

## Распределение по глубине точечных дефектов в Si, облученном высокоэнергетичными ионами N<sup>5+</sup> и Si<sup>5+</sup>

© А.В. Двуреченский, А.А. Каранович, Р. Гретцшель\*, Ф. Херрман\*, Р. Кеглер\*, А.В. Рыбин\*\*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

\* Научно-исследовательский центр Россендорф, D-01314 Дрезден, Германия

\*\* Мордовский государственный педагогический институт, 430007 Саранск, Россия

(Поступила в Редакцию 2 сентября 1997 г.)

Методом ЭПР исследовались распределения по глубине точечных дефектов в образцах Si, облученных ионами N<sup>5+</sup> ( $E = 16 \text{ MeV}$ ) и Si<sup>5+</sup> ( $E = 26.8 \text{ MeV}$ ) и при 175 и 300 К в диапазоне доз  $(4-8) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Установлено, что в отличие от случая внедрения в Si ионов средних энергий ( $E \sim 100 \text{ keV}$ ) распределения по глубине планарных тетравакансий в образцах, облученных ионами при 300 К в указанных режимах, обладают двумя максимумами. Результаты эксперимента свидетельствуют о том, что образование ближайшего к поверхности максимума плотности тетравакансий происходит за счет вторичных процессов дефектообразования. Ни в одном из исследуемых образцов не обнаружено сплошного аморфного слоя в объеме Si. Данный экспериментальный факт свидетельствует об отжиге дефектов, который имеет место при имплантации в Si высокоэнергетичных ионов.

В настоящее время имплантация ионов с энергией  $E \sim 1 \text{ MeV/ion}$  начинает успешно применяться для производства интегральных схем и микроэлектронных приборов с повышенной плотностью активных и пассивных элементов [1,2]. Величина энергии, которая будет использоваться в дальнейшем в имплантации при изготовлении интегральных схем, очевидно, составит значение  $\sim 1 \text{ MeV/a.m.u.}$  Однако несмотря на то что основные закономерности процессов дефектообразования в Si при облучении ионами с энергией  $E \sim 10 \text{ keV/a.m.u.}$  изучены достаточно хорошо, закономерности образования дефектов при облучении Si ионами с энергией  $E \sim 1 \text{ MeV/a.m.u.}$  исследованы слабо, хотя первые публикации по данной теме появились более 20 лет назад [3]. Отметим, что в настоящее время практически отсутствуют работы, посвященные исследованию распределений по глубине точечных дефектов в Si, облученном ионами с энергией  $E \sim 1 \text{ MeV/a.m.u.}$ , в зависимости от температуры образцов при облучении.

В настоящей работе методом ЭПР исследовались структура и распределение по глубине точечных дефектов в Si, облученном ионами N<sup>5+</sup> и Si<sup>5+</sup> с энергией  $E \approx 1 \text{ MeV/a.m.u.}$  при температурах 175 и 300 К в интервале доз  $D = (4-8) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .

### 1. Методика и техника эксперимента

В эксперименте использовался промышленный Si, выращенный методом зонной плавки, легированный бором ( $\rho \approx 1 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ ). Размеры образцов составляли  $10 \times 5 \times 0.3 \text{ mm}$ .

Облучение образцов ионами проводилось в научном центре Россендорф (Германия) на ионном ускорителе типа "ТАНДЕМ". Параметры имплантации приведены в таблице. Для предотвращения нагрева на необлучаемую

часть образцов наносилась индий-галлиевая паста, после чего образцы жестко крепились к стальному предметному столику, который помещался в камеру с автоматической регулировкой температуры в интервале 175–500 К.

Параметры имплантации

Ион	$E, \text{ MeV}$	$D, \text{ Ion/cm}^2$	$j, \text{ nA/cm}^2$	$T, \text{ K}$
Si <sup>5+</sup>	26.8	$8 \cdot 10^{15}$	150	300
Si <sup>5+</sup>	26.8	$4 \cdot 10^{15}$	150	175
N <sup>5+</sup>	16	$6 \cdot 10^{15}$	30	300
N <sup>5+</sup>	16	$6 \cdot 10^{15}$	30	175

Спектры ЭПР записывались на спектрометре фирмы "Varian" в X-диапазоне СВЧ (9 GHz) при комнатной температуре. Построение профиля распределения концентрации парамагнитных дефектов по глубине производилось путем изменения интенсивности сигнала ЭПР при последовательном снятии слоев Si с облученной стороны. Послойное удаление материала осуществлялось при помощи механической полировки с использованием алмазной пасты (размер зерна  $\sim 1 \mu\text{m}$ ). Толщина удаленного слоя определялась путем взвешивания образца до и после полировки на аналитических весах с точностью взвешивания  $10^{-7} \text{ g}$ . Абсолютная ошибка при определении толщины удаленного слоя не превышала  $0.1 \mu\text{m}$ .

