

Ф И З И К А

УДК 532.2:537.311:539.125

DOI: 10.31429/vestnik-16-1-59-65

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЛАСТЕЙ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ
В ПРОЦЕССЕ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ

Богатов Н. М., Григорьян Л. Р., Кленевский А. В., Коваленко М. С.

MODELING OF DISORDERED REGIONS IN THE PROCESS OF RADIATION DEFECT
FORMATION

N. M. Bogatov, L. R. Grigorian, A. V. Klenevsky, M. S. Kovalenko

Kuban State University, Krasnodar, 350040, Russia

e-mail: bogatov@phys.kubsu.ru

Abstract. This article discusses the model of regions of disordering that are formed as a result of the separation of Frenkel pairs, taking into account the neutral and charged state of the pair. The probability of separation depends on the temperature and the position of the Fermi level in the band gap, therefore, the concentration of primary radiation defects also depends on the temperature and concentrations of donors, acceptors. The depth distribution profiles of primary radiation defects created by low-energy protons in silicon and the dependence of the parameters of the disordering regions on the proton energy are calculated. It is shown that the maximum of the distribution of the disordering regions created by protons is always spatially separated from the maxima of the interstitial silicon distribution, vacancies and divacancies, which allows changing the surface and volume properties of semiconductor structures in various ways. The results obtained are used to predict the characteristics of semiconductor devices operating under conditions of radiation exposure.

Keywords: numerical model, radiation defects, protons, silicon, n-p junction.

Введение

В настоящее время сформировалось новое направление полупроводниковой технологии — инженерия радиационных дефектов (РД) [1]. Для контролируемого введения примесей используется метод ионной имплантации, обладающий рядом преимуществ по сравнению с термодиффузией из внешнего источника и эпитаксией [1]. Взаимодействие собственных дефектов, примесных атомов, РД, дислокаций и других структурных дефектов обуславливает появление новых свойств у полупроводниковых материалов [2, 3]. Облучение протонами позволяет контролируемо изменять свойства материала на глубине от 0,1 мкм до 1 мм [4]. Структура и свойства РД зависят от дозы облучения протонами, температуры отжига, концентрации исходных примесей [4]. Характеристики приборов микро

и наноэлектроники чувствительны к изменению состояния поверхностной области. Численное моделирование процесса радиационного дефектообразования позволяет предсказать закономерности изменения свойств полупроводниковых материалов и структур [5].

Цель работы — численное моделирование распределения областей разупорядочения (ОР), формирующихся в кремнии при облучении протонами.

1. Модель образования РД

РД подразделяют на простые, первичные и вторичные в зависимости от механизма образования [6]. Вакансия (V) и сместившийся в междоузлие атом кремния (Si_I) называются парой Френкеля. Атом решетки кремния (Si) получает кинетическую энергию T_k при столкновении с налетающей частицей. Если

Богатов Николай Маркович, д-р физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой физики и информационных систем физико-технического факультета Кубанского государственного университета, действительный член Академии инженерных наук РФ им. А.М. Прохорова; e-mail: bogatov@phys.kubsu.ru.

Григорьян Леонтий Рустемович, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры физики и информационных систем физико-технического факультета Кубанского государственного университета; e-mail: leonmezon@mail.ru.

Кленевский Александр Викторович, аспирант кафедры физики и информационных систем физико-технического факультета Кубанского государственного университета; e-mail: klenevsky@icloud.com.

Коваленко Максим Сергеевич, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры физики и информационных систем физико-технического факультета Кубанского государственного университета; e-mail: m.s.kovalenko@ya.ru.

$T_d \leq T_k < T_{dm}$, то образуется связанная пара Френкеля, которая существует только при гелиевых температурах. При более высокой температуре вакансии и междоузельный атом либо аннигилируют, преодолев энергетический барьер E_R , либо разделяются, преодолев энергетический барьер E_L .

