ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СТОЙКОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ К ВОЗДЕЙСТВИЮ ИМПУЛЬСНОГО НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Э. Н. Вологдин

АО «НПП «Пульсар», 105187, г. Москва, Окружной пр., 27

В статье рассмотрены физические процессы в кремнии при воздействии импульсного нейтронного излучения. Проанализированы полученные экспериментальные данные по изменению удельной электропроводности, концентрации и подвижности основных носителей заряда в кремнии n- и p-типа с различным содержанием кислорода в течение интервала времени от 20 мс до суток после воздействия импульса нейтронов. На основе проведённого анализа уточнена модель образования и трансформации во времени пространственных структурных нарушений при указанном воздействии.

Ключевые слова: импульсное нейтронное излучение, область разупорядочения, фактор отжига

Сведения об авторах: Вологдин Эрих Николаевич, 51otd@pulsarnpp.ru.

PHYSICAL BASIS FOR PREDICTION OF SILICON SEMICONDUCTOR DEVICES RESISTANCE TO THE PULSED NEUTRON RADIATION

E.N. Vologdin

JSC «S&PE «Pulsar», 105187, Moscow, Okruzhnoy proezd, 27

In this paper the physical processes in silicon under the impact of pulsed neutron radiation has been considered. Experimental data on the influence of neutron pulse on the changes in conductivity, charge carrier density and mobility in n- and p-type silicon with different oxygen concentration over the time-periods from 20 ms to 24 hours has been obtained and analyzed. On the basis of the analysis, the model of spatial structural defects formation and their change over time has been refined.

Keywords: pulsed neutron radiation, disordered region, annealing factor.

Data of Authors: Erikh Nikolaevich Vologdin, 51otd@pulsarnpp.ru

Введение

Импульсное нейтронное излучение является одним из основных факторов реальной радиационной обстановки, определяющих радиационную стойкость кремниевых полупроводниковых приборов, в связи с наибольшим вкладом возникающих структурных дефектов в изменение электрических параметров приборов среди всех воздействующих радиационных факторов.

Экспериментальная проверка стойкости изделий полупроводниковой электроники

(ИПЭ) к воздействию импульса нейтронов сталкивается с необходимостью дистанционных измерений параметров-критериев стойкости изделий сразу же после воздействия за время от 1 мс, что для СВЧ параметров изделий является сложной, а иногда и неразрешимой технической задачей.

Проблема ещё более усложняется в связи с ограниченной доступностью облучательных установок, моделирующих импульсное нейтронное воздействие.

Решение проблемы по оценке стойкости современных ИПЭ к указанному воздей-

твию должно основываться на расчётно-экспериментальных методах прогнозирования стойкости ИПЭ, которые, в свою очередь, могут базироваться на изучении закономерностей образования структурных нарушений, характерных для воздействия импульсного нейтронного излучения на полупроводниковые материалы. Рассмотрению физических основ таких закономерностей для кремниевых приборов посвящена настоящая работа.

***Структурные нарушения,
возникающие в кремнии
при воздействии быстрых нейтронов***

В реальной радиационной обстановке импульсное нейтронное излучение возникает за счёт реакций деления и синтеза, лежащих в основе действия современного ядерного оружия. При проведении соответствующих испытаний воздействие такого излучения моделируется излучением нейтронов импульсного ядерного реактора на быстрых нейтронах. Энергетический спектр нейтронов типичного реактора в местах размещения испытуемых изделий представлен в [1]. Диапазон энергий нейтронов находится в пределах от 10 кэВ до 10 МэВ с максимальным выходом нейтронов в районе 1 МэВ. Нейтроны указанного энергетического диапазона взаимодействуют с атомами кремния в основном за счёт упругого рассеяния по механизму твёрдых сфер, в соответствии с которым максимальная передаваемая энергия атому кремния $E_{A \text{ макс}}$ равна:

$$E_{A \text{ макс}} = \frac{4 \cdot M_n \cdot M_{Si}}{(M_n + M_{Si})^2} \cdot E_n,$$

где M_n и M_{Si} – массы нейтрона и атома кремния, E_n – энергия нейтрона.