### 2. Результаты эксперимента и их обсуждение

1) Атомная конфигурация парамагнитных дефектов. Для образцов Si, облученных в указанных режимах, спектр ЭПР представляет собой суперпозицию

двух составляющих: широкой интенсивной линии с изотропным  $g$ -фактором и серии узких линий, положение которых зависит от ориентации магнитного поля.

Первая составляющая спектра по своему  $g$ -фактору совпадает с  $g$ -фактором VV-центров [4,5] (VV-центр представляет собой оборванную связь в аморфной области,  $g = 2.0055$ ,  $H_{pp} = (5-7) \cdot 10^{-4}$  Т, где  $H_{pp}$  — ширина линии спектра ЭПР).

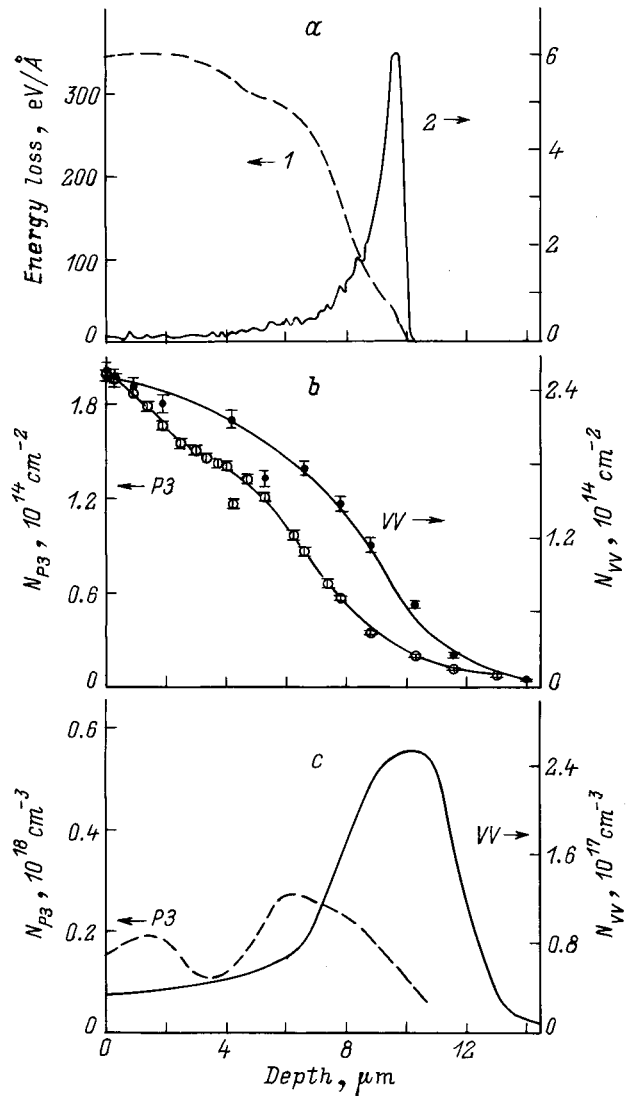
Анализ положений линий второй составляющей спектра ЭПР для различных ориентаций магнитного поля позволил идентифицировать ее как спектр P3 [6,7], обусловленный планарными тетравакансиями.

2) Распределение по глубине VV-центров. Распределения VV-центров по глубине в облученных образцах характеризуются одним максимумом, расположенным вблизи конца пробега. Плотность VV-центров в образцах Si, облученных ионами  $\text{Si}^{5+}$  при 300 и 175 К (рис. 1, *c*, 2, *b*), и ионами  $\text{N}^{5+}$  при 300 К (рис. 3, *b*), характеризуется слабым ростом на начальных участках пробега, а в образцах, облученных ионами  $\text{N}^{5+}$  при 175 К, концентрация VV-центров на большей части пробега находится ниже предела чувствительности методики (рис. 3, *c*).

На основе известных механизмов аморфизации, рассмотренных, в частности, Гиббсом [9], проведем анализ полученных в эксперименте распределений по глубине VV-центров.