Первично смещенный атом Si, получивший энергию $T_k > T_{dm}$, создает разделенную пару Френкеля, преодолевает энергетический барьер E_L , сталкивается с другими атомами решетки и при $T_k \geq 2T_{dm}$ выбивает их из узлов. В результате образуется каскад смещений. Среднее число разделенных пар Френкеля в каскаде смещений характеризуется каскадной функцией $\nu(T_k)$. Простая каскадная функция, учитывающая потери энергии первичного атома при упругих столкновениях с атомами решетки и неупругих столкновениях с электронами вещества, предложена Кинчином и Пизом [7]. Взаимодействие первичного атома с электронами вещества более точно учитывается в модели Линдхарда–Нельсона–Шарфа–Томсона [8], каскадная функция имеет вид

$$\nu(T_k) = \begin{cases} 0, & T_k < T_{dm}, \\ 1, & T_{dm} \leq T_k \leq 2T_{dm}/g(T_k), \\ g(T_k)T_k/2T_{dm}, & 2T_{dm}/g(T_k) \leq T_k. \end{cases} \quad (1.1)$$

Коэффициент $g(T_k)$ в (1.1) характеризует долю энергии первично смещенного атома, которая идет на упругие столкновения, и определяется из номограммы, рассчитанной в [9].

Вакансии и междоузельные атомы Si, образовавшиеся в результате разделения пар Френкеля, называются простыми радиационными дефектами [9]. Простые радиационные дефекты взаимодействуют на стадии каскадного размножения, вакансии и междоузельный атом, остановившийся около нее, могут аннигилировать, вакансии объединяются в дивакансии, тривакансии, тетравакансии и более сложные скопления [9]. Многовакансионные комплексы играют роль зародышей аморфной фазы или ОР. Нерекombинировавшие междоузельные атомы Si_I и вакансии V, а также дивакансии W, многовакансионные комплексы и ОР, образовавшиеся в каскаде смещений, называются первичными радиационными дефектами (ПРД) [6].

Разделение связанной пары описывается различными моделями метастабильных пар,

находящимися в нейтральном или заряженном состоянии. Влияние зарядового состояния и температуры на вероятность ω_f разделения пары Френкеля и образование ПРД в кремнии с различной концентрацией доноров, акцепторов проанализировано в [10]. Вероятность разделения пар Френкеля возрастает при увеличении температуры, а также снижении положения уровня Ферми от дна зоны проводимости до середины запрещенной зоны. Последнее обстоятельство указывает на зависимость концентрации ПРД от концентрации доноров в низкоомном кремнии.

Феноменологическая модель образования ПРД в кремнии построена в [11]. Два интервала экспериментально наблюдаемых значений пороговой энергии [12] отождествим с образованием связанной $T_d = 12,9$ эВ и разделенной $T_{dm} = 21$ эВ пары Френкеля, пороговую энергию образования ОР выберем $T_{do} = 20$ КэВ [9].

Вероятность объединения k случайно расположенных вакансий в объеме зоны неустойчивости v_w определяется распределением Пуассона

$$\omega_k = \frac{(N_{vr}v_w)^k}{k!} \exp\{-N_{vr}v_w\}, \quad (1.2)$$

где N_{vr} — средняя концентрация вакансий в области каскада.

Пусть T_m — максимальная энергия, передаваемая узловому атому налетающей частицей. Среднее число междоузельных атомов кремния и вакансий, созданных одной ионизирующей частицей на единице длины проективного пробега, при $T_{dm} \leq T_k \leq T_m < T_{dm}$ определяется формулой

$$G_{Si} = G_V = N_0 \left(\omega_f \int_{T_d}^{T_{dm}} \frac{d\sigma_d}{dT_k} dT_k + \omega_d \int_{T_{dm}}^{T_m} \nu(T_k) \frac{d\sigma_d}{dT_k} dT_k \right). \quad (1.3)$$

В (1.3) N_0 — концентрация атомов Si в решетке кристалла, $d\sigma_d(E, T_k)$ — дифференциальное сечение рассеяния, характеризующее вероятность передачи узловому атому энергии T_k от налетающей частицы с энергией E , ω_d — вероятность избежать аннигиляции для разделившихся V, Si_I , расположенных на расстоянии $r \leq r_{vi} = 2,8a$ (r_{vi} — средний радиус реакции, a — период решетки).

Область каскада, возникающая, если энергия атома отдачи $T_k \geq 2T_{dm}$, характеризуется понятием «средний кластер» [13], который приближенно имеет форму эллипсоида [14]. Без учета эффекта каналирования средний кластер имеет вид сферы диаметром R_p , равным среднему проективному пробегу первоначально выбитого атома Si [15]. Междоузельный кремний Si_I распределен в поверхностной области, а вакансии V — в объеме среднего кластера [14].

