

УДК 621.383

## ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ ПРИ НЕЙТРОННОМ И ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Онищук С. А.<sup>1</sup>

### DEFECT FORMATION IN MONOCRYSTAL SILICON WHEN EXPOSED TO NEUTRON AND PROTON IRRADIATION

Onishchuk S. A.

Comparative defect formation has been investigated in monocrystal silicon structures having *p-n*-junction, under the action of irradiation by protons and neutrons. The structures have been irradiated by fast neutrons with an average energy of 2.2 MeV fluence  $10^{11}$ ,  $10^{12}$ ,  $10^{13}$ ,  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$  and protons with an average energy of 20.0 MeV fluence  $3 \cdot 10^{10}$ ,  $3 \cdot 10^{11}$ ,  $3 \cdot 10^{12}$  and  $3 \cdot 10^{13}$   $\text{cm}^{-2}$ . The information on defect formation in a material has been obtained by means of light and dark current-voltage characteristics and spectral sensitivity. It is established that when exposed to both proton and neutron irradiation these characteristics change in a similar way, and when the fluences of the protons and neutrons used are the same the concentration of defects in silicon structures when exposed to proton irradiation is considerably higher than when exposed to neutron irradiation.

Монокристаллический кремний остается основным материалом для солнечных элементов (СЭ) наземного и космического назначения. Так для космических аппаратов основным источником электроэнергии являются солнечные батареи, стойкость СЭ к радиационному облучению определяет срок службы солнечных батарей, и, соответственно, самих космических аппаратов. Наиболее значительный вклад в деградацию космических СЭ вносят протоны и электроны, так как спутникам приходится проходить через радиационные пояса Земли.

Исследование деградации полупроводниковых структур в потоке высокоэнергетических протонов в земных условиях проводятся на ускорителе протонов. Такие исследования довольно дорогостоящие, и экономически выгоднее было бы исследовать деградацию кремниевых структур, облучая их реакторными нейтронами. Однако характер взаимодействия этих частиц с монокристаллическим кремнием, из которого изготавливается большинство СЭ, различен. Тем не менее, дефектообразование в кремнии имеет много общего при облучении обеими видами частиц. Сравнительный анализ деградации материала делает возможным пересчет результатов облучения монокристаллического кремния ней-

тронами в соответствующую деградацию этого полупроводника при протонном облучении.

Изменению характеристик кремния под воздействием радиационного излучения посвящено много работ [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?]. Исследуется как образование радиационных дефектов, так и поведение их при отжиге полупроводникового материала [?, ?, ?]. Однако практически отсутствуют публикации, связывающие дефектообразование в монокристаллическом кремнии при облучении разными видами частиц, например, протонами и нейтронами. Кроме того, исследуя воздействие частиц на материал, авторы часто ограничиваются облучением простых кристаллов, в то время как облучение кремниевых структур, имеющих *p-n*-переход, позволяет получать много важной информации методами исследования фотоэлектрических характеристик.

Целью данной работы является изучение деградации планарных структур на монокристаллическом кремнии при протонном и нейтронном облучении и их сравнительный анализ.

В качестве образцов были взяты слоистые структуры из монокристаллического кремния марки КСД-3, выращенного методом Чохральского с ориентацией поверхности {111}, размерами 30x40 мм и толщиной 0,4 мм, на

<sup>1</sup>Онищук Сергей Алексеевич, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры общей физики и информационных систем Кубанского государственного университета; e-mail: onishchuk@phys.kubsu.ru