Передаваемая атому кремния (атому отдачи) энергия (E_A) зависит от угла φ , под которым рассеивается нейтрон после столкновения с атомом кремния:

$$E_A = E_{A \text{ макс}} \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2}.$$

Учитывая, что при классическом упругом рассеянии по механизму твёрдых сфер все направления рассеяния налетающих час-

тиц равновероятны, средняя передаваемая атому отдачи энергия $\bar{E}_A$ равна половине $E_{A \text{ макс}}$. На самом деле нейтроны в твёрдом теле рассеиваются больше в переднюю полусферу, что приводит к некоторому уменьшению средней энергии (коэффициент $0,6 \div 0,8$). Энергетическое распределение атомов отдачи в кремнии для приведённого спектра нейтронов импульсного ядерного реактора представлено в [1]. При этом расчёт основывался не только на использовании упругого механизма рассеяния нейтронов на атомах кремния, но учитывалось и неупругое рассеяние нейтронов на ядрах кремния, а также ядерные реакции (n , xn), (n , γ) и другие.

Полученный спектр атомов отдачи, называемых первичными выбитыми атомами (ПВА), лежит в диапазоне энергий от 100 эВ до 800 кэВ с максимумом в районе 23 кэВ. Скорость большинства атомов с такими энергиями превышает скорость валентных электронов, и следовательно, ПВА является ионом, который при своём движении в кремнии теряет энергию в упругих столкновениях с другими атомами и в процессе возбуждения электронов, т. е. создаёт электронно-дырочные пары. Пробеги таких ионов в кремнии лежат в диапазоне от 10 Å до 1 мкм. И на длине своего пробега ПВА создаёт структурные дефекты, передавая часть своей энергии атомам решётки, которые, в свою очередь, раздают её в упругих столкновениях другим атомам, т. е. возникает каскад смещений. Каскад смещений является основой для образования в материале пространственного структурного нарушения, которое называют областью разупорядочения (ОР). Таким образом, концентрация ОР в материале равна концентрации ПВА. Однако если каскад смещений происходит за очень короткое время ($\sim 10^{-12}$ с), то возникновение устойчивой ОР может продолжаться достаточно долгое время, и за это время электрофизические параметры кремния и, соответственно, параметры кремниевых приборов претерпевают существенные изменения. Общий

подход к динамике создания ОР в кремнии был изложен в [2], где постулированы четыре стадии образования ОР: каскадная, посткаскадная, квазихимическая, стадия аккомодации.

На первой стадии (каскадной) происходит развитие каскада столкновений ПВА с другими атомами кремния. На второй стадии (посткаскадной) смещённые из узлов в междоузлия атомы кремния покидают область каскада и взаимодействуют с примесями, часть из которых может быть вытеснена в междоузлия и стать подвижными. На третьей стадии (квазихимической) происходит взаимодействие образованных в каскаде вакансий между собой и с другими несовершенствами кристаллической решётки, прежде всего с легирующими и остаточными примесями, в т. ч. вытесненными из узлов на второй стадии. Четвёртая стадия предполагает установление окончательного равновесия между областями, содержащими структурные нарушения, и ненарушенной частью решётки или с той её частью, куда продолжают вводиться изолированные радиационные дефекты.

Наиболее полно характер перестройки ОР в процессе её образования рассмотрены в [1], где проведено компьютерное моделирование возникновения структурных нарушений в кремнии для типичного спектра нейтронного излучения импульсного реактора SPR-III с учётом возможных реакций между первичными радиационными дефектами (вакансиями и междоузлиями) и атомами примесей в кремнии. Несмотря на ряд полезных результатов, полученных в указанной работе, проведённые численные расчёты не всегда дают хорошее совпадение с имеющимися экспериментальными данными.

