосновных носителей заряда в базе $\Phi\Pi$. В частном случае, когда практически весь свет, вошедший в $\Phi\Pi$, поглощается в базе и ее толщина много больше L, а движение HH3 определяется только их диффузией,

$$Q = \alpha L / (1 + \alpha L), \tag{2}$$

где а — коэффициент поглощения модулированного света при данной λ . Для более общих случаев соответствующие формулы приведены в работе [3]. Таким образом, на основании измерений $Q(\lambda)$ можно определить L, а затем и τ по формуле $\tau = L^2/D$, где D — коэффициент диффузии неосновных носителей заряда в базе.

Если освещение производить сфокусированным лучом, сканирующим поверхность p-n перехода, то можно определить степень одно родности ФП, что является дополнительным важным преимуществом данного метода по сравнению с методами, основанными на инжекции током.

Недостатком рассматриваемого метода является низкая чувствительность при малых т, характерных для облученных ФП. Например, для ФП из кремния n^+-p типа с $\tau=1$ мкс при освещении от стандартного монохроматора с $\lambda=1,1$ мкм $I \leq 10^{-7}$ А. Поскольку при освещенности, соответствующей Солнцу, для таких ФП дифференциальное сопротивление (r_i) обычно не превышает 1 Ом, то для создания в цепи режима тока короткого замыкания нагрузочное сопротивление ФП должно быть не более 0,1 Ом. При этом падение напряжения на нем не более 10^{-8} В, что практически трудно измерить. Для облученных ФП значения τ могут быть существенно меньше 1 мкс, что еще более усложняет измерение τ .

Цель настоящей работы — разработка нового метода определения малых значений т (≤1 мкс) и его применение для исследования ФП из монокристаллического кремния, облученных электронами.

Методика

Основная особенность разработанной методики состоит в том, что переменный фототок, возникающий при освещении $\Phi\Pi$ модулированным по интенсивности светом, компенсируют с помощью внешнего источника, подключенного к $\Phi\Pi$ через дополнительный резистор. При этом наличие компенсации определяют по отсутствию переменного напряжения на $\Phi\Pi$, а значение *I* находят из величины переменного напряжения на этом резисторе. Благодаря компенсации сопротивление нагрузки $\Phi\Pi$ по переменному току можно существенно увеличить. Все это обеспечивает увеличение измеряемого сигнала на несколько порядков и позволяет повысить чувствительность, а также расширить диапазон измеряемых значений фотоэлектрических параметров $\Phi\Pi$.

Блок-схема установки показана на рис. 1. Источником света с регулируемой длиной волны служит либо блок 1, представляющий спект-



Рис. 1

рометр типа ИКС-21, в котором глобар заменен кинолампой мощностью 170 Вт, либо лазер 2 типа ЛГН-113 или ЛГ-126. Модуляция интенсивности производится с частотой 70-1000 Гц вращающимся диском 3 с прорезями. В качестве источника постоянной подсветки 4 (имитатор Солнца) используются арсенид-галлиевые светодиоды типа АЛ-107Б, создающие освещенность ФП $\sim 0,1$ Вт/см². Возникающую на исследуемом ФП 5 переменную фотоэдс измеряют вольтметром селективного усилителя 9 типа У2-8, настроенного на частоту модуляции света. Далее это напряжение постепенно уменьшают путем подачи компенсирующего напряжения на информационный вывод ФП в точку «а». Подачу компенсирующего напряжения осуществляют с выхода регулятора амплитуды и фазы 13 через резистор 8, сопротивле-

ние которого (rc) составляло 10²—10⁵ Ом. В качестве датчика компенсирующего напряжения служит оптронная пара 15. Амплитудная модуляция этого напряжения осуществляется тем же модулятором 3. Компенсирующее напряжение предварительно усиливается усилителем 14 типа У2-8. Компенсация фотоэдс производится с помощью соответствующих переменных резисторов регулятора 13 до тех пор, пока показания вольтметра 9 не станут минимальными. Более точная компенсация осуществляется по показаниям измерителя 10, подключаемого к вы-ходу синхронного детектора 11 типа СД-1. В условиях компенсации потенциал точки «а» по переменной составляющей (без учета шумов) равен нулю. При этом ток через резистор 8 равен I, а показания вольтметра 12 (U_c) соответствуют напряжению на этом резисторе, т. е. I= =U_c/r_c. По постоянной составляющей цепь ФП замыкается через его нагрузочное сопротивление 6 и катушку индуктивности 7. Эта цепь не оказывает шунтирующего влияния на цепь по переменной составляющей, поскольку сопротивление индуктивности на частоте модуляции много больше г_i. Индуктивность и омическое сопротивление катушки 7 были равны 0,25 Гн и 1 Ом соответственно. Таким образом, эта цепь не снижает чувствительности устройства в процессе компенсации. Вместе с тем изменение сопротивления резистора 6 позволяет в широких пределах варьировать постоянную составляющую тока ФП от значения, близкого к нулю, до значения, соответствующего режиму короткого замыкания. В частности, можно его значение установить таким, какое соответствует условиям эксплуатации ФП.