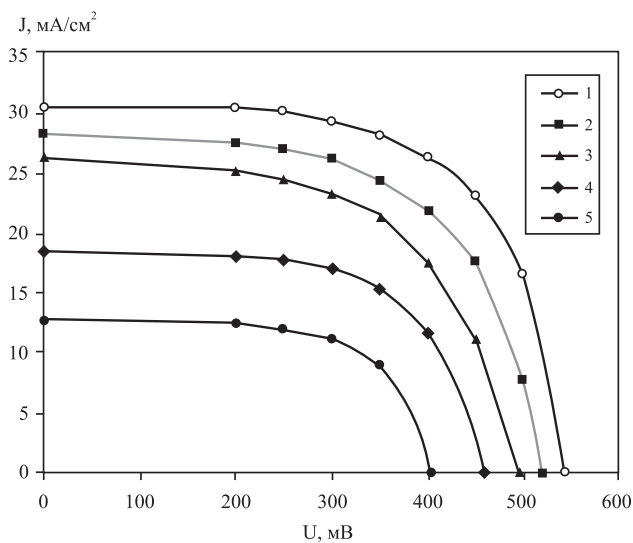


Рис. 1. Световые ВАХ структур: 1 — до облучения, облученных нейтронами флюенсами, 2 —  $10^{11}$ , 3 —  $10^{12}$ , 4 —  $10^{13}$ , 5 —  $10^{14}$  н/см<sup>2</sup>

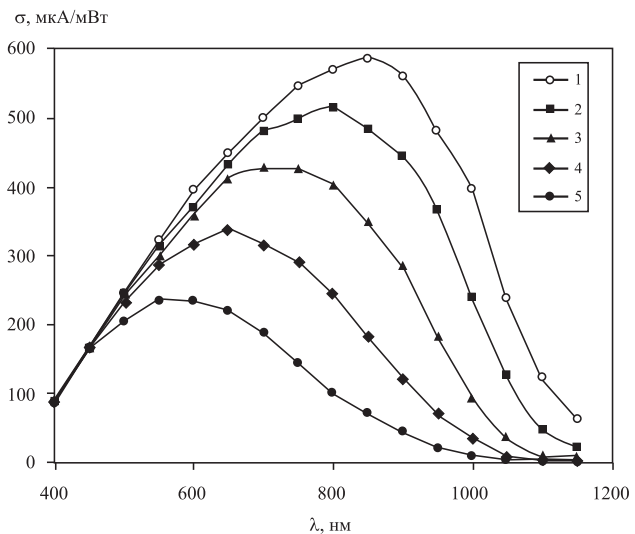


Рис. 2. Спектральная чувствительность структур: 1 — до облучения, облученных нейтронами флюенсами, 2 —  $10^{11}$ , 3 —  $10^{12}$ , 4 —  $10^{13}$ , 5 —  $10^{14}$  н/см<sup>2</sup>

которых методом термодиффузии изготовлен тонкий (0,5 мкм) планарный *p-n*-переход.

Исследуемые структуры облучались быстрыми нейтронами со средней энергией 2,2 МэВ флюенсами  $10^{11}$ ,  $10^{12}$ ,  $10^{13}$ ,  $10^{14}$  н/см<sup>2</sup> в реакторе ВВРМ-10. Моноэнергетическими протонами со средней энергией 20,0 МэВ флюенсами  $3 \cdot 10^{10}$ ,  $3 \cdot 10^{11}$ ,  $3 \cdot 10^{12}$  и  $3 \cdot 10^{13}$  пр/см<sup>2</sup> структуры облучались на установке У-240 в прямом пучке со стороны *p-n*-перехода на воздухе при температуре около 15°С при комнатном освещении люминесцентными лампами в режиме короткого замыкания.

Наличие *p-n*-перехода позволило получить информацию об изменениях в материале с помощью световых и темновых вольт-амперных характеристик (ВАХ) и спектральной чувствительности. Было установлено, что при облучении как протонами, так и нейтронами эти характеристики изменялись подобным образом. В частности, зависимости деградации световых ВАХ структур от флюенса нейтронов при облучении приведены на рис. 1 — чем больше флюенс облучения, тем сильнее деградация структур.

