

УДК 621.315

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КРЕМНИЯ γ -КВАНТАМИ

© 2020 г. М. А. Сауров^а, С. В. Булярский^{б, *}, А. В. Лакалин^б

^аНациональный исследовательский университет “Московский институт электронной техники”,
площадь Шокина, 1, Зеленоград, Москва, 124498 Россия

^бИнститут нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук,
Ленинский проспект, 32А, Москва, 119991 Россия

*E-mail: bulyar2954@mail.ru

Поступила в редакцию 04.07.2019 г.

После доработки 23.07.2019 г.

Принята к публикации 16.08.2019 г.

Исследовались параметры рекомбинационных центров кремниевых фотодиодов до и после облучения γ -квантами. Исследования проводились методом рекомбинационной спектроскопии глубоких уровней. Показано, что после облучения увеличиваются токи через p - n -переход, как при прямом, так и при обратном смещении, что объясняется ростом концентрации рекомбинационных центров, связанных с образованием вакансий при облучении.

DOI: 10.31857/S0544126920010111

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие радиационного излучения с полупроводниками сопровождается возникновением дефектов кристаллической решетки: вакансий, атомов основного вещества, переходящих в междоузлия, а также более сложных дефектов вторичного дефектообразования [1]. Такие дефекты существенно изменяют основные физические свойства полупроводников, в первую очередь, время жизни и обратные токи приборов. Вследствие их высокой чувствительности к введению дефектов изменения происходят уже при небольших дозах облучения. Именно это является причиной низкой устойчивости полупроводниковых приборов к воздействию высокоэнергетической радиации. К настоящему времени накоплена достаточно обширная информационная база об образовании радиационных дефектов в кремнии и кремниевых структурах, а также проводились исследования параметров глубоких центров различными методами [2–6]. Цель данной работы – применение метода рекомбинационной спектроскопии для расчета параметров глубоких центров и исследование влияния γ -облучения на характеристики кремниевых диодов.

Как известно, в кремниевых диодах при низком уровне инжекции преобладают токи рекомбинации через глубокие центры. Это позволяет

применить метод рекомбинационной спектроскопии [7–9] для определения параметров рекомбинационных центров. К таким параметрам прежде всего следует отнести время жизни неосновных носителей заряда τ , которое весьма чувствительно к радиации и с ростом дозы облучения уменьшается, а также энергию активации.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментально исследованы кремниевые фотодиоды, изготовленные на основе слаболегированного кремния n -типа, с удельным сопротивлением порядка 500 Ом см. Проводились измерения электрических характеристик диодов, затем они облучались и измерения повторялись заново. Исследовались образцы, подвергнутые облучению дозой 0.5 Мрад (энергия γ -квантов $E \approx 1.25$ МэВ). Были проведены измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) кремниевых фотодиодов в интервале температур $-30...+60^\circ\text{C}$ как до облучения, так и после облучения. Для измерений ВАХ на постоянных токах использовался анализатор полупроводниковых приборов В1500А фирмы Keysight. Прибор оптимизирован для измерений слаботочных сигналов вплоть до токов 10^{-15} А и оснащен специальными экранированными триаксиальными выводами с функцией компенсации сверх малых токов. Входное сопротивление прибора (более 100 ГОм) обеспечивает при измерениях самый минимальный уровень вносимых

Сокращения: ВАХ – вольт-амперные характеристики; ОПЗ – области пространственного заряда.