В среднем кластере выделим сферическое ядро, содержащее вакансии, радиусом $r_c = (R_p/2 - r_{vi})$ и поверхностную область с $r_c \leq r < R_p/2$, где находятся атомы Si_I . Вероятность избежать аннигиляции для разделившихся вакансии V и междоузельного атома Si_I , расположенных друг от друга на расстоянии $d \leq r_{vi}$, равна ω_d . Тогда вероятность аннигилировать в оболочке атомам Si_I , оказавшимся на поверхности кластера, равна $1 - \omega_d$. Среднюю плотность вакансий N_{vr} в ОР, количество вакансий K_{ve} и междоузельного кремния K_{ie} в поверхностной области найдем в виде

$$\begin{aligned} N_{vr} &= \frac{6\nu(T_k)}{\pi R_p^3}, \\ K_{ve} &= \nu(T_k) \left(1 - \left(1 - \frac{2r_{vi}}{R_p} \right)^3 \right), \\ K_{ie} &= \nu(T_k) (1 - \omega_d). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Функция $R_p(T_k)$, входящая в (1.4), при $T_k \geq 10^4$ эВ рассчитана в работе [15], при $T_k < 10^4$ эВ использовались значения R_p , полученные экстраполяцией.

Рассмотрим два случая, соответствующих неравенствам $K_{ie} \geq K_{ve}$ и $K_{ie} < K_{ve}$. В первом случае аннигилируют K_{ve} пар V, Si_I , остальные атомы Si_I отделены от вакансий расстоянием $r > r_{vi}$ и дают вклад в концентрацию первичных дефектов. Во втором случае аннигилируют K_{ie} пар V, Si_I , объем ядра увеличивается за счет внутренней части оболочки, занятой не аннигилировавшими вакансиями. Тогда объем ядра определяется формулой

$$v_c = \pi(R_p - 2r_{vi})^3/6 + \Delta v_c, \quad (1.5)$$

В (1.5) величина добавки

$$\Delta v_c = \begin{cases} 0 & \text{при } K_{ie} \geq K_{ve}, \\ (K_{ve} - K_{ie})/N_{vr} & \text{при } K_{ie} < K_{ve}. \end{cases}$$

Среднее количество междоузельных атомов, избежавших аннигиляции,

$$\nu_i = \begin{cases} \nu(T_k) (1 - 2r_{vi}/R_p)^3 & \text{при } K_{ie} \geq K_{ve}, \\ \nu(T_k)\omega_d & \text{при } K_{ie} < K_{ve}. \end{cases} \quad (1.6)$$

Дивакансии образуются в ядре из вакансий, расположенных в объеме сферы реакции v_w . Энергия связи двух вакансий $E_{dw} \geq 1,6$ эВ, поэтому диссоциацию дивакансий в интересующей нас области температур $T \leq 400$ К не учитываем. Считаем, что в образовании дивакансии участвует вакансия, ближайшая к данной в пределах объема v_w . Вероятность обнаружить ближайшую вакансию в объеме v_w найдем из распределения (1.2)

$$\omega_w = 1 - \exp\{-N_{vr}v_w\}. \quad (1.7)$$

Величина V_N принимает значение $v_w = 4\pi a^3/3$. В каскаде, созданном атомом с энергией $T_k < T_{do}$, $N_{vr}v_w \ll 1$, поэтому образованием многовакансионных комплексов в этом случае можно пренебречь. Используя (1.7), найдем среднее количество дивакансий ν_w и оставшихся вакансий ν_v в среднем кластере

$$\begin{aligned} \nu_w &= 0,5N_{vr}v_c(1 - \exp\{-N_{vr}v_w\}), \\ \nu_v &= N_{vr}v_c \exp\{-N_{vr}v_w\}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Формулы (1.8) верны также в ОР при условии $v_c > v_w$, выполняющемся для всех параметров расчета. Среднее число ПРД, созданных одной ионизирующей частицей на единице длины её проективного пробега, при энергии атома отдачи $2T_{dm} \leq T_k \leq T_m \leq T_{do}$ получим, используя (1.6), (1.8)

$$\begin{pmatrix} G_{Si} \\ G_V \\ G_W \end{pmatrix} = N_0 \int_{2T_{dm}}^{T_m} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_v \\ \nu_w \end{pmatrix} \frac{d\sigma_d}{dT_k} dT_k. \quad (1.9)$$

Формула (1.9) отличается от аналогичных соотношений [9] тем, что $\nu_i \neq \nu_v$.