Анализ данных показывает, что напряжение холостого хода  $U_{xx}$ , ток короткого замыкания  $I_{кз}$  и КПД сильно падают при практически неизменном коэффициенте заполнения ВАХ. Наиболее важное практическое значение имеет КПД, так как он определяет среднюю мощность, отдаваемую СЭ.

Величина диффузионной длины неосновных носителей заряда материала может быть определена с помощью спектральной чувстви-

тельности структур. Измеренные спектральные чувствительности структур для обоих типов облучения представлены на рис. 2, 3. Видно, что их ухудшение происходит, в основном, в «красной» части спектра. Это свидетельствует об уменьшении вклада в фототок базовой области приборов. Следовательно, при облучении снижается величина диффузионной длины неосновных носителей заряда в базе при практически неизменной диффузионной длине в эмиттере.

Полученный результат объясняется тем, что и протоны, и нейтроны таких энергий проникают на значительную глубину в материал, где и создают дефекты, распределенные по толщине структуры. В то же время толщина эмиттера (около 0,5 мкм) почти на три порядка меньше толщины базовой области структуры (350–400 мкм). Таким образом, на долю эмиттера приходится значительно меньшее количество радиационных дефектов (РД), чем на базу, что соответствующим образом сказывается на изменении диффузионных длин обеих областей приборов.

Кроме того, при малых флюенсах облучения протонами в «синей» области, где основной вклад в ток дают носители из эмиттерной области, наблюдается некоторое улучшение спектральной чувствительности. Этот эффект связан, видимо, со встраиванием протонов в кристаллическую решетку кремния подобно тому, как это происходит при водородной пассивации [?].

Согласно [?], зависимость пробега протонов ( $R$ , мкм) от их энергии может быть пред-

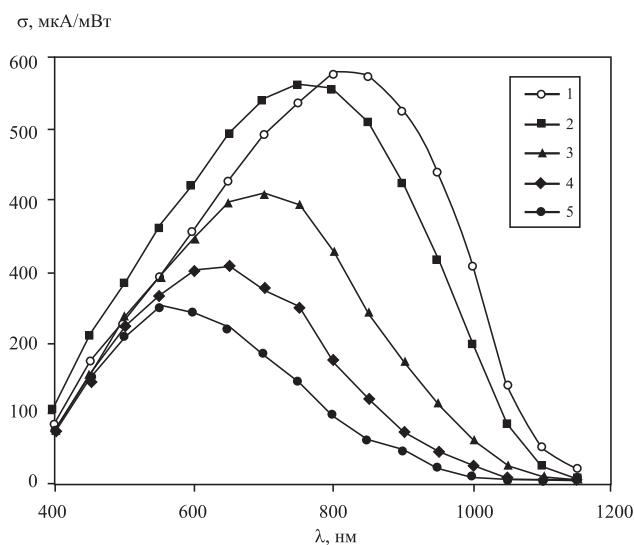


Рис. 3. Спектральная чувствительность структур: 1 — до облучения, облученных протонами флюенсами, 2 —  $3 \cdot 10^{10}$ , 3 —  $3 \cdot 10^{11}$ , 4 —  $3 \cdot 10^{12}$ , 5 —  $3 \cdot 10^{13}$  пр/см<sup>2</sup>

ставлена эмпирической формулой

$$R = aE^n, \quad (1)$$

где  $a$  и  $n$  — некоторые постоянные. Для протонов в кремнии  $n=1,74$ , а значение параметра  $a$  равно 13,27. Приведенное там же рассчитанное в соответствии с (??) значение длины пробега протонов с энергией 20 МэВ в кремнии равно 2,4 мм, что намного превышает толщину структур. Исходя из этого, можно считать, что дефекты в материале расположены практически равномерно.