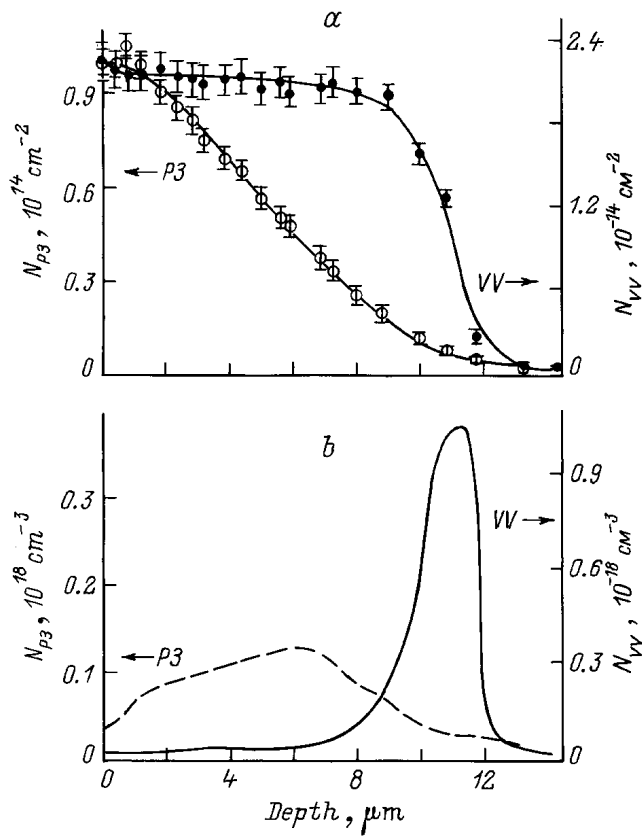
Распределение VV-центров в образцах Si, облученных ионами  $\text{Si}^{5+}$  при 175 К, достаточно хорошо коррелирует с распределением первичных радиационных дефектов (рис. 1, *a*, 2, *b*). Кроме того, отношение концентрации в пике упругого торможения иона к концентрации в начале пробега как для первичных дефектов, так и для VV-центров составляет приблизительно одинаковые величины ( $\approx 60$  при имплантации в Si ионов  $\text{Si}^{5+}$ ). Это означает, что число аморфных включений, образующихся при торможении иона на единице пути, приблизительно пропорционально числу первичных смещений. Следовательно, образование аморфной фазы в данном случае происходит в результате перекрытия субкаскадов в треке единичного иона.

Распределение VV-центров в образцах, облученных при 300 К ионами  $\text{Si}^{5+}$ , и в образцах, облученных ионами  $\text{N}^{5+}$ , значительно уширены в сторону поверхности и в глубину. При этом отношение концентрации первичных дефектов в пике упругого торможения иона к концентрации первичных дефектов в начале пробега для данных образцов в несколько раз превышает отношение концентрации VV-центров в максимуме распределения к концентрации VV-центров в начале пробега (рис. 1, *a*, *c*, 3, *a*, *b*). Следовательно, на формирование профилей распределения по глубине VV-центров в данном случае значительное влияние оказывают вторичные процессы дефектообразования, например, такие как диффузия компонент пар Френкеля к поверхности и в глубину и их взаимодействие между собой и дефектными комплексами.



**Рис. 1.** Распределение по глубине неупругих (1) и упругих (2) потерь энергии имплантированных в Si ионов Si с энергией 26 MeV [8] (*a*), интегральное распределение по глубине слоевой концентрации планарных тетравакансий (P3-центр) и VV-центров в Si, облученном ионами  $\text{Si}^{5+}$  с  $E = 26$  MeV (*b*), и дифференциальное распределение по глубине объемной концентрации планарных тетравакансий (P3-центр) и VV-центров (*c*).  $T = 300$  К,  $D = 8 \cdot 10^{15}$   $\text{cm}^{-2}$ .

Концентрация VV-центров в образцах, облученных ионами  $\text{N}^{5+}$  с энергией 16 MeV при 175 К в интервале глубин  $0 < x < (2/3)R_p$ , находится ниже предела чувствительности методики (т.е. интенсивность линии ЭПР, обусловленной парамагнетизмом VV-центров, не изменяется в данном интервале глубин), а вблизи среднего проецированного пробега  $R_p$  распределение VV-центров характеризуется наличием широкого максимума (рис. 3, *c*). Поскольку ширина на полувысоте максимума VV-центров приблизительно в 10 раз больше аналогичной величины, соответствующей максимуму первичных пар Френкеля (рис. 3, *c*, 2, *a*), можно сделать