При $T_k > T_{do}$ вакансии и дивакансии не дают вклад в G_V , G_W , так как находятся в пределах ядра ОР. Значение G_{Si} вычисляется аналогично (1.9), где заменим $2T_{dm}$ на T_{do} .

Для ОР определим следующие средние значения: радиус R_{do} , количество не аннигилировавших вакансий N_{vdo} в ОР, число ОР

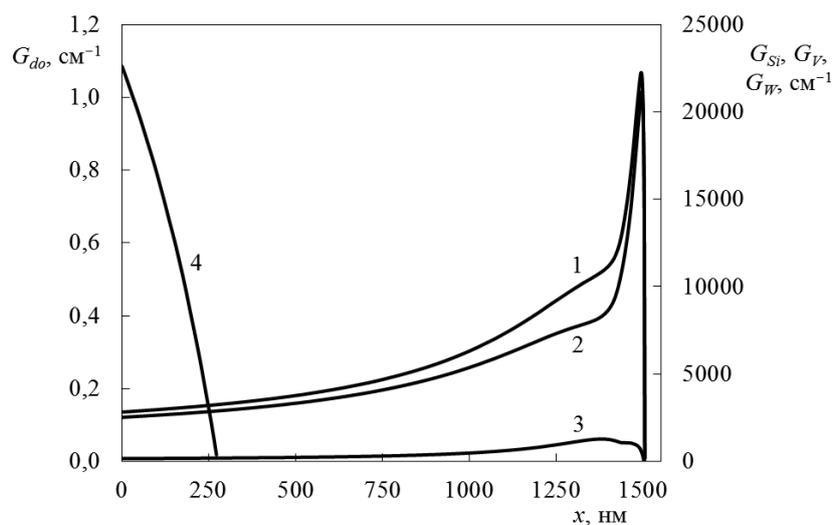


Рис. 1. Скорость генерации ПРД, созданных протоном с энергией $E_p = 180$ КэВ: 1 — междуузельного кремния G_{Si} ; 2 — вакансий G_V , 3 — дивакансий G_W ; 4 — областей разупорядочения G_{do}

G_{do} , созданных одной ионизирующей частицей на единице длины её проективного пробега

$$R_{do} = \frac{\int_{T_{do}}^{T_m} \left(\frac{3v_c}{4\pi} \right)^{1/3} \frac{d\sigma_d}{dT_k} dT_k}{\int_{T_{do}}^{T_m} \frac{d\sigma_d}{dT_k} dT_k},$$

$$N_{vdo} = \frac{\int_{T_{do}}^{T_m} N_{vr} v_c \frac{d\sigma_d}{dT_k} dT_k}{\int_{T_{do}}^{T_m} \frac{d\sigma_d}{dT_k} dT_k},$$

$$G_{do} = N_0 \int_{T_{do}}^{T_m} \frac{d\sigma_d}{dT_k} dT_k.$$

Дифференциальное сечение рассеяния σ_d классического протона рассчитывалось по формуле Линдхарда–Нельсона–Шарфа с учетом энергетических зависимостей ионизационных потерь, электронного и ядерного торможения в области низких и высоких энергий [15].

2. Результаты расчетов

На рис. 1, 2 показано рассчитанное распределение по глубине среднего числа ПРД, созданных в кремнии при температуре 300 К одним протоном на единице длины проективного пробега. В расчетах учитывались потери энергии протона вследствие рассеяния на атомах и их ионизации.

Низкоэнергетические протоны создают дефекты в поверхностной области. Протоны с энергией $E_p = 180$ КэВ создают в кремнии ОР с максимумом распределения на поверхности. Максимумы распределения междуузельного кремния и вакансий расположены в объеме при $x = 1,49$ мкм (рис. 1). Протоны с энергией $E_p = 40$ КэВ не создают ОР (рис. 2), максимумы G_{Si} , G_V расположены при $x = 0,39$ мкм. Расположение максимумов в распределениях междуузельного кремния, вакансий и дивакансий зависит от значения средней длины проективного пробега протона.

Параметры ОР, созданных протоном с $E_p = 180$ КэВ, расположенных на расстоянии от поверхности $x \leq 272$ нм, показаны на рис. 3.

ОР являются наномасштабными объектами со средним радиусом $R_{do} \leq 15$ нм и средним количеством вакансий $N_{vdo} \leq 111,8$ (рис. 3).