На рис. 4 приведены значения диффузионной длины  $L$  в базах структур в зависимости от флюенса частиц для протонов и нейтронов, определенные по измерениям спектральной чувствительности. Видно, что радиационная стойкость структур для нейтронного облучения существенно выше, чем для протонного. Экспериментальные точки зависимости диффузионной длины  $L$  в базе структуры от флюенса частиц  $F$  хорошо описываются соотношением

$$\frac{1}{L^2} = \frac{1}{L_0^2} + kF,$$

где  $k$  — константа повреждаемости,  $L_0$  — исходная диффузионная длина. Рассчитанные по приведенным данным значения констант повреждаемости  $k$  составили  $k_{\text{пр}}=2,86 \cdot 10^{-6}$  и  $k_{\text{н}}=5,0 \cdot 10^{-7}$  для протонов и нейтронов соответственно. Полученные результаты указывают на меньшую скорость введения центров рекомбинации радиационного происхождения

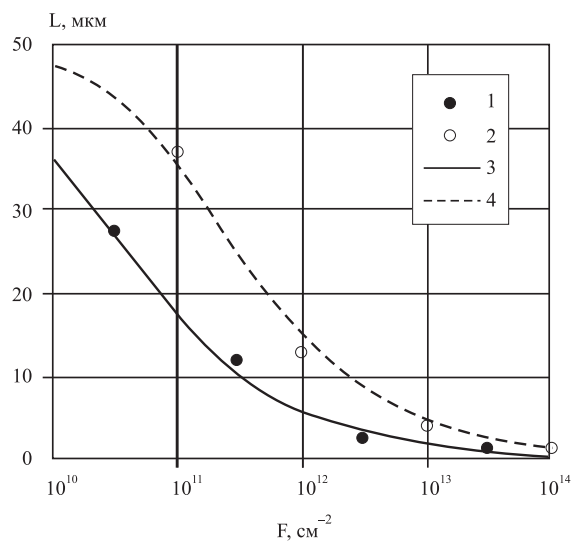


Рис. 4. Зависимость диффузионной длины неосновных носителей заряда в базе структур от флюенса облучения: 1 — протонами, 2 — нейтронами, 3, 4 — теоретические при  $k_{\text{пр}}=2,86 \cdot 10^{-6}$  и  $k_{\text{н}}=5,0 \cdot 10^{-7}$

в случае облучения нейтронами. Эту закономерность подтверждают и прямые темновые ВАХ, представленные на рис. 5.

Влияние облучения на  $p$ - $n$ -переход в обоих случаях выразилось в том, что после облучения вырос обратный рекомбинационный ток с увеличением флюенса частиц, что связано с накоплением радиационных дефектов (РД). Причину такой разницы в значениях констант повреждаемости при облучении протонами и нейтронами следует искать в различии взаимодействия частиц с веществом.

Рекомбинация носителей заряда в кремнии при облучении и протонами, и нейтронами происходит на разупорядоченных областях и определяется их примесно-дефектной оболочкой [?]. Отсюда следует, что при нейтронном облучении в кремнии разупорядоченные области характеризуются меньшей примесно-дефектной оболочкой. Это можно объяснить различием у кремния механизмов образования радиационных дефектов для разного вида частиц, причем и поверхность пластин кремния, и внутренние дефекты структуры материала являются стоками для подвижных РД. Результаты измерения темновых ВАХ облученных структур указывают на усиление рекомбинационного тока с увеличением флюенса частиц, что также связано с накоплением РД.

Темновые ВАХ кремниевых пластин с мелким  $p$ - $n$ -переходом, как у СЭ, имеют вид ломаной линии, причем ее левая часть (приблизительно до напряжения 350 мВ) является об-