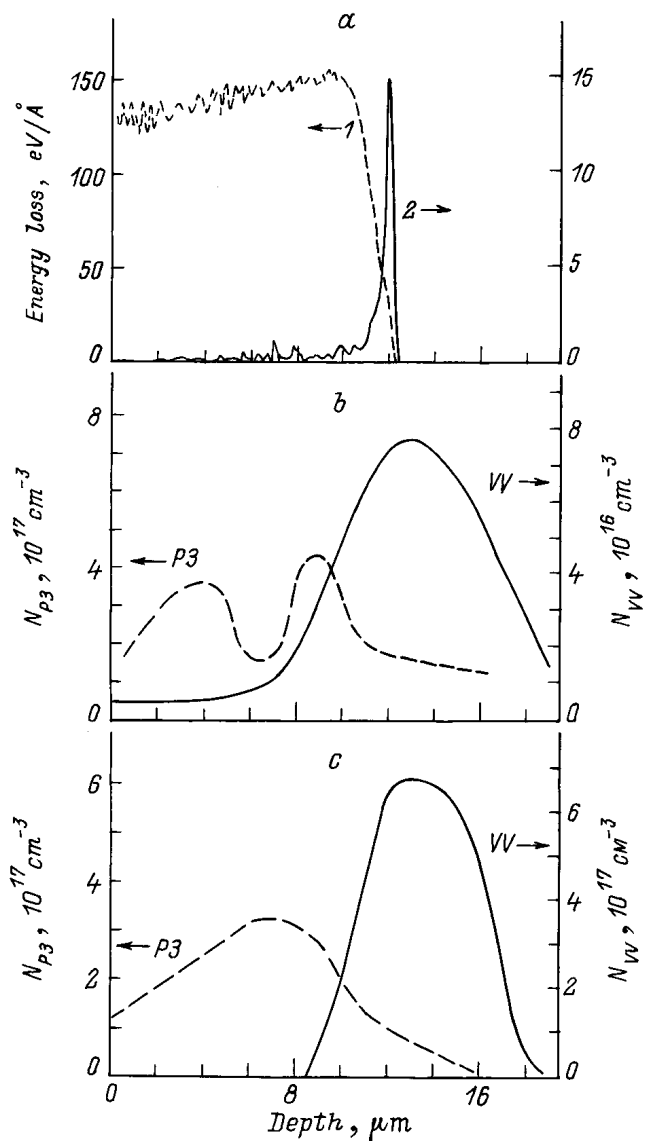
**Рис. 2.** Интегральное распределение по глубине слоевой концентрации планарных тетравакансий (P3-центр) и VV-центров в Si, облученном ионами  $\text{Si}^{5+}$  (a), и дифференциальное распределение по глубине объемной концентрации планарных тетравакансий (P3-центр) и VV-центров в Si, облученном ионами  $\text{Si}^{5+}$  (b).  $E = 26.8 \text{ MeV}$ ,  $T = 175 \text{ K}$ ,  $D = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .

вывод о том, что формирование распределения по глубине VV-центров в данных образцах происходит, очевидно, в основном за счет перекрытия разупорядоченных областей, созданных различными ионами, и частично в результате взаимодействия первичных радиационных дефектов с разупорядоченными областями.

3) Отсутствие сплошного аморфного слоя в имплантированном объеме кремния. В результате исследований было также обнаружено, что ни в одном из облученных образцов не произошло образования сплошного аморфного слоя в объеме Si, о чем свидетельствуют низкие концентрации VV-центров в пике упругого торможения ( $N_{VV} < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), которые приблизительно на два-три порядка меньше концентрации, характерной для сплошного аморфного слоя ( $N_{VV} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) [4,5]. Кроме того, концентрация тетравакансий в любой точке пробега составляет  $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (заметим, что тетравакансия, как и любой другой дефект, за исключением VV-центров, может существовать только в кристаллической фазе Si). Тем не менее, хорошо известно [9,10], что внедрение в Si ионов с энергией  $\sim 10 \text{ keV/a.m.u.}$  при тех же условиях

имплантации, в нашем эксперименте, заведомо приводит к полной аморфизации имплантируемого слоя. Отметим, что авторы [11] методом аннигиляции позитронов наблюдали образование сплошного аморфного слоя вблизи  $R_p$  в образцах Si, облученных при  $T \approx 300 \text{ K}$  ионами Si с  $E \approx 12 \text{ MeV}$  и  $D = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ .