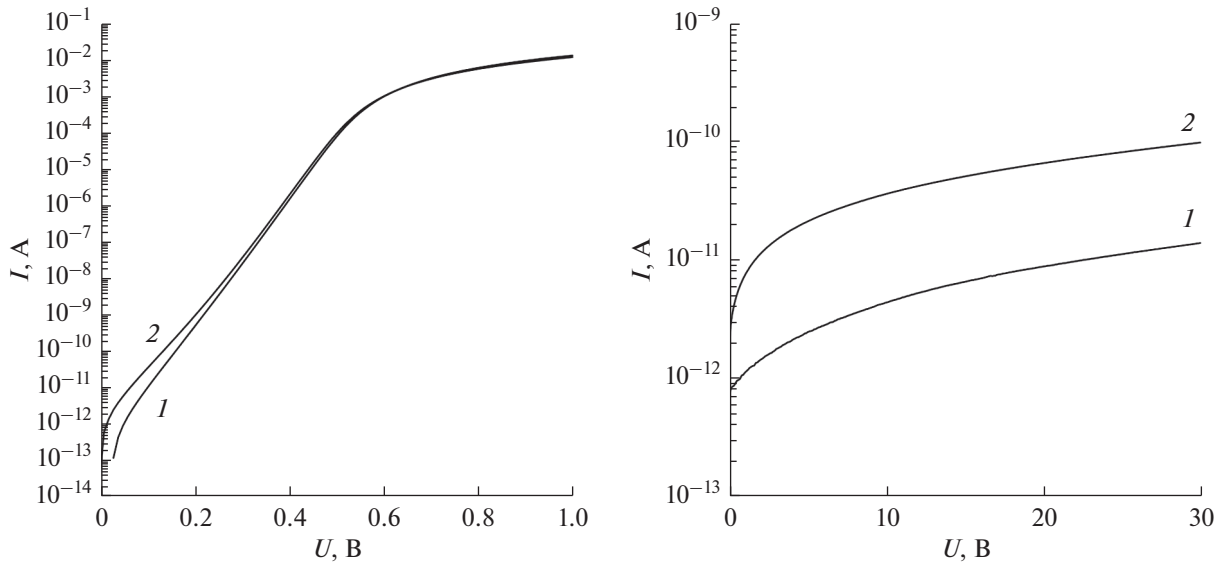


Рис. 1. Прямые (слева) и обратные (справа) вольт-амперные характеристики кремниевого диода при температуре 0°C: 1 – до облучения; 2 – после облучения.

искажений и ошибок в тестируемые схемы в этом классе приборов.

Прямые и обратные вольт-амперные характеристики до и после облучения приведены на рис. 1.

На начальном участке прямой вольт-амперной характеристики наблюдалось увеличение тока после облучения. Так как на этом участке ток обусловлен рекомбинацией в ОПЗ, можно сделать вывод, что увеличивается концентрация рекомбинационных центров.

Ток через диод при обратном смещении обусловлен генерацией в ОПЗ. Выражение для тока генерации имеет вид:

$$J_g = qwN_t e_n^t, \quad (1)$$

где q – заряд электрона, w – ширина области пространственного заряда (ОПЗ), N_t – концентрация рекомбинационных центров, e_n^t – скорость термической эмиссии электронов.

Формула (1) показывает, что величина тока генерации при обратном смещении прямо пропорциональна концентрации рекомбинационных центров. Ток генерации после облучения вырос в 10 раз. Можно предположить, что в 10 раз увеличилась концентрация рекомбинационных центров.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты измерений обрабатывались по методикам работ [7–9].

Экспериментальные вольтамперные характеристики подвергались преобразованию, которое позволяло лучше выявить их особенности. Была рассчитана зависимость приведенной скорости рекомбинации от напряжения $R_{np}(U)$. Эта величина является обратной времени жизни и обладает особенностями, которые связаны с параметрами рекомбинационных центров. Приведенная скорость рекомбинации определяется как [8]:

$$R_{np}(U) = \frac{i_r(U) \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) U_{dif}(U) - U}{Sw(U)n_i \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1\right) 2kT}, \quad (2)$$

где i_r – ток, протекающий через p - n -переход, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, S – площадь p - n -перехода, n_i – концентрация собственных носителей заряда, U_{dif} – диффузионный потенциал p - n -перехода.