Зависимость параметров ОР от энергии протона показана на рис. 4. Протоны с

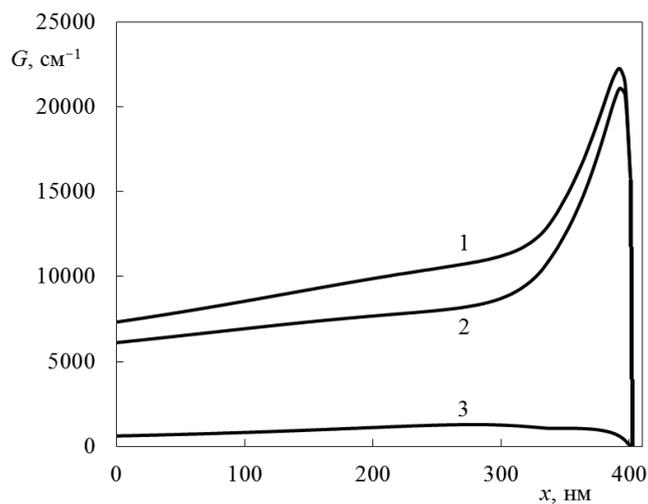


Рис. 2. Скорость генерации ПРД, созданных протоном с энергией $E_p = 40$ КэВ: 1 — междуузельного кремния G_{Si} ; 2 — вакансий G_V ; 3 — дивакансий G_W

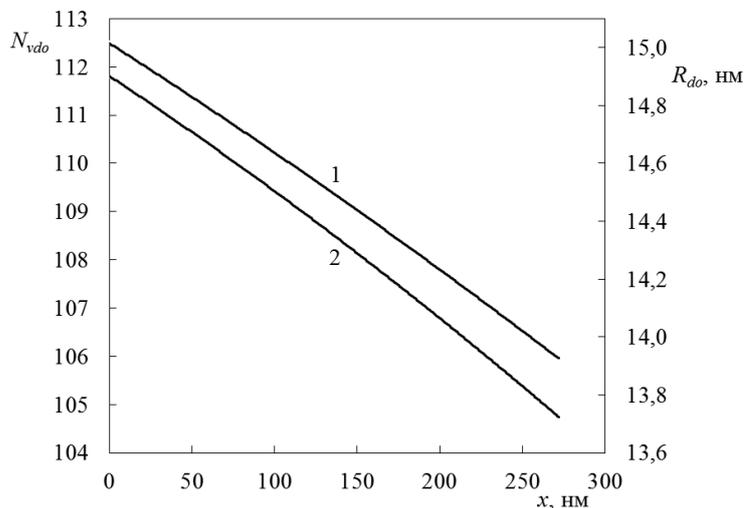


Рис. 3. Значения R_{do} , N_{vdo} ОР, созданных протоном с энергией $E_p = 180$ кэВ: 1 — R_{do} ; 2 — N_{vdo}

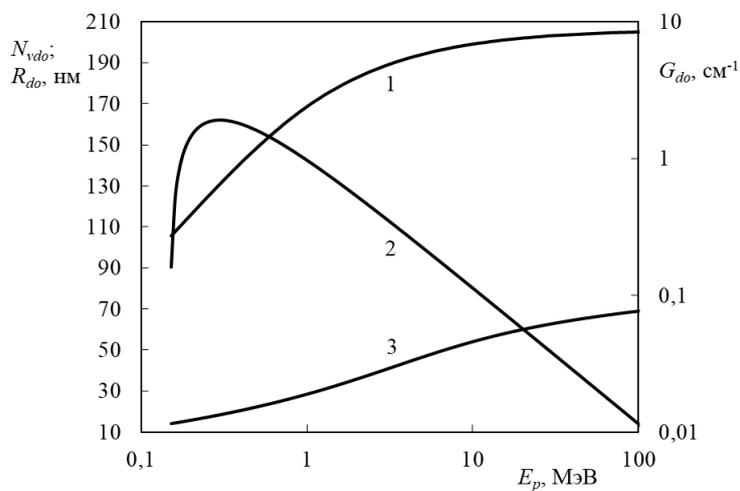


Рис. 4. Зависимость N_{vdo} , G_{do} , R_{do} от энергии протона: 1 — N_{vdo} ; 2 — G_{do} ; 3 — R_{do}

$E_p < 150$ КэВ не создают ОР. Зависимость числа ОР G_{do} от энергии протона имеет максимум при $E_p = 300$ КэВ, максимальное значение $G_{do\max} = 1,9$ см⁻¹. Значение G_{do} убывает от $G_{do\max}$ до 0,011 см⁻¹ при $E_p = 100$ МэВ. Средние значения радиуса R_{do} и количества вакансий N_{vdo} в ОР монотонно возрастают с увеличением энергии протона от 150 КэВ до 100 МэВ.