Следовательно, для образования сплошного аморфного слоя в конце пробега при бомбардировке Si ионами с энергией  $\sim 1 \text{ MeV/a.m.u.}$  необходимы дозы, значительно (более чем на порядок) превышающие критические дозы аморфизации, характерные для среднеэнергетической имплантации (при прочих одинаковых условиях облучения).



**Рис. 3.** Распределение по глубине неупругих (1) и упругих (2) потерь энергии имплантированных в Si ионов N с  $E = 16 \text{ MeV}$  [8] (a) и дифференциальное распределение по глубине объемной концентрации планарных тетравакансий (P3-центр) и VV-центров в Si, облученном ионами  $\text{N}^{5+}$  с  $E = 16 \text{ MeV}$  при 300 (b) и 175 K (c).  $D = 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .

Для всех используемых в данном эксперименте режимов имплантации рассчитанная плотность энергии, выделенная высокоэнергетическими ионами в пике упругого торможения, составляет  $10^{24} - 10^{25} \text{ см}^3$  и является достаточной для образования сплошного аморфного слоя в Si, облученном среднеэнергетическими ионами при прочих равных условиях облучения [12,13].

Поэтому отсутствие в исследуемых образцах сплошного аморфного слоя в объеме Si может быть обусловлено следующими причинами: 1) при имплантации в Si ионов с энергией  $\sim 1 \text{ MeV/a.m.u.}$  происходит частичный отжиг дефектов, который как указывалось в ряде работ, возможен, если неупругие потери энергии внедряемых ионов превышают величину  $\cong 100 \text{ eV/\AA}$  [14–16]; 2) вблизи  $R_p$  внедряемыми ионами создаются как подвижные, так и неподвижные дефекты, взаимодействие которых между собой приводит к тому, что число неподвижных дефектных комплексов в единице объема не превышает критическую концентрацию, которая необходима для образования сплошного аморфного слоя [13,17]. Образование вблизи  $R_p$  подвижных и неподвижных дефектов обусловлено тем, что дисперсия по энергии внедряемых в твердое тело ионов с энергией  $E \approx 1 \text{ MeV/a.m.u.}$  в конце пробега составляет величину  $\sim 1 \text{ MeV}$  [8]. Поэтому ионы, энергия которых вблизи  $R_p$  составляет величину  $\approx 10 \text{ keV}$ , будут создавать преимущественно неподвижные дефекты, так как ион-атомные столкновения происходят с малым прицельным параметром. Ионы, энергия которых в конце пробега составляет величину  $\approx 1 \text{ MeV}$ , будут создавать преимущественно вакансии и межузельные атомы, поскольку в данном случае ион-атомные столкновения происходят с большим прицельным параметром. Поэтому при высокоэнергетичной имплантации ( $E \sim 1 \text{ MeV/a.m.u.}$ ) образованию сплошного аморфного слоя может препятствовать взаимодействие подвижных и неподвижных дефектов [13,17].

4) Распределение по глубине планарных тетравакансий. В образцах, облученных при 175 K, плотность тетравакансий монотонно возрастает от поверхности и на некоторой глубине ( $x < R_p$ ) достигает максимума, после чего происходит ее монотонный спад (рис. 2, b, 3, c), который, как известно, обусловлен уменьшением доли объема, приходящейся на кристаллическую фазу [16]. Распределения вдоль пробега плотностей тетравакансий в образцах, облученных ионами при  $T = 300 \text{ K}$  (рис. 1, c, 3, b) не коррелируют с распределением как упругих, так и неупругих потерь энергии внедряемых ионов (рис. 1, a, 3, a) и характеризуются наличием двух максимумов в объеме Si. Один из данных максимумов расположен ближе к  $R_p$ , а другой — на расстоянии 2–3  $\mu\text{m}$  от поверхности. Здесь необходимо отметить, что в интервале глубин  $0 < x < 4 \mu\text{m}$  слоевая концентрация тетравакансий в образцах Si, облученных ионами  $\text{N}^{5+}$  при 300 K ( $E = 16 \text{ MeV}$ ,  $D = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ), почти в два раза превышает слоевую концентрацию тетравакансий в образцах, облученных ионами  $\text{N}^{5+}$  при 175 K ( $E = 16 \text{ MeV}$ ,  $D = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ). Спад

плотности тетравакансий вблизи конца пробега обусловлен, очевидно, как и в случае облучения при 175 K, уменьшением доли объема, которая приходится на кристаллическую фазу. Отметим, что максимум плотности дефектов (дивакансий, тетравакансий, А- и Е-центров) в образцах Si, облученных при комнатной температуре высокоэнергетическими ионами ( $E \sim 1 \text{ MeV/a.m.u.}$ ), на глубине  $x \sim (0.2 - 0.5)R_p$  наблюдали авторы [14,18–21] методами ЭПР, резерфордовского обратного рассеяния, ИК-спектроскопии, аннигиляции позитронов и нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней.