Закономерности изменения электрофизических параметров кремния после импульсного нейтронного излучения

Первая информация об изменении параметров полупроводниковых приборов

в течение некоторого времени после воздействия импульса нейтронов появилась в середине 60-х годов прошлого столетия [3]. Был обнаружен эффект значительного восстановления коэффициента передачи тока биполярных транзисторов *n-p-n*-типа, длительность которого зависела от величины эмиттерного тока в процессе восстановления (с увеличением эмиттерного тока восстановление проходило быстрее). В транзисторах *p-n-p*-типа такой эффект отсутствовал. Объяснение наблюдаемого эффекта, который получил название «быстрого отжига», основывалось на том, что при инжекции электронов из эмиттера в базу *p*-типа образованные при нейтронном облучении вакансии захватывают электроны и становятся отрицательно заряженными, для которых энергия активации процесса миграции (~ 0,18 эВ) существенно меньше, чем соответствующая энергия для нейтральных вакансий (~ 0,32 эВ). В связи с этим отрицательно заряженные вакансии быстрее перемещаются по кристаллу и раньше образуют комплексы, т. е. перестают существовать в качестве центров рекомбинации, что приводит к частичному восстановлению времени жизни неравновесных носителей заряда в базе транзистора, т. е. увеличению его коэффициента передачи тока.

Временную зависимость параметров кремниевых приборов, зависящих от времени жизни (τ), в процессе «быстрого отжига» характеризуют с помощью коэффициента (или фактора) отжига по времени жизни AF_τ , который определяется следующим образом:

$$AF_\tau(t) = \frac{\frac{1}{\tau_{\Phi_t}} - \frac{1}{\tau_0}}{\frac{1}{\tau_{\Phi_{\text{ост}}}} - \frac{1}{\tau_0}}, \quad (1)$$

где индексы 0, Φ_t , $\Phi_{\text{ост}}$ относятся к значениям τ до облучения, спустя время t и после окончания процессов формирования ОР соответственно.

Для $AF_\tau(t)$ при комнатной температуре использовалась полуэмпирическая формула [4]:

$$AF_{\tau}(t) = 1 + \frac{230}{\left[\int_0^t n(t) dt \right]^{0.2}}, \quad (2)$$

где $n(t)$ – концентрация электронов (см^{-3}) в области, для которой рассматриваются рекомбинационные процессы после импульсного нейтронного облучения (время t подставляется в секундах).

Нами ранее была предложена другая формула, связывающая фактор отжига с интегральным удельным зарядом электронов (Q_{vt}), прошедших через область, время жизни носителей заряда в которой определяет величину исследуемых параметров прибора (определяющая область):

$$AF_{\tau} = 1 + 3,5 \cdot 10^{-5} \cdot \left[\ln \frac{1}{Q_{vt}} \right]^{3,8}, \quad (3)$$

$$Q_{vt} = q \cdot \int_0^t \bar{n}(t) dt, \quad (4)$$

где $\bar{n}(t)$ – зависимость от времени средней концентрации электронов в определяющей области прибора (см^{-3}), q – заряд электрона, равный $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл (время t подставляется в секундах).

Примечание: формула (3) справедлива для $Q_{vt} \leq 1 \frac{\text{Кл} \cdot \text{с}}{\text{см}^{-3}}$.

Формула (3) даёт лучшее совпадение с экспериментальными результатами по сравнению с формулой (2) [5].

В общем случае параметры полупроводниковых приборов зависят не только от времени жизни носителей заряда, но определяются также концентрацией основных носителей (электронов n , дырок p) и подвижностью (μ), в связи с чем по аналогии с формулой (1) можно ввести коэффициенты (факторы) отжига для изменения после импульсного нейтронного облучения концентрации основных носителей $AF_n(t)$ и подвижности носителей заряда $AF_{\mu}(t)$:

$$AF_n(t) = \frac{n_0 - n_{\Phi t}}{n_0 - n_{\Phi \text{ост}}} = \frac{1 - \frac{n_{\Phi t}}{n_0}}{1 - \frac{n_{\Phi \text{ост}}}{n_0}}, \quad (5)$$

$$AF_{\mu}(t) = \frac{\frac{1}{\mu_{\Phi t}} - \frac{1}{\mu_0}}{\frac{1}{\mu_{\Phi \text{ост}}} - \frac{1}{\mu_0}} = \frac{\frac{\mu_0}{\mu_{\Phi t}} - 1}{\frac{\mu_0}{\mu_{\Phi \text{ост}}} - 1} \quad (6)$$

До настоящего времени никакой информации в зарубежной литературе о процессах изменения во времени концентрации основных носителей и подвижности в кремнии после импульсного нейтронного излучения не было обнаружено. Однако наши экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что для некоторых классов полупроводниковых приборов при оценке их стойкости к воздействию импульсного нейтронного излучения следует учитывать временные изменения их параметров, зависящих прежде всего от концентрации основных носителей, а иногда и от подвижности.

