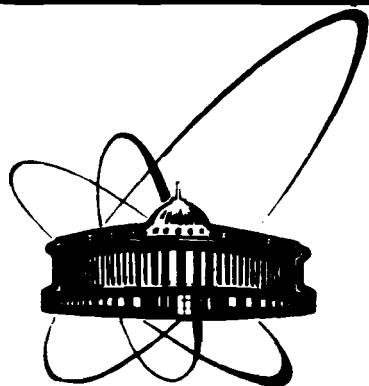


89-681



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

Б 222

P14-89-681

**В.Н.Бугров, С.А.Карамян**

**ПОВРЕЖДЕНИЕ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ  
МОНОКРИСТАЛЛА Si ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ  
БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Направлено в журнал "Физика и техника  
полупроводников"

**1989**

## ВВЕДЕНИЕ

Исследованию различных возможностей физико-химической обработки монокристаллического кремния уделяется большое внимание<sup>/1,2/</sup>, соответствующее роли кремния в технологии микроэлементов современной электроники. Обработка пучками ускоренных ионов открывает возможности имплантации, легирования, перемешивания слоев и, вообще говоря, создания поверхностных и заглубленных слоев с заранее программируемыми свойствами. Для минимизации повреждения решетки, как правило, применяется тот или иной вариант термического отжига дефектов, в частности, под действием мощных импульсов света<sup>/3/</sup> или электронов<sup>/4/</sup>.

При теоретическом описании механизмов повреждения кристаллов используются модели различного типа: а) модель, отождествляющая дефекты со смещенными при ядерном рассеянии атомами; б) модель эффективной передачи энергии частицы в каскад атомных столкновений с последующей термализацией неравновесного спектра кинетической энергии; в) модель кулоновского ионного взрыва в диэлектрической среде. Они обсуждаются в книгах<sup>/1,5/</sup>, а также в работах<sup>/6-12/</sup>. Область действия той или иной модели определяется типом материала, областью энергии и атомным номером бомбардирующей частицы. Вместе с тем многообразие и сложность процессов таковы, что даже качественные предсказания на основе теоретических моделей не всегда надежны. Еще более трудны для описания процессы отжига и рекристаллизации. Используются схемы жидкофазной и термической твердофазной рекристаллизации, а также ионно-стимулированной диффузии дефектов и комплексов примесных атомов с дефектами. Ведущее значение остается за экспериментальными исследованиями воздействия ионов на монокристаллы во всем многообразии образцов, пучков и режимов экспозиции.

В последние годы привлекают внимание возможности ионно-стимулированного отжига<sup>/13-18/</sup> дефектов в результате облучения образца пучком ионов и одновременного нагрева за счет мощности пучка или внешней мощности. Значения пороговой температуры твердофазной рекристаллизации естественным образом коррелируют<sup>/1/</sup> с термостойкостью материала и атомным номером иона. Это подтверждает генерацию дефектов в начале экспозиции, а затем их активацию, термодиффузию и рекомбинацию при последующем облучении<sup>/13-18/</sup>.

Эффект динамического отжига дефектов за счет процессов в треке отдельной частицы, т.е. истинная авторекристаллизация, до последнего вре-

мени не был зафиксирован экспериментально. В 1987 г. обнаружено<sup>/19/</sup> и изучено<sup>/20/</sup> аномально низкое повреждающее воздействие ионов Хе (с энергией  $\approx 0,9$  МэВ/а.е.м.) на монокристалл германия при комнатной температуре. Предложено объяснение аномалии в терминах истинной авторекристаллизации, связанной с высокой плотностью энерговыделения вдоль трека и возможными быстрыми термическими микропроцессами в зоне каскада смещений того же иона. Представляло интерес получить аналогичные результаты и для кремния.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

При экспозиции образцов ядерными излучениями задачей радиационного материаловедения являются обычно измерения дозовых зависимостей механических, электромагнитных и оптических параметров материалов, т.к. эти свойства важны в прикладном аспекте. Для понимания механизма повреждения информативность таких измерений ограничена трудностями интерпретации. Глубокие процессы повреждения решетки более перспективно исследовать с помощью кристаллографических или ядерных методов, позволяющих получить количественную информацию о совершенстве дальнего порядка решетки или о местоположении отдельных атомов. Этим требованиям удовлетворяет, в частности, метод, основанный на эффекте теней, фиксируемом при рассеянии тяжелых ионов на ядрах монокристаллической мишени.

Подробное описание методики измерения параметров эффекта теней и обработки данных содержится в работе<sup>/21/</sup>. Здесь приводятся только основные особенности экспериментов по изучению воздействия на монокристалл Si следующих ионов:  $^{27}\text{Al}$  с энергией 96 МэВ,  $^{40}\text{Ar}$  - 25 и 128 МэВ,  $^{129}\text{Xe}$  - 48 и 122 МэВ и  $^{136}\text{Xe}$  - 116 МэВ. Повреждение и контроль степени повреждения осуществлялись на пучках одних и тех же ионов, иногда непосредственно в процессе повреждающей экспозиции, иногда постфактум. Существенных различий результатов в этих двух вариантах контроля не обнаружено.

В качестве мишеней использованы полированные монокристаллические пластины ориентации (111) толщиной  $\approx 0,5$  мм из n-типа кремния детекторного качества. Для улучшения теплоотвода на обратную сторону мишени напылялся слой Al, а затем мишень наклеивалась серебряной пастой на металлический держатель. Пучки ионов циклотрона У-300 ЛЯР ОИЯИ имели после прохождения коллиматора диаметр 1 мм, угловое расхождение не более  $0,5^\circ$ , интенсивность  $< 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  и импульсную мощность  $< 1$  Вт. При облучении ионами  $^{136}\text{Xe}$  мишень была охлаждена до температуры 77 К, а во всех остальных случаях оставалась при комнатной температуре. Дополнительный макронагрев за счет энерговыделения пучка не превышал  $10^\circ\text{C}$  согласно оценке. Направление пучка не совпадало с главными кристаллографическими направлениями кремния.

По мере накопления дозы экспозиции на пучке ионов неоднократно записывалась теньевая рефлекссограмма, и таким образом прослежена зависимость интенсивности эффекта теней от флюенса ионов. Эффект теней фиксировался путем регистрации ядер отдачи резерфордовского рассеяния с помощью стеклянных трековых детекторов. Порог регистрации детектора по энергии частиц  $\approx 5$  МэВ и по атомному номеру  $Z \approx 10$ . Кинематические ограничения и особенности углового распределения продуктов ядерных реакций дают возможность выбрать интервал угла, в котором наблюдается эмиссия только ядер отдачи упругого рассеяния, а выход рассеянных ионов и продуктов ядерных реакций подавлен. При этом однозначно определяется дифференциальное сечение реакции и кинетическая энергия ядер  $Si$ , что позволяет точно рассчитать толщину активного слоя мишени, распределение выхода