Качественно объяснить образование ближайшего к поверхности максимума плотности дефектов за счет более плотных каскадов атомов отдачи на начальных участках пробега высокоэнергетических ионов [18], на наш взгляд, достаточно трудно, поскольку экспериментальные результаты данной работы свидетельствуют о том, что образование ближайшего к поверхности максимума плотности тетравакансий зависит от температуры образца при облучении. Авторы [14] предположили, что ближайший к поверхности максимум плотности дефектов образуется за счет взаимодействия вакансий, которые диффундируют к поверхности из области максимума упругих потерь энергии. Однако данная интерпретация является также чисто качественной и неполной, поскольку не учитывает диффузии к поверхности межузельных атомов и их аннигиляции с вакансиями, а также взаимодействия первичных радиационных дефектов с различными дефектными комплексами.

Полученные в данном эксперименте температурные зависимости распределений тетравакансий вдоль пробега свидетельствуют в пользу того, что образование ближайшего к поверхности максимума плотности тетравакансий происходит в результате вторичных процессов дефектообразования, предположительно за счет взаимодействия вакансий между собой и/или с вакансионными комплексами.

### 3. Численный эксперимент

Одна из наиболее возможных причин образования ближнего к поверхности максимума плотности тетравакансий заключается в том, что при ионной бомбардировке Si стационарное распределение по глубине вакансий может также обладать максимумом, расположенным на начальных участках пробега. Взаимодействие же вакансий между собой и/или вакансионными комплексами в свою очередь может привести к образованию максимума тетравакансий. Возможное существование данного максимума плотности вакансий вытекает из следующих соображений.

В процессе ионной бомбардировки Si неизбежно происходит пространственное перераспределение компонент пар Френкеля [22], поскольку коэффициент диффузии межузельных атомов значительно больше коэффициента диффузии вакансий. В результате в стационарном

состоянии отношение концентрации межузельных атомов к концентрации вакансий сильно изменяется вдоль пробега. Поверхность, как известно, является мощным стоком для вакансий и межузельных атомов. Поэтому непосредственно вблизи поверхности, даже без учета взаимодействия дефектов между собой, концентрация межузельных атомов может быть меньше концентрации вакансий, поскольку коэффициенты квазихимических реакций, определяющие взаимодействие компонент пар Френкеля со стоками, в диффузионном приближении прямо пропорциональны их коэффициентам диффузии [10]. Если рассматривать диффузию межузельных атомов и вакансий из области их генерации к поверхности как потоки невзаимодействующих частиц, то очевидно, что на некоторых участках пробега, достаточно удаленных от поверхности, концентрации межузельных атомов и вакансий будут сопоставимы, в то время как в области их максимальной генерации концентрация вакансий будет существенно превышать концентрацию межузельных атомов. Следовательно, квазихимические реакции, а именно аннигиляция межузельных атомов с вакансиями, сток вакансий и межузельных атомов на поверхность, а также взаимодействие компонент пар Френкеля с различными дефектными комплексами могут привести к тому, что стационарное распределение по глубине вакансий наряду с концентрационным максимумом, расположенным вблизи  $R_p$ , будет также обладать еще одним максимумом, расположенным ближе к поверхности.

Для проверки даного предположения был произведен численный эксперимент, который заключался в расчете стационарных распределений по глубине плотностей вакансий и межузельных атомов для случаев имплантации в Si высокоэнергетичных ( $E \sim 1 \text{ MeV/a.m.u.}$ ) и среднеэнергетичных ( $E \sim 10 \text{ keV/a.m.u.}$ ) ионов. При этом предполагалось следующее.