На рис. 2 представлены рассчитанные приведенные скорости рекомбинации образца № 5 при температуре 0°C до и после облучения. Ее связь с параметрами центров рекомбинации имеет вид [8, 9]:

$$R_{np}(U) = \sum_{m=1}^s \frac{c_{nm}c_{pm}N_m n_i \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)}{2n_i \sqrt{c_{nm}c_{pm}} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + c_{nm}n_{1m} + c_{pm}p_{1m}}, \quad (3)$$

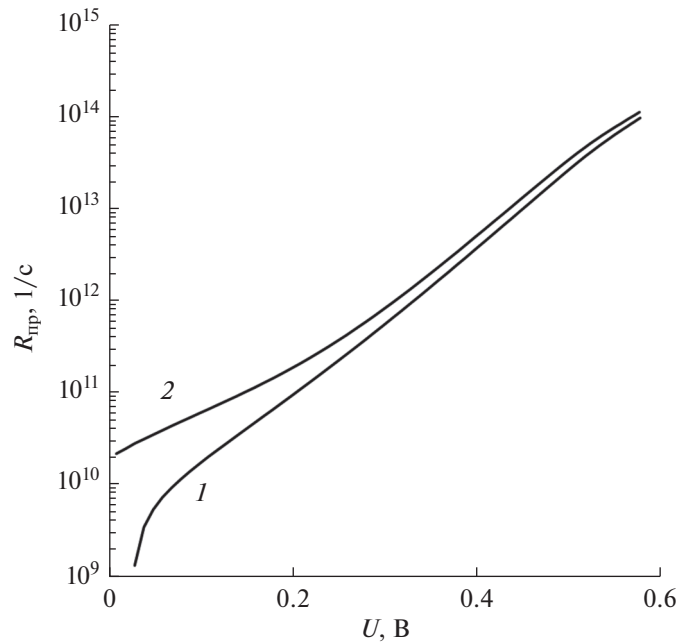


Рис. 2. Приведенные скорости рекомбинации при температуре 0°C: 1 – до облучения; 2 – после облучения.

где m – номер рекомбинационного центра, c_n, c_p – коэффициенты захвата электронов и дырок рекомбинационными центрами, n_i, p_i – концентрация свободных электронов (дырок), когда уровень Ферми совпадает с уровнем рекомбинационного центра.

Для того, чтобы разделить приведенную скорость рекомбинации на составляющие, соответствующие потокам рекомбинации через отдельные рекомбинационные центры, были введены обозначения $\alpha_m = (n_{1m}/n_i)c_{nm}N_{1m}$, $\zeta_m = (n_{1m}/n_i)(c_{nm}/c_{pm})^{1/2}$ (здесь воспользовались равенством $n_{1m}p_{1m} = n_i^2$), тогда:

$$R_{np}(U) = \sum_{m=1}^s \frac{\alpha_m \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)}{2\zeta_m \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + \zeta_m^2 + 1} \tag{4}$$

Каждое слагаемое в (4) соответствует рекомбинационному центру с номером m и описываются двумя параметрами α_m и ζ_m . В случае единственного рекомбинационного центра ($m = 1$) в области очень малых напряжений, когда

$$2\zeta \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \ll \zeta^2 + 1, \tag{5}$$

приведенная скорость рекомбинации равна:

$$R_{np}(U) = \frac{\alpha}{\zeta^2 + 1} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right). \tag{6}$$

С ростом напряжения, когда

$$2\zeta \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \gg \zeta^2 + 1, \tag{7}$$

приведенная скорость рекомбинации

$$R_{np}(U) = \frac{\alpha}{2\zeta} = \text{const}. \tag{8}$$

По начальному участку $R_{np}(U)$ легко определить предэкспоненциальный множитель $\alpha/(\zeta^2 + 1)$ в (5), а по конечному участку $-\alpha/(2\zeta)$ в (8), после чего можно найти α и ζ , которые, в свою очередь, связаны с параметрами глубокого уровня [7–9]:

$$E_m = \frac{E_g}{2} - kT \ln \zeta + \frac{3}{4}kT \ln \frac{m_n^*}{m_p^*} + \frac{1}{2}kT \ln \frac{c_n}{c_p}, \tag{9}$$