Для определения спектральной зависимости $Q(\lambda)$ в относительных единицах интенсивность света, проходящего от кинолампы через монохроматор, калибруется с помощью болометра, встроенного в ИКС-21. Привязка к абсолютным значениям производится с помощью лазера 2 для $\lambda = 0,63$ и 1,15 мкм. При этом значения Q, соответствующие освещению лазером, определяются по формуле

$$Q = \frac{\sqrt{2}\pi U_c}{2Ar_c P_{\perp}(1-R)\lambda},\tag{3}$$

где P_{-} — постоянная составляющая интенсивности света лазера после прохождения модулятора, измеряемая прибором ИМО-2Н. То обстоятельство, что показания вольтметра соответствуют эффективному напряжению, учитывается множителем $\sqrt{2}$. Множитель $\pi/2$ связан с тем, что значение U_c определяется лишь одной фурье-компонентой сигнала (на частоте модуляции), тогда как сигнал, снимаемый с ФП, имеет форму, близкую к меандру.

Устройство позволяет надежно измерять $I=10^{-9}$ A, $Q=10^{-3}$, $\tau=$ =10⁻⁸ с. Оценки показывают, что его доработка позволит еще более увеличить чувствительность и расширить пределы измерений.

Результаты измерений и их обсуждение

Предложенный метод был опробован на серии $\Phi\Pi n^+ p^- p^+$ -типа, которые изготовлялись из монокристаллического кремния *p*-типа с удельным сопротивлением 1,5 Ом см, выращенного методом бестигельной зонной плавки. Облучение $\Phi\Pi$ производилось интегральным потоком ($\Phi \ll 10^{16}$ см⁻²) электронов с энергией 1 мэВ. Площадь, толщина n^+ -слоя и базы составляли 4,8 см²; 0,5 мкм и 300 мкм соответственно.

Полученные при освещении только монохроматическим светом от ИКС-21 зависимости Q от λ показаны на рис. 2 (кривые 1—4). Номера кривых соответствуют номерам $\Phi\Pi$ в таблице. На этом же рисунке приведена экспериментальная зависимость α от λ для кремния (кривая 5) [4]. Полученные зависимости $Q(\lambda)$ качественно согласуются с



литературными данными [5] и вычисленными по формуле (2). Однако в литературе обычно приводятся такие зависимости до Q≥10-2, разранадежно измерять Q ≈ 10⁻⁻³. ботанная же нами методика позволяла Из рис. 2 видно, что в области λ>1 мкм зависимость Q(λ) примерно такая же, как зависимость $\alpha(\lambda)$, что свидетельствует о выполнении условия aL<1 (см. формулу (2)) для всех исследованных ФП. С ростом дозы облучения наблюдается монотонное уменьшение Q во всем исследованном спектральном диапазоне, в особенности в длинноволновой области. Дополнительная постоянная подсветка не влияла на Q в коротковолновой области, а в длинноволновой ($\lambda > 1$ мкм) приводила к увеличению Q лишь на несколько процентов, что согласуется с результатами других работ (см., напр., [6]). На рис. З приведена зависимость от λ для отношения коэффициентов собирания при подсветке с интенсивностью 0,1 Вт/см² и без подсветки (n). Нумерация кривых здесь такая же, как на рис. 2. Интересно отметить, что величина η немонотонно зависит от интегрального потока электронов. По-видимому, это связано с действием по крайней мере двух механизмов рекомбинации, влияние которых на величину т различно в зависимости от Ф. Измерения показали также, что Q не зависит от величины нагрузки ФП по постоянному току при ее изменении в пределах $1 \div 10^4$ Ом. Этот факт. а также слабая зависимость Q от уровня постоянной подсветки указывают на незначительность зависимости т от уровня инжекции для исследованных $\Phi\Pi$.