1) Стационарные распределения по глубине вакансий и межузельных атомов могут быть определены путем решения системы нелинейных дифференциальных уравнений, записанной в диффузионном приближении [10]

$$D_V d^2V/dx^2 = \beta_{IV}IV + \beta_{VV}V^2 + \beta_V V + g_V(x),$$

$$D_I d^2I/dx^2 = \beta_{IV}IV + \beta_{II}I^2 + \beta_I I + g_I(x). \quad (1)$$

Здесь  $V$  и  $I$  — функции, описывающие распределения вдоль пробега плотностей вакансий и межузельных атомов,  $D_I$  и  $D_V$  — коэффициенты диффузии межузельных атомов в вакансий соответственно,  $g_I(x)$  и  $g_V(x)$  — генерационные члены, описывающие распределения по глубине плотностей межузельных атомов и вакансий, образуемых при упругом торможении заданного потока ионов (расчет  $g(x)$  был произведен с помощью программы TRIM-94 [8], при этом  $g_I(x)$  и  $g_V(x)$  полагались равными друг другу),  $\beta_{IV}$ ,  $\beta_{VV}$ ,  $\beta_{II}$  — константы квазихимических реакций, определяющие взаимодействие между вакансией и межузельным атомом, между двумя вакансиями и между двумя межузельными атомами

соответственно,  $\beta_I$  и  $\beta_V$  — константы квазихимических реакций, определяющие взаимодействие между стоками и компонентами пар Френкеля.

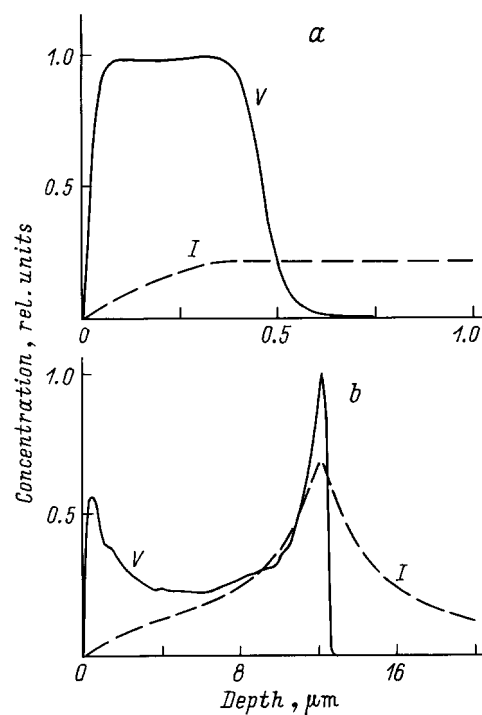
2) Распределение стоков предполагалось прямо пропорциональным распределению упругих потерь энергии.

3) Решение системы уравнений (1) проводилось при следующих граничных условиях: а) облучаемая поверхность образца считалась идеальным стоком для вакансий и межузельных атомов, т.е. коэффициент захвата межузельных атомов и вакансий, определяющий их взаимодействие с поверхностью, полагался равным бесконечности; б) необлучаемая поверхность образца считалась отражающей границей, т.е. коэффициент захвата межузельных атомов и вакансий, определяющий их взаимодействие с поверхностью, полагался равным нулю (толщина образца в расчете принималась равной  $300 \mu\text{m}$ ).

Численное решение системы (1) осуществлялось итерационным методом, описанным в [23]. При этом коэффициенты диффузии вакансий и межузельных атомов считались свободными параметрами.

Анализ решений системы (1) показал:

1) Стационарное распределение по глубине плотности вакансий, обладающее двумя максимумами, второй из которых расположен в конце пробега, а первый — ближе к поверхности, можно получить путем решения системы (1) при разумных значениях свободных параметров:  $D_I \geq 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $D_V \leq 3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$ .



**Рис. 4.** Расчетное стационарное распределение по глубине объемной концентрации вакансий  $V$  и межузельных атомов  $I$  в Si, облученном ионами N с энергией  $E = 200 \text{ keV}$  (а) и  $16 \text{ MeV}$  (б). В расчете  $D_V$  и  $D_I$  полагались равными соответственно  $2 \cdot 10^{-7}$  и  $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$ .

Согласно литературным данным, коэффициенты диффузии вакансий и межузельных атомов при комнатной температуре составляют  $\sim 10^{-8}$  и  $\sim 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/с соответственно [10].

2) Бимодального распределения вакансий путем решения системы (1) не удастся получить при любых значениях свободных параметров, если из системы (1) исключить член  $\beta_{IV}$ , ответственный за аннигиляцию компонент пар Френкеля. Однако если из системы поочередно исключать члены, которые являются ответственными за взаимодействие вакансий и межузельных атомов между собой ( $\beta_{II}I^2$ ,  $\beta_{VV}V^2$ ) и за их взаимодействие со стоками ( $\beta_{II}I$ ,  $\beta_{VV}V$ ), то путем решения системы (1) бимодальное распределение вакансий может быть получено при значениях свободных параметров, принадлежащих указанному выше диапазону.