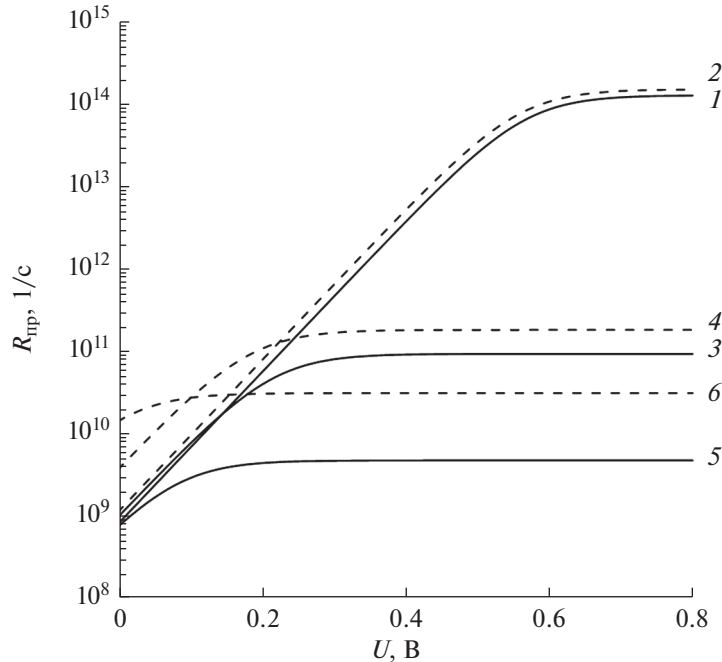


Рис. 3. Разделение $R_{np}(U)$ на составляющие при температуре 0°C . Сплошная линия – до облучения, пунктирная линия – после облучения: 1, 2 – рекомбинационный центр № 1; 3, 4 – рекомбинационный центр № 2; 5, 6 – рекомбинационный центр № 3.

где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, m_n^*, m_p^* – эффективная масса электронов (дырок).

Оценку времени жизни можно сделать по формуле:

$$\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}} = \left(\frac{1}{c_n N_t}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{c_p N_t}\right)^{1/2} = \frac{\zeta}{\alpha}, \quad (10)$$

где τ_{n0} – время жизни при захвате электрона на заполненный дырками уровень, τ_{p0} – время жизни при захвате дырки на заполненный электронами уровень.

Для разделения $R_{np}(U)$ на составляющие и нахождения значений α_m и ζ_m удобно использовать регрессионный анализ, когда экспериментальная $R_{np}(U)$ аппроксимируется теоретической модельной зависимостью (4). В результате аппроксимации получается набор значений параметров α_m и ζ_m ($m = 1, \dots, s$).

Для расчета $R_{np}(U)$ по формуле (2) предварительно измерялась вольт-фарадная характеристика, из которой определялись U_{dif} и зависимость $w(U)$. Для рассматриваемого образца экспериментальную зависимость $R_{np}(U)$ удалось разложить на три уровня (рис. 3), и для каждого из них определить α и ζ . Затем, зная α и ζ , согласно (9), (10) рассчиты-

вались энергия активации E_m и $\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}$. На рис. 4 представлены зависимости $E_m(T)$ в рассматриваемом интервале температур $-30\dots+60^\circ\text{C}$, полученные путем разделения $R_{np}(U)$ на составляющие, для всех трех уровней. При этом энергии активации каждого уровня как до облучения, так и после облучения не изменились (в пределах погрешности).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ полученных характеристик показывает, что в рекомбинации принимают участие рекомбинационные центры, которые создают в запрещенной зоне полупроводника глубокие уровни с энергиями (при температуре 20°C)