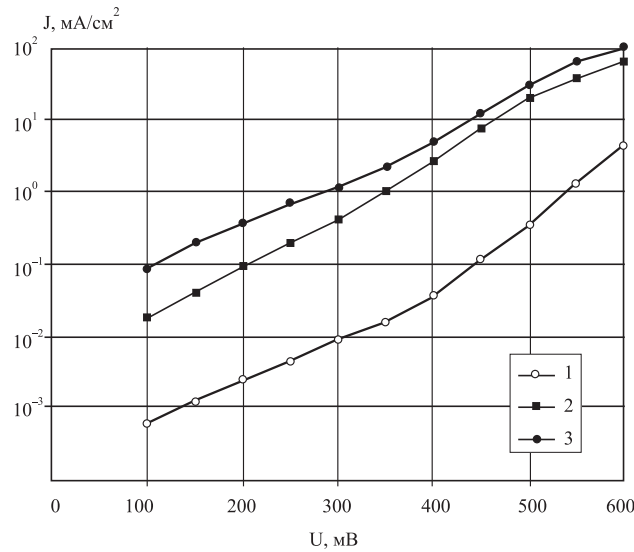


Рис. 5. Темновые ВАХ структур для максимальных флюенсов облучения: 1 — необлученных, 2 — облученных нейтронами, 3 — облученных протонами

	необлученные СЭ	облученные нейтронами	облученные протонами
$J_0$ , мкА/см <sup>2</sup>	0,0043	1,00	3,20
$J_r$ , мкА/см <sup>2</sup>	0,17	4,8	37,6
$A_1$	1,6	1,9	2,1
$A_2$	2,9	2,6	3,9

ластью, где преобладают рекомбинационные токи, а правая — диффузионные. Темновые ВАХ можно описать выражением

$$I = I_0 \left\{ \exp \left[ \frac{e(U - IR_s)}{A_1 kT} \right] - 1 \right\} + I_r \left\{ \exp \left[ \frac{e(U - IR_s)}{A_2 kT} \right] - 1 \right\} + \frac{U - IR_s}{R_p}, \quad (2)$$

где  $I$  — полный ток, проходящий через  $p$ - $n$ -переход,  $I_0$  — диффузионный ток,  $I_r$  — рекомбинационный ток,  $R_s$  — последовательное сопротивление,  $R_p$  — шунтирующее сопротивление,  $U$  — напряжение,  $e$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $A_1$  и  $A_2$  — коэффициенты неидеальности для диффузионного и рекомбинационного токов соответственно.

В связи с этим ВАХ можно аппроксимировать таким образом, что области диффузионного и рекомбинационного токов будут представлять прямые линии. Тогда пересечение этих прямых с осью плотностей токов даст величины плотностей диффузионного и рекомбинационного токов, а по наклонам прямых можно вычислить коэффициенты неидеальности.

Рассчитанные плотности токов ( $J_0$  и  $J_r$ ) и коэффициенты неидеальности для показанных на рис. 5 ВАХ структур представлены в таблице.

Наименее дефектными являются необлученные структуры, не имеющие РД. При облучении нейтронами рекомбинационная активность полупроводникового материала значительно выше, так как возникают дефекты, образующиеся при взаимодействии нейтронов с кремнием. По результатам сравнения световых ВАХ и спектральной чувствительности у протонно-облученных структур дефектность еще более высокая.

В диффузионный и рекомбинационный токи основной вклад дает базовая область полупроводниковой структуры типа СЭ, имеющая проводимость  $p$ -типа. Неосновными носителями заряда в ней являются электроны. Из таблицы видно, что численные значения плотностей и диффузионного, и рекомбинационного токов существенно возрастают с увеличением дефектности кремния. Причем возрастание рекомбинационного тока легко объяснить усилением рекомбинации на дефектах структуры. Если учесть, что рекомбинационный ток  $I_r \approx dkTn_i S / (\tau_n 2\varphi)$ , где  $d$  — ширина области

пространственного заряда,  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда,  $S$  — площадь  $p$ - $n$ -перехода,  $\tau_n$  — эффективное время жизни,  $\varphi$  — эффективный потенциальный барьер  $p$ - $n$ -перехода, то понятно, что увеличение  $I_r$  связано с уменьшением либо  $\tau_n$ , либо  $\varphi$ , на которые влияет рекомбинационная активность структуры полупроводника.