На рис. 1 приведены зависимости от времени относительного изменения удельной электропроводности кремния ($\frac{\sigma_{\Phi}}{\sigma_0}$) в процессе и после воздействия импульса гамма-нейтронного (γ - n) излучения с приблизительно одинаковой концентрацией основных носителей до облучения $(6 - 6,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [6].

Возрастание электропроводности во время воздействия импульса связано с генерацией неравновесных носителей заряда за счёт возникающего в реакции деления урана гамма-излучения.

Заметна существенная разница в характере восстановления электропроводности у материалов, отличающихся содержанием кислорода (КЭФ-7,5 и БКЭФ-7,5), а также для образцов p - и n -типа (КЭФ-7,5 и КДБ-20).

Рис. 1

Зависимости от времени относительного изменения удельной электропроводности кремния ($\frac{\sigma_{\Phi}}{\sigma_0}$) в процессе и после воздействия импульса γ - n -излучения

Рис. 2

Изменения концентрации основных носителей при комнатной температуре после импульса γ -п-излучения для кремния КДБ-20, БКДБ-20, КЭФ-10, БКЭФ-10

Рис. 3

Изменения подвижности основных носителей при комнатной температуре после импульса γ -п-излучения для кремния КДБ-20, БКДБ-20, КЭФ-10, БКЭФ-10

Учитывая то, что вклад в электропроводность даёт как концентрация, так и подвижность основных носителей, целесообразно оценить характер изменения после импульсного нейтронного излучения каждого параметра в отдельности. Для этого проанализируем ход изменения концентрации и подвижности после гамма-нейтронного импульса. Экспериментальные результаты изменения n (p) и μ при комнатной температуре для кремния КДБ-20, БКДБ-20, КЭФ-10, БКЭФ-10 приведены на рис. 2 и 3 соответственно.

Анализ приведённых зависимостей показывает, что существенного изменения подвижности основных носителей в кремнии за время от 20 мс до суток после импульса нейтронного излучения не происходит, т. е. $AF_\mu \approx 1$. Поэтому для выделения из кривых относительного изменения удельной электропроводности (рис. 1) соответствующего вклада концентрации основных носителей можно использовать величину подвижнос-

ти $\mu_{\text{ост}}$, полученную экспериментально или расчётным путём с использованием коэффициента радиационного изменения подвижности k_μ , определяемого с помощью следующего соотношения [7]:

$$k_\mu = \frac{\frac{1}{\mu_{\text{ост}}} - \frac{1}{\mu_0}}{\Phi_n}, \quad (7)$$

где Φ_n – флюенс нейтронов.

Таким образом, относительное изменение концентрации основных носителей после импульсного нейтронного излучения может быть получено из зависимостей $\frac{\sigma_{\Phi_t}}{\sigma_0}$ с помощью следующего соотношения:

$$\frac{n_{\Phi_t}}{n_0} = \frac{\sigma_{\Phi_t}}{\sigma_0} \cdot [1 + k_\mu \cdot \mu_0 \cdot \Phi_n], \quad (8)$$

где k_μ определяется по формуле (7) из измерений, проведённых после окончания процесса формирования ОР.

Величины k_μ , полученные из зависимостей, приведённых на рис. 3, а также использованные в расчёте данные отражены в табл. 1.