Заключение

ПРД взаимодействуют между собой, с атомами кристаллической решетки, примесей и другими дефектами, образуя вторичные радиационные дефекты (ВРД) [9]. Распределение ВРД рассчитывается с помощью численного решения системы уравнений квазихимических реакций [11], оно зависит от концентрации доноров, акцепторов, неконтролируемых примесей кислорода, углерода и др., а также от температуры облучения.

В кремниевой структуре с глубиной n^+ - p перехода 0,4 мкм протоны с энергией 180 КэВ создают ОР в эмиттере и ВРД с максимумом, расположенным вблизи границы области пространственного заряда и базы. Протоны с энергией 40 КэВ создают ВРД в n^+ области с максимумом, расположенным вблизи металлургической границы n^+ - p перехода.

Максимум распределения областей разупорядочения, созданных протонами, всегда пространственно отделен от максимумов распределения междоузельного кремния, вакансий и дивакансий, что позволяет дифференцированно изменять свойства полупроводниковых структур.

Литература

1. Челядинский А., Комаров Ф. Дефектно-примесная инженерия в имплантированном кремнии // Успехи физических наук. 2003. Т. 173. №8. С. 813–846.
2. Брудный В.Н. Радиационные эффекты в полупроводниках // Вестник Томского государственного университета. 2005. №285: Серия "Физика". С. 95–102.
3. Соболев Н.А. Инженерия дефектов в имплантационной технологии кремниевых светоизлучающих структур с дислокационной люминесценцией // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. В. 1. С. 3–25.
4. Козлов В.А., Козловский В.В. Легирование полупроводников радиационными дефектами при облучении протонами и α -частицами

- // Физика и техника полупроводников. 2001. Т. 35. В. 7. С. 769–795.
5. Agafonov Y.A., Bogatov N.M., Grigorian L.R., Zinenko V.I., Kovalenko A.I., Kovalenko M.S., Kolokolov F.A. Effect of Radiation-Induced Defects Produced by Low-Energy Protons in a Heavily Doped Layer on the Characteristics of n^+ - p - p^+ Si Structures // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2018. Vol. 12. No. 3. P. 499–503.
 6. Вавилов В.С., Киселев В.Ф., Мукашев Б.Н. Дефекты в кремнии и на его поверхности. М.: Наука. 1990. 216 с.
 7. Кинчин Г.Х., Пиз Р.С. Смещение атомов твердых тел под действием излучения // Успехи физ. наук. 1956. Т. 60. №4. С. 590–615.
 8. Lindhard J. Nielson V., Scharff M., Thomson P.V. Integral equations covering radiation effects notes an atomic collision II // Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 1963. Vol. 33. No. 10. P. 14–42.
 9. Кузнецов Н.В., Соловьев Г.Г. Радиационная стойкость кремния. М.: Энергоатомиздат, 1989. 96 с.
 10. Bogatov N.M., Kovalenko M.S. Calculation of Frenkel Pairs Separation, Formed in Silicon as a Result of Ionizing Particles Irradiation // AASCIT Journal of Physics. 2017. Vol. 3. No. 3. P. 13–17.
 11. Bogatov N.M. Radiation defects in silicon grown by the Czochralski method. // Surface Investigation X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 1999. Vol. 15. No. 3. P. 561–571.
 12. Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука. 1981. 368 с.
 13. Van Lint V.A., Leadon R.E., Colwell J.F. Energy dependence of displacement effects in semiconductors // IEEE Trans. of Nucl. Sci. 1972. Vol. NS-19. No. 6. P. 181–185.
 14. Van Lint V.A., Leadon R.E. Implications of cluster model of neutron effects in silicon // Lattice Defects in Semiconductors. Conf. 1974. London-Bristol. Institute of Physics. 1975. P. 227–232.
 15. Буренков А.Ф., Комаров Ф.Ф., Кумалов М.А., Темкин М.М. Таблицы параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей (теория, метод расчета, таблицы). Минск.: БГУ. 1980. 352 с.