Диффузионный ток равен

$$I_0 = e(D_n/\tau_n)^{1/2} \operatorname{cth}(l/L_n)(n_i^2 S/N_a),$$

где  $D_n$  — эффективный коэффициент диффузии,  $l$  — толщина базы,  $L_n$  — эффективная диффузионная длина,  $N_a$  — концентрация акцепторов. Учитывая, что  $L_n^2 = \tau_n \cdot D_n$ , повышение диффузионного тока с увеличением дефектности кремния можно также связать с уменьшением  $\tau_n$  и, соответственно,  $L_n$ . Однако для максимального флюенса облучения эффективная диффузионная длина приблизительно одинакова в обоих случаях облучения. Это можно связать со спецификой мелкого  $p$ - $n$ -перехода, когда при диффузии в эмиттерном слое фосфора из-за его высокой концентрации образуются многочисленные рекомбинационные примесные комплексы, влияющие на кристаллическую решетку кремния. Коэффициенты неидеальности для глубокого  $p$ - $n$ -перехода на монокристаллическом кремнии обычно принимают значения  $A_1=1$  и  $A_2=2$ . В рассмотренном случае их величины для всех видов структур существенно выше, причем они так же, как и токи с увеличением дефектности полупроводникового материала, в основном растут.

Дефекты в области пространственного заряда являются причиной как увеличения рекомбинационного тока, так и больших значений  $A_2$ . Эффективное время жизни неосновных носителей заряда в этой области также может несколько отличаться от времени жизни в базовой области.

Полученные результаты указывают на то, что скорость введения центров рекомбинации радиационного происхождения в кремнии при облучении нейтронами меньше по сравнению с протонами.

Четыре вида взаимодействий — гравитационное, слабое, электромагнитное и сильное (ядерное), характеризуются константой взаимодействия, которая в целой положительной степени входит множителем в выражения для вероятностей соответствующих процессов. Константы гравитационного и слабого взаимодействий чрезвычайно малы по сравнению с другими, и по этой причине не принимаются во внимание при рассмотрении явле-

ний микромира. Константа электромагнитного взаимодействия равна  $1/137$ , константа адронного взаимодействия — порядка единицы, т. е. вероятности этих двух типов процессов сравнимы по величине. Для каждой элементарной частицы возможны один или несколько видов взаимодействий.

Общеизвестно различие в поведении медленных протонов и нейтронов в веществе. Нейтроны малых энергий захватываются ядрами, вызывая их превращения, в то время как медленные протоны не вступают в ядерные реакции, так как не в состоянии приблизиться к ядру на расстояние, достаточное для проявления адронных сил. В рамках сильных взаимодействий нейтроны и протоны проявляют совершенно одинаковые качества, что дает основание рассматривать их как один класс элементарных частиц, получивший название нуклонов.

Результатом взаимодействия быстрых нуклонов с адронным полем ядра является упругое рассеяние или неупругое столкновение. Образующееся при этом ядро отдачи, а также вторичные частицы — продукты реакции, — обладая значительной скоростью, вызывают смещения атомов облучаемого материала из узлов кристаллической решетки [?].

Характер взаимодействия заряженных частиц с атомами вещества определяется их энергией [?]. Для таких частиц, как протоны, когда их энергия не превышает 20–40 МэВ, взаимодействие с атомами среды определяется кулоновскими силами. Необходимо также заметить, что пробег заряженных частиц в веществе и, следовательно, потеря ими энергии определяются скорее ионизационными процессами, чем упругими взаимодействиями. Видимо, большие значения констант повреждаемости при облучении протонами наблюдаются, потому что эти частицы, в отличие от нейтронов, проявляют еще и кулоновское взаимодействие с атомами вещества, и, кроме того, энергия протонов на порядок выше.