Таблица 1

Расчёт коэффициентов k_μ

№	Материал	$n_0, \text{см}^{-3}$	$\mu_0, \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$	$\mu_{\text{ост}}, \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$	$\Phi_n, \frac{\text{н}}{\text{см}^2}$	$k_\mu, \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{н}}$
1	КЭФ-10	$4,5 \cdot 10^{14}$	1389	1123	$2,35 \cdot 10^{14}$	$7,26 \cdot 10^{-19}$
2	БКЭФ-10	$4,5 \cdot 10^{14}$	1389	1094	$1,14 \cdot 10^{14}$	$1,7 \cdot 10^{-18}$
3	КДБ-20	$6,5 \cdot 10^{14}$	481	300	$2,35 \cdot 10^{14}$	$5,33 \cdot 10^{-18}$
4	БКДБ-20	$6,5 \cdot 10^{14}$	481	274	$2,35 \cdot 10^{14}$	$6,68 \cdot 10^{-18}$

Фактор отжига AF_n может быть рассчитан из данных, приведённых на рис. 2.

Значения $AF_{n \text{ макс}}$, которые соответствуют времени ~ 20 мс, сведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения $AF_{n \text{ макс}}$

Материал	КЭФ-10	БКЭФ-10	КДБ-20	БКДБ-20
$AF_{n \text{ макс}}$	1,06	1,06	2,37	6,55

Обсуждение экспериментальных результатов и уточнение модели образования областей разупорядочения

Анализ экспериментальных данных, приведённых на рис. 1, показывает, что восстановление удельной электропроводности кремния p - и n -типа после импульсного нейтронного излучения идёт по-разному. Для материалов, содержащих большое количество кислорода (КДБ, КЭФ), в которых его концентрация может приближаться к 10^{18} см $^{-3}$, а концентрация основных носителей сопоставима, при одинаковых флюенсах нейтронов восстановление идёт значительно эффективнее в кремнии p -типа. Это проявляется в величинах AF_n (табл. 2), где $AF_{n \text{ макс}}$ в кремнии p -типа более чем в 2 раза превышает $AF_{n \text{ макс}}$ в кремнии n -типа. Но самый неожиданный результат связан с величиной $AF_{n \text{ макс}}$ для кремния p -типа с относительно малым содержанием кислорода БКДБ-20 ($\sim 10^{16}$ см $^{-3}$). Такие величины AF_n ранее не наблюдались, и они сопоставимы с AF для кремния p -типа при низком уровне инжекции. Существенная разница в величинах AF_n для кремния p -типа с различным содержанием кислорода (КДБ-20 и БКДБ-20) позволяет уточнить процессы, происходящие в кремнии p -типа при образовании ОР.

Считается, что развитие каскада смещений в кремнии приводит не только к возникновению вакансий и междоузельных атомов, но и к образованию первичных дефектов в виде дивакансий, которые являются, в отличие от вакансий и междоузельных атомов, неподвижными. Именно первичные

дивакансии и составляют основу ядра ОР. По оценке, приведённой в [1] на основании компьютерного моделирования парных столкновений атомов кремния, дивакансии в области каскада смещений составляют ~ 44 % от количества вакансий. При этом в центре каскада концентрация вакансий может достигать величины около 10^{21} см $^{-3}$, т. е. кристаллическая структура в ядре сохраняется.

Все первичные дефекты (междоузлия, вакансии, дивакансии) электрически активны. Уровни дивакансий в кремнии установлены достаточно точно. Являясь амфотерным центром, они имеют два акцепторных уровня ($E_c - 0,23$ эВ, $E_c - 0,41$ эВ) и один донорный ($E_v + 0,21$ эВ). Меньшая определённость существует по уровням вакансий. Считается, что более или менее точно установлены акцепторный уровень в верхней половине запрещённой зоны ($E_c - 0,09$ эВ) и два донорных уровня в нижней половине запрещённой зоны ($E_v + 0,05$ эВ, $E_v + 0,13$ эВ). Причём донорные уровни характеризуются инверсией, т. к. уровень ($E_v + 0,05$ эВ) соответствует переходу дефекта из нейтрального состояния в однократно положительно заряженное, а уровень ($E_v + 0,13$ эВ) из однократно в двукратно положительно заряженное. Кроме этого, у вакансии имеется ещё один достаточно глубокий акцепторный уровень, соответствующий переходу дефекта из однократно отрицательно заряженного состояния в нейтральное. По некоторым данным, его энергетическое положение соответствует ($E_c - 0,4$ эВ).