References

1. Chelyadinsky, A., Komarov, F. Defektno-primesnaya inzheneriya v implantirovannom kremnii [Defect-impurity engineering in implanted silicon]. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* [Physics-Uspekhi], 2003, vol. 173, no. 8, pp. 813–846. (In Russian)

2. Brudny, V.N. Radiatsionnyye efekty v poluprovodnikakh [Radiation effects in semiconductors]. Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta [Tomsk State University Bulletin], 2005, no. 285: Series "Physics", pp. 95–102. (In Russian)
3. Sobolev, N.A. Inzheneriya defektov v implantatsionnoy tekhnologii kremniyevykh svetozluchayushchikh struktur s dislokatsionnoy lyuminestsentsiyey [Defect engineering in implantation technology of silicon light-emitting structures with dislocation luminescence]. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Physics and technology of semiconductors], 2010, vol. 44, no. 1, pp. 3–25. (In Russian)
4. Kozlov, V.A., Kozlovsky, V.V. Legirovaniye poluprovodnikov radiatsionnymi defektami pri obluchenii protonami i α -chastitsami [Doping of semiconductors with radiation defects when irradiated with protons and α -particles]. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Physics and technology of semiconductors], 2001, vol. 35, no. 7, pp. 769–795. (In Russian)
5. Agafonov, Y.A., Bogatov, N.M., Grigorian, L.R., Zinenko V.I., Kovalenko A.I., Kovalenko M.S., Kolokolov F.A. Effect of Radiation-Induced Defects Produced by Low-Energy Protons in a Heavily Doped Layer on the Characteristics of n^+p-p^+ Si Structures. *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2018, vol. 12, no. 3, pp. 499–503.
6. Vavilov, V.S., Kiselev, V.F., Mukashev, B.N. *Defekty v kremnii i na yego poverkhnosti* [Defects in silicon and on its surface]. Moscow, Nauka, 1990. (In Russian)
7. Kinchin, G.Kh., Pease, R.S. Smeshcheniye atomov tverdykh tel pod deystviyem izlucheniya [Displacement of atoms of solids under the action of radiation]. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* [Physics-Uspekhi], 1956, vol. 60, no. 4, pp. 590–615. (In Russian)
8. Lindhard, J. Nielson, V., Scharff, M., Thomson P.V. Integral equations covering radiation effects notes an atomic collision II. *Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd*, 1963, vol. 33, no. 10, pp. 14–42.
9. Kuznetsov, N.V., Soloviev, G.G. *Radiatsionnaya stoykost' kremniya* [Radiation resistance of silicon]. Moscow, Energoatomizdat, 1989. (In Russian)
10. Bogatov, N.M., Kovalenko, M.S. Calculation of Frenkel Pairs Separation, Formed in Silicon as a Result of Ionizing Particles Irradiation. *AASCIT Journal of Physics*, 2017, vol. 3. no. 3, pp. 13–17.
11. Bogatov, N.M. Radiation defects in silicon grown by the Czochralski method. *Surface Investigation X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 1999, vol. 15, no. 3, pp. 561–571.
12. Vavilov, V.S., Kiv, A.E., Niyazova, O.R. *Mekhanizmy obrazovaniya i migratsii defektov v poluprovodnikakh* [Mechanisms of formation and migration of defects in semiconductors]. Moscow, Nauka, 1981. (In Russian)
13. Van Lint, V.A., Leadon, R.E., Colwell, J.F. Energy dependence of displacement effects in semiconductors. *IEEE Trans. of Nucl. Sci.*, 1972, vol. NS-19, no. 6, pp. 181–185.
14. Van Lint, V.A., Leadon, R.E. Implications of cluster model of neutron effects in silicon. *Lattice Defects in Semiconductors. Conf.* 1974, London-Bristol. Institute of Physics, 1975, pp. 227–232.
15. Burenkov, A.F., Komarov, F.F., Kumakhov, M.A., Temkin M.M. *Tablitsy parametrov prostranstvennogo raspredeleniya ionno-implantirovannykh primesey (teoriya, metod rascheta, tablitsy)* [Tables of parameters of the spatial distribution of ion-implanted impurities (theory, calculation method, tables)]. Minsk, BSU, 1980. (In Russian)