На основе расчетов, приведенных в [?], можно оценить соотношение между концентрациями радиационных дефектов в кремнии, полученных в результате облучения структур протонами и нейтронами указанных энергий для одинаковых флюенсов. Концентрации дефектов  $N_d$  связаны с флюенсами частиц  $F$  следующим уравнением:

$$\frac{N_{dn}}{N_{dp}} = K_{n,p} \frac{F_n}{F_p}, \quad (3)$$

причем коэффициент  $K_{n,p}$  представляет собой отношение

$$K_{n,p} = \frac{\sigma_{dn}v_n}{\sigma_{dp}v_p}, \quad (4)$$

где  $\sigma_d$  — эффективное сечение смещения атома-мишени,  $v$  — среднее число смещенных атомов, создаваемых одним первично смещенным атомом, включая и сам атом. Конкретно для случая облучения реакторными нейтронами кремния  $\sigma_d$  можно вычислить по формуле

$$\sigma_{dn} = 2,6 \cdot 10^{-28} [1 - E_d / (0,113E_n)], \quad (5)$$

Здесь  $E_n$  — энергия нейтронов, равная 2,2 МэВ,  $E_d$  — некоторая пороговая энергия, характеризующая связь атома с решеткой в конкретных условиях. В рассматриваемом случае  $E_d = 13$  эВ. При подстановке числовых значений в (5) второй член в скобках имеет величину, существенно меньшую единицы (приблизительно  $5 \cdot 10^{-5}$ ), поэтому  $\sigma_{dn} \sim 2,6 \cdot 10^{-28}$ .

В случае облучения кремния протонами в диапазоне энергий от 2 до 40 МэВ сечение смещения атомов кремния можно найти по формуле

$$\lg \sigma_{dp} = -22,4 - \lg E_p.$$

Для протонов с энергией  $E_p = 20$  МэВ сечение  $\sigma_{dp} = 2 \cdot 10^{-24}$ . Число смещенных атомов кремния в случае облучения нейтронами можно вычислить по уточненной формуле Кинчина-Пиза [?]

$$v_n = f_d f E_a / (2E_d), \quad (6)$$

где  $E_a$  — энергия отдачи, то есть переданная атому решетки часть энергии налетающей частицы,  $f$  — поправочный множитель, учитывающий анизотропию рассеяния быстрых нейтронов и отклонения от закона упругих столкновений. Для кремния  $f = 0,58$ ,  $f_d$  — поправка Дрейна, равная в рассматриваемом случае 0,8.

Вследствие того, что в исследуемом процессе преобладают процессы ионизации, можно положить  $E_a = E_i$ , где  $E_i$  — пороговая энергия ионизации, равная 7,5 кэВ. Подставляя эти значения в (6), находим  $v_n = 133,85$ .

Для нерелятивистских протонов с энергией  $E_p < 50$  МэВ число смещенных атомов кремния можно определить по формуле

$$v_p = 0,5 \ln(0,133E_p/E_d).$$

Так как для кремния  $E_d = 20$  МэВ, то  $v_p = 5,9$ .

При одинаковых флюенсах частиц отношение  $F_n/F_p$  в (4) принимает значение 1, тогда

коэффициент  $K_{n,p}$  определяет отношение концентраций радиационных дефектов при облучении нейтронами и протонами одинаковых флюенсов. С учетом вычисленных значений  $\sigma_n$ ,  $\sigma_p$ ,  $v_n$  и  $v_p$  из (4), получим  $K_{n,p} = 3 \cdot 10^{-3}$ .

Такое значение  $K_{n,p}$  говорит о том, что при одинаковых флюенсах протонов с энергией 20 МэВ и нейтронов с энергией 2,2 МэВ концентрация дефектов в кремниевых пластинах при облучении протонами оказывается в 300 раз больше, чем при облучении нейтронами. При этом константа повреждаемости, вычисленная по формуле (4), увеличивается приблизительно в 10 раз.