$$E_{t1} = (0.27 \pm 0.02) \text{ эВ},$$

$$E_{t2} = (0.44 \pm 0.02) \text{ эВ},$$

$$E_{t3} = (0.54 \pm 0.02) \text{ эВ}.$$

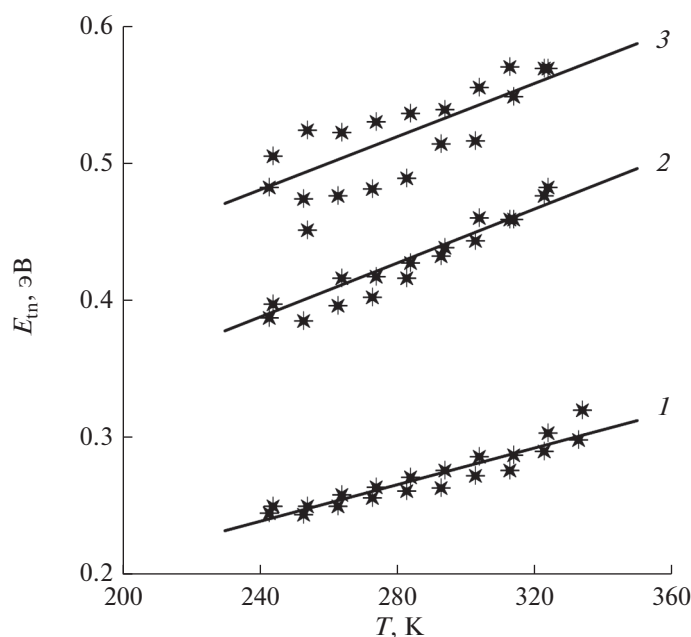


Рис. 4. Температурная зависимость энергии активации найденных уровней в рассматриваемом интервале температур: 1 – рекомбинационный центр № 1; 2 – рекомбинационный центр № 2; 3 – рекомбинационный центр № 3.

Концентрация этих рекомбинационных центров растет при облучении образцов γ -квантами. Это приводит к увеличению тока рекомбинации из-за уменьшения времени жизни. При этом природа рекомбинационных центров до и после облучения не изменяется, т.к. энергии активации уровней в пределах погрешности остались теми же. Так как при облучении γ -квантами образуются собственные точечные дефекты, в том числе вакансии, то можно сделать вывод, что наблюдаемые рекомбинационные центры связаны с этими дефектами и являются комплексами, которые возникли в результате взаимодействия точечных собственных дефектов кремния с примесными атомами. Судя по величинам энергий, центр с энергией 0.27 эВ может принадлежать дивакансии кремния, а центры 0.44 и 0.54 эВ принадлежат вакансионно-примесным комплексам [1, 2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненных экспериментальных исследований показано, что при облучении кремниевых фотодиодов γ -квантами увеличение токов при прямом и обратном смещении обусловлено ростом концентрации рекомбинационных центров, связанных с образованием собственных точечных дефектов и комплексов, образованными точечными дефектами с примесными атомами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вавилов В.С., Ухин Н.А. Радиационные дефекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М.: Атомиздат. 1969, 312 с.
2. Borch E., Bruzzi M. Radiation damage in silicon detectors // *La Rivista del Nuovo Cimento*. 1994. V. 17. № 11. P. 1–63.
3. Lefèvre H. Annealing behavior on trap-centers in silicon containing A-swirl defects // *Appl. Phys. A*. 1982. V. 29. № 2. P. 105–111.
4. Sobolev N.A., Shek E.I., Kurbakov A.I., Rubinova E.E., Sokolov A.E. Characterization of vacancy-related defects introduced into silicon during heat treatment by deep-level transient spectroscopy and gamma-ray diffraction techniques // *Appl. Phys. A*. 1996. V. 62. № 3. P. 259–262.
5. Chroneos A., Lontos C., Sgourou E.N., Pochet P. Point defect engineering strategies to suppress A-center formation in silicon // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. № 24. P. 99241901.
6. Ohya H., Shitogiden H., Takakura K. et al. // *J. Mater. Sci.: Mater Electron*. 2008. V. 19. № 2. P. 171–173.
7. Bulyarskiy S.V., Grushko N.S., Somov A.I., Lakalin A.V. Recombination in the space charge region and its effect on the transmittance of bipolar transistors // *Semiconductors*. 1997. V. 31. № 9. P. 983–987.
8. Bulyarskiy S.V., Grushko N.S., Lakalin A.V. Differential methods for determination of deep-level parameters from recombination currents of *p-n*-junctions // *Semiconductors*. 1998. V. 32. № 10. P. 1065–1068.
9. Vorob'ev M.O., Grushko N.S., Lakalin A.V. Deep-level Bulyarskiy recombination spectroscopy in GaP light-emitting diodes // *Semiconductors*. 1999. V. 33. № 6. P. 668–671.