Наибольшая неопределённость возникает в установлении энергетических уровней междоузлия. До настоящего времени нет прямых экспериментов по их определению, поэтому считается, что междоузлие обладает большой подвижностью даже при очень низких температурах. Опубликованные в научной литературе данные по энергетическим уровням междоузлий получены на основании косвенных экспериментов. Исходя из общепринятых представлений об изолирован-

ном междоузлии в решётке кремния, можно утверждать, что оно должно отдавать один или два слабосвязанных валентных электрона в валентную зону кремния при наличии там дырок, т. е. в материале p -типа. Отсюда можно считать физически обоснованным наличие, по крайней мере, двух донорных уровней, находящихся вблизи середины запрещённой зоны кремния. Это подтверждается приводимыми в литературе уровнями: $(E_V + 0,05 \text{ эВ})$, соответствующим переходу дефекта из нейтрального в однократно положительно заряженное состояние, и $(E_C - 0,47 \text{ эВ})$, соответствующим переходу из однократно в двукратно положительно заряженное состояние. Как и в случае с вакансией, донорные уровни междоузлия обладают инверсией.

Исходя из вышеизложенного, в кремнии p -типа даже при достаточно высокой концентрации основных носителей ядро ОР, отдав свободные дырки, становится областью с проводимостью, близкой к собственной. Так как ОР возникает на треке ПВА с различными пробегами смещённых атомов, то её на первоначальной стадии можно представить как совокупность ядер, соответствующих концам пробега смещённых атомов, окружённых первичными дефектами с меньшей концентрацией ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

Из-за градиента концентрации дефектов происходит диффузионное перемещение подвижных первичных дефектов – сначала междоузлий, затем вакансий. Междоузлия, встречая на своём пути атомы легирующей или остаточной примеси, находящиеся в узлах, смещают их в междоузельное положение, занимая их место в узлах решётки. Атомы примеси, вытесненные в междоузлия, становятся подвижными и, встречая на своём пути такие же атомы в узлах, образуют устойчивые при комнатной температуре дефекты структуры. Таким образом, конечной стадией трансформации каскада смещений, связанной с междоузлиями в p -кремнии, является образование комплексов междоузельный бор – узловый бор ($B_S B_I$) и междоузельный углерод – узловый углерод ($C_S C_I$).

Вакансии в кремнии p -типа при своём перемещении могут взаимодействовать с легирующей примесью (бор), образуя комплекс (VB_S), и с остаточной примесью (кислород), создавая А-центр (VO_I). Комплекс VB_S неустойчив при комнатной температуре и распадается на составляющие. А-центр отжигается при температуре 350°C и, имея энергетический уровень акцепторного типа ($E_C - 0,17 \text{ эВ}$), в кремнии p -типа нейтрален. Кроме этого, вакансии, взаимодействуя на своём пути с вытесненными междоузельными атомами бора, могут вернуть их в узлы решётки. Этот процесс является одним из главных механизмов восстановления концентрации основных носителей в кремнии p -типа после импульсного нейтронного облучения и позволяет объяснить разницу в факторе отжига для материалов КДБ-20 и БКДБ-20.

Важным моментом является также возможность прямой аннигиляции междоузельных атомов и вакансий из-за их высокой концентрации, особенно в ядре ОР.

Однако эффективность аннигиляции падает при потере вакансий, входящих в состав А-центров. Таким образом, в материале, содержащем много кислорода (КДБ-20), остаётся больше междоузлий, способных вытеснять бор из узлов, что и проявляется (рис. 2) в более значительном, чем в БКДБ-20, уменьшении концентрации основных носителей сразу после окончания импульса излучения. В дальнейшем происходит восстановление бора в узлах решётки и распад образовавшихся донорных центров (VB_S), что, по-видимому, в большей степени характерно для материала БКДБ-20, где явно наблюдаются 2 стадии восстановления концентрации основных носителей.