Таким образом, сравнивая эффекты от облучения структур реакторными нейтронами и протонами с  $E = 20$  МэВ, можно отметить, что несмотря на то, что среднее число смещенных атомов, создаваемых одним первично смещенным бомбардирующей частицей атомом, при облучении нейтронами в два с половиной раза больше, чем при облучении протонами, число радиационных дефектов значительно больше при облучении протонами за счет того, что эффективное сечение смещения атома кремния протонами на четыре порядка выше.

Полученные данные можно использовать для решения ряда прикладных задач. В частности, для прогнозирования снижения эффективности СЭ под воздействием нейтронного и протонного облучения.

## Литература

1. Пагава Т. А. Влияние температуры облучения на эффективность введения мультивакансионных дефектов в кристаллах *n-Si* // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 8. С. 919–921.
2. Саченко А. В., Горбань А. П., Костылев В. П., Соколовский И. О. Квадратичная рекомбинация в кремнии, и ее влияние на объемное время жизни // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 3. С. 290–294.
3. Азаров А. Ю., Титов А. И. Накопление структурных нарушений в кремнии при облучении кластерными ионами  $PF_n^+$  средних энергий // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 1. С. 7–12.
4. Баранов П. Г., Ионов А. Н., Ильин И. В., Копьев П. С., Мохов Е. Н., Храмов В. А. Электронный парамагнитный резонанс в нейтронно-легированных полупроводниках с измененным изотопным составом // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 6. С. 984–995.
5. Пагава Т. А. Влияние зарядового состояния неравновесных вакансий на природу радиационных дефектов в кристаллах *n-Si* // ФТП. 2005. Т. 39. Вып. 4. С. 424–425.
6. Коноплева Р. Ф., Остроумов В. Н. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с

- германием и кремнием. М.: Атомиздат, 1975. 128 с.
7. Коноплева Р. Ф., Литвинов В. Л., Ухин Н. А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. М.: Атомиздат, 1971. 176 с.
  8. Устюжанинов В. Н., Чепиженко А. З. Радиационные эффекты в биполярных интегральных микросхемах. М.: Радио и связь, 1989. 144 с.
  9. Кинчин Г. Н., Пиз Р. С. Смещение атомов в твердых телах под воздействием излучения // УФН. 1956. Т. 60. Вып. 4. С. 590.
  10. Бадыевич М. Ю., Блохин И. В., Головин Ю. И., Дмитриевский А. А., Карцев С. В., Сучкова Н. Ю., Толотаев М. Ю. Немонотонные изменения концентраций радиационных дефектов донорного и акцепторного типа в кремнии, индуцируемые потоками  $\beta$ -частиц малой интенсивности // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 12. С. 1409–1411.
  11. Антонова И. В., Шаймеев С. С., Смагулова С. А. Трансформация при отжиге электрически активных дефектов в кремнии, имплантированном ионами высоких энергий // ФТП. 2006. Т. 40. В. 5. С. 557–562.
  12. Пагава Т. А. Зависимость кинетики отжига А-центров и дивакансий от температуры, энергии и дозы облучения в кристаллах  $n$ -кремния // ФТП. 2002. Т. 36. В. 10. С. 1159–1162.
  13. Пагава Т. А. Энергия миграции вакансий в кристаллах  $p$ -кремния // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 9. С. 1058–1061.
  14. Захаров М. В., Кагадей В. А., Львова Т. Н., Нефедцев Е. В., Оскомов К. В., Проскуровский Д. И. Влияние обработки кремния в атомарном водороде на образование локальных областей плавления при импульсном световом облучении // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 1. С. 61–66.

**Ключевые слова:** кремний, дефектообразование, облучение протонами и нейтронами

---

Статья поступила 18 марта 2008 г.  
Кубанский государственный университет, г. Краснодар  
© Онищук С. А., 2008