На рис. 4 представлены расчетные распределения по глубине вакансий и межузельных атомов в образцах Si, облученных ионами N<sup>5+</sup> с энергиями 16 MeV и 20 keV (свободные параметры, используемые при решении системы (1) были одинаковыми в обоих случаях). Максимумы плотности, которыми обладают расчетные распределения по глубине концентраций вакансий, являются плохо разрешенными в случае имплантации в Si ионов средних энергий (рис. 4, *a*) и хорошо разрешенными в случае имплантации в Si высокоэнергетических ионов (рис. 4, *b*). Причина этого очевидна: при облучении Si среднеэнергетическими ионами область максимальной генерации пар Френкеля расположена непосредственно вблизи поверхности, в то время как область максимальной генерации пар Френкеля в случае высокоэнергетической имплантации значительно удалена от нее. Таким образом, результаты выполненного численного эксперимента свидетельствуют о том, что образование ближайшего к поверхности максимума плотности тетравакансий при имплантации в Si ионов с  $E \sim 1$  MeV/а.м.у. при 300 К может быть обусловлено пространственным перераспределением вакансий и межузельных атомов и их взаимодействием с поверхностью, между собой и различными дефектными комплексами.

## Список литературы

- [1] J. Ogawa, R. Koelsch. Sol. Stat. Tech. **11**, 28 (1993).
- [2] A. la Ferla, E. Rimini, A. Garnerio, A. Golanski. Nucl. Instr. Meth. **B55**, 561 (1991).
- [3] R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker. Nuclear Tracks in Solids. Principles and Application. University of California Press, Berkeley–Los Angeles–London (1975). 151 p.
- [4] Н.Н. Герасименко, А.В. Двуреченский, Л.С. Смирнов. ФТП **5**, 9, 1700 (1971).
- [5] Н.Н. Герасименко, А.В. Двуреченский, Л.С. Смирнов. ФТП **6**, 6, 1111 (1972).
- [6] K.L. Brower, W.J. Beezhold. Appl. Phys. **43**, 8, 3499 (1972).
- [7] W. Jung, G.S. Newel. Phys. Rev. **132**, 2, 648 (1979).
- [8] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. Stopping and Ranges of Ions in Matter. Pergamon Press. N.Y.(1985). 321 p.
- [9] J.F. Gibbons. Proc. IEEE **60**, 9, 1062 (1972).
- [10] Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Л.С. Смирнова. Наука, Новосибирск (1980). 191 с.
- [11] J. Makinen, E. Punkka, A. Vehanen, E. Arevatanen. J. Appl. Phys. **67**, 2, 990 (1990).
- [12] Ф.Ф. Комаров, А.П. Новиков, В.С. Соловьев, С.Ю. Ширяев. Дефекты структуры в ионно-имплантированном кремнии. Минск (1990). 319 с.
- [13] В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев. Дефекты в кремнии и на его поверхности. Наука, М. (1989). 321 с.
- [14] T.A. Belykh, A.L. Gorodishchensky, L.A. Kazak, A.R. Urmanov. Nucl. Instr. Meth. **B51**, 242 (1990).
- [15] M. Takahashi, J. Nakata, K. Kajiyama. Jap. J. Appl. Phys. **20**, 11, 2211 (1981).
- [16] Y. Yajima, N. Natsuaki, K. Vokogawa, S. Nishimatsu. Nucl. Instr. Meth. **B55**, 607 (1991).
- [17] O.W. Holland. Appl. Phys. Lett. **54**, 4, 320 (1989).
- [18] A.V. Dvurechenskii, A.A. Karanovich, A.V. Rybin, R. Grötzschel. Nucl. Instr. Meth. **B80/81**, 620 (1991).
- [19] B. Nielson, O.W. Holland, T.C. Leung, K.G. Lynn. J. Appl. Phys. **74**, 3, 1636 (1993).
- [20] Ф. Аль-Баккур, А.Ю. Дидык, И.П. Козлов, Н.М. Пенина, А.М. Зайцев. ФТП **25**, 10, 1841 (1991).
- [21] I.V. Antonova, A.V. Dvurechenskii, A.A. Karanovich, A.V. Rybin, S.S. Shaimcev, H. Klose. Phys. Stat. Sol. (a) **147**, K1 (1995).
- [22] Н.Б. Придачин, Л.С. Смирнов. ФТП **5**, 1, 166 (1972).
- [23] Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. Численные методы. Наука, М. (1987). 598 с.