В связи с вышеизложенным следует уточнить механизм «быстрого отжига» в полупроводниковых приборах по параметрам, связанным с временем жизни носителей заряда, т. е. пояснить зависимость $AF\tau$ от уровня инжекции. Увеличение концентрации неравновесных электронов в p -областях прибора приводит к эффективному их

заполнению ОР, которая является потенциальной ямой для неосновных носителей заряда. При высоком уровне инжекции квазиуровень Ферми для электронов находится в верхней половине запрещённой зоны выше уровня вакансии ($E_c - 0,4$ эВ). Следовательно, вакансии в ОР будут иметь отрицательный заряд и смогут непосредственно без закрепления на центрах аннигиляции рекомбинировать с теми междоузлиями, которые имеют однократно или двукратно положительный заряд. Этот процесс приводит к уменьшению рекомбинационных центров в ОР и соответственно к частичному восстановлению времени жизни носителей заряда.

Роль интегрального заряда электронов, используемого в формуле (3), заключается в том, что из-за высокой концентрации вакансий, особенно в ядре ОР, требуется какое-то время для приобретения ими отрицательного заряда, что учитывается формулой (4).

Поэтому попытка, предпринятая в [1], получить для кремния p -типа совпадение расчётных и экспериментальных данных по «быстрому отжигу» с помощью ничем не обоснованного использования в расчёте энергии активации диффузии, равной 1,17 эВ для междоузлия в двукратно положительно заряженном состоянии, вызывает большие сомнения.

Наличие такой большой энергии активации привело бы к непосредственному обнаружению междоузлия кремния в проводимых экспериментах, чего до сих пор так и не произошло.

В кремнии n -типа процессы восстановления параметров после гамма-нейтронного импульса идут в целом по аналогичной схеме. Дивакансионное ядро формируется непосредственно во время развития каскада смещений. Однако из-за большей скорости рекомбинации дырок на дивакансиях по сравнению с электронами роль инжекции неравновесных носителей заряда за счёт импульса излучения в кремнии n -типа будет меньше, чем в кремнии p -типа.

Также следует отметить, что в процессе отжига в кремнии n -типа один рекомбинационный центр (вакансия) преобразуется в другой (А-центр или Е-центр, который является комплексом вакансии-фосфор), что также сказывается на величине коэффициента радиационного изменения времени жизни, так как в отличие от кремния p -типа, где основные рекомбинационные свойства после окончания процессов перестройки областей разупорядочения определяются дивакансионным ядром, в кремнии n -типа свой вклад, кроме ядра, дают А- и Е-центры в примесно-дефектной оболочке. Положительное же влияние на ускорение процессов отжига в кремнии n -типа инжекция оказать не может, потому что реакция образования Е-центра идёт эффективно при отрицательно заряженной вакансии. Такой она и является в материале n -типа вне зависимости от уровня инжекции. Образование же А-центра практически не зависит от заряда вакансии. Кроме этого, А- и Е-центры не менее эффективны в качестве рекомбинационных центров, чем вакансии.

Процессы восстановления концентрации основных носителей в кремнии n -типа после импульса облучения также связаны с переходом вакансий в состав А- и Е-центров. При этом Е-центр из зоны проводимости удаляет, как правило, 2 электрона, тогда как вакансия – всего лишь один (за исключением случая сильнолегированного материала). Таким образом, при вхождении вакансии в состав Е-центра концентрация основных носителей может даже уменьшиться, что и наблюдается в «зонном» материале БКЭФ-7,5 (рис. 1) после импульса излучения. Иная зависимость характерна для «тянутого» материала (КЭФ-7,5), где значительная часть вакансий входит в состав не Е-, а А-центров из-за большой концентрации кислорода. При этом А-центр в высокоомном кремнии возвращает электроны в зону проводимости, т. к. его энергетический уровень находится выше уровня Ферми в материале.

Заключение

В статье проанализированы физические процессы, лежащие в основе создания структурных нарушений в кремнии при импульсном нейтронном облучении.