Значения L определялись при λ =1,04 мкм по формуле

$$Q = \frac{\alpha L}{\alpha^2 L^2 - 1} \left[\alpha L - \frac{\alpha L \exp\{-\alpha d\}}{\operatorname{ch} \left(d/L \right)} - \operatorname{th} \left(\frac{d}{L} \right) \right], \tag{4}$$

где d — толщина базы. Эта формула применима, если можно пренебречь следующими процессами: 1) поглощением света в n^+ -слое, 2) отражением света от тыльной стороны ФП, 3) рекомбинацией ННЗ на ней, 4) влиянием электрического поля в базе. Первое условие выполняется, так как $\alpha W \ll 1$, где W — толщина n^+ -слоя. Это условие удовлетворяется и в более коротковолновом диапазоне, при $\lambda=0.95 \div 1.0$ мкм, однако в этом случае точность определения L существенно ниже из-за более слабой зависимости Q от λ . Второе условие выполниже из-

няется, поскольку при $\lambda = 1,04$ мкм ad > 1 (ad = 1,3). Третье и четвертое условия удовлетворяются благодаря наличию p^+ -слоя и малости удельного сопротивления базы соответственно. При малых значениях $\tau(L \ll d)$ формула (4) переходит в (2). На основании полученных значений L были вычислены τ , при этом для расчетов использовалось значение D = 25 см²/с [7]. Полученные результаты приведены в таблице.

N₂	Ф, см ⁻²	<i>L</i> , см	τ, α
1	0	$1,9.10^{-2}4,1.10^{-3}1,7.10^{-3}5,7.10^{-4}$	1,5.10 ⁻⁵
2	1014		6,7.10 ⁻⁷
3	8,9.1014		1,2.10 ⁻⁷
4	9,5.1015		1,3.10 ⁻⁵

Зависимость $\hat{L}(\Phi)$ обычно описывается формулой $L^{-2}=L_0^{-2}+K\Phi$, где $L_0=L$ при $\Phi=0$, а K — коэффициент повреждения [5]. По данным таблицы была построена зависимость L^{-2} от Φ для исследованных $\Phi\Pi$, по которой было определено, что $K=3\cdot10^{-10}$. Это несколько отличается от значений K (1,3·10⁻¹⁰÷2,4·10⁻¹⁰), полученных

ранее [5] для аналогично облученных ФП, но изготовленных из кремния, который был выращен по методу Чохральского.

Высокая точность методики позволила не только расширить диапазон измерений $Q(\lambda)$, но и обнаружить тонкие эффекты. Как видно из рис. 2, на зависимости $\alpha(\lambda)$ наблюдается излом при $\lambda=1,1$ мкм. Этот излом связан с тем, что по мере уменьшения λ происходит переход от поглощения к испусканию LA-фононов [4]. На зависимостях $Q(\lambda)$ для кривых 1-3 наблюдается излом при том же значении λ . Поскольку при $\lambda>1$ мкм $Q\simeq \alpha L$, то очевидно, что природа этих изломов для $Q(\lambda)$ та же, что и для $\alpha(\lambda)$. Для кривой 4 также наблюдается излом, однако он смещен в коротковолновую область на 0,014 мкм (~ 15 мэВ). Известно, что в кремнии порог собственного поглощения за счет экситон-фононного взаимодействия сдвинут в область бо́льших λ на величину, которая определяется энергией экситона, равной 14,7 мэВ. По-видимому, наблюдаемая для ФП № 4 особенность в положении излома связана с тем, что облучение кремния электронами с $\Phi\simeq 10^{16}$ см⁻² вносит дефекты, существенно ослабляющие экситон-фононное взаимодействие.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Dhariwal S. R., Vasu N. К.//Solid State Electron. 1981. N 10. Р. 915. [2] Виноградова Е. Б., Головнер Т. М., Городецкий С. М., Жданович Н. С.//Приб. и техн. эксперимента. 1976. № 6. С. 153. [3] Васильев А. М., Ландсман А. П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М., 1971. [4] Weakliem H. A., Redfield D.//J. Appl. Phys. 1979. 50, N 3. Р. 1491. Морозова В. А., Кошелев О. Г., Остробородова В. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. 31, № 4. С. 92. [5] Григорьева Г. М., Крейнин Л. Б., Ландсман А. П.//Гелиотехника. 1971. № 5. С. 3. [6] Виноградова Е. Б., Головнер Т. М., Городецкий С. М., Крейнин Л. Б.//Гелиотехника. 1979. № 2. С. 13. [13] Wen-Zen Shen, Ching-Juan Wu.//J. Appl. Phys. 1980. 51, N 1. Р. 466.

Поступила в редакцию 31.08.92