В результате проведённых экспериментальных исследований впервые обнаружено значительное восстановление концентрации основных носителей в кремнии p -типа после воздействия импульса гамма-нейтронного излучения. Установлена зависимость фактора отжига AF_n данного процесса от содержания кислорода в облучаемом материале. Расчётные максимальные значения AF_n оказались сопоставимы с величинами фактора отжига по времени жизни носителей заряда AF в кремнии p -типа при низком уровне инжекции. На основании общего подхода к процессу образования и трансформации структуры областей разупорядочения, возникающих при облучении кремния быстрыми нейтронами, предложен механизм, объясняющий наблюдаемые закономерности. Анализ совокупности полученных экспериментальных данных позволил внести уточнения в модель образования и перестройки областей разупорядочения в кремнии после импульсного нейтронного излучения.

Литература

1. Myers S.M. [et al.] Model of defect reactions and the influence of clustering in pulse-neutron-irradiated Si // Journal of Applied Physics. – Vol. 104. 2008. – P. 044507-1 – 044507-13.
2. Вопросы радиационной технологии полупроводников под ред. Л.С. Смирнова // Изд. «Наука», Сибирское отделение, Новосибирск, 1980. – 294 с.
3. Sander H.H. [et al.] Devices following pulsed neutron irradiation // IEEE Transactions on Nuclear Science. – Vol. NS-12. – No 6. 1966. – P. 53-62.
4. McMurray L.R. [et al.] Rapid annealing factor for bipolar silicon devices irradiated by fast neutron pulse // IEEE Transactions on Nuclear Science. – Vol. NS-28. – No 6. 1981. – P. 4392-4396.
5. Вологдин Э.Н. Экспериментальное исследование процессов формирования областей разупорядочения в кремнии при нейтронном облучении //Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА: Материалы XI Всероссийской научно-технической конференции. Дубна, 2012. – С. 175-177.
6. Вологдин Э.Н. Исследование процессов деградации и восстановления параметров полупроводниковых материалов и приборов в результате воздействия импульсного ионизирующего излучения / Э.Н. Вологдин, В.Г. Горячев // Радиационная стойкость электронных систем «Стойкость-2011»: научно-технический сборник. – Вып. 14. – 2011. – С. 113-114.
7. Вологдин Э.Н. Интегральные радиационные изменения параметров полупроводниковых материалов / Э.Н. Вологдин, А.П. Лысенко. – М.: МГИЭМ, 1999. – 94 с.

Reference

1. Myers S.M. [et al.] Model of defect reactions and the influence of clustering in pulse-neutron-irradiated Si // Journal of Applied Physics. – Vol. 104. 2008. – P. 044507-1 – 044507-13.
2. Issues of semiconductor radiation technology, ed. L.S. Smirnov. Publ. «Nauka» [«Science»], Siberian branch, Novosibirsk. 1980. p.294.
3. Sander H.H. [et al.] Devices following pulsed neutron irradiation // IEEE Transactions on Nuclear Science. – Vol. NS-12. – No 6. 1966. – P. 53-62.
4. McMurray L.R. [et al.] Rapid annealing factor for bipolar silicon devices irradiated by fast neutron pulse // IEEE Transactions on Nuclear Science. – Vol. NS-28. – No 6. 1981. – P. 4392-4396
5. E.N. Vologdin. Experimental study of the processes of disordered region formation in silicon under the neutron radiation. *Materialy XI Vserossiyskoy nauchno-tekhnicheskoy konferencii Tverdotelnaya elektronika. Slozhniye funktsionalniye bloki REA* [Proc. XI All-Russian scientific and technical conference Solid-state Electronics. Complex Functional Blocks of Radio-electronic Equipment]. Dubna. 2012. pp.175-177.
6. E.N. Vologdin. V.G. Goryachev. Study of degradation and recovery of semiconductor materials and devices parameters caused by exposure to pulsed ionizing radiation. *Nauchno-tekhnicheskiiy sbornik. Rad. stoykost elektronnykh system «Stoykost-2011»* [Proc. Radiation Hardness of Electronic Systems «Stoykost-2011»]. Vol.14-2011. pp.113-114.
7. E.N. Vologdin, A.P. Lysenko. Integral radiation-induced changes of semiconductor material's parameters. M.: MGIEM. 1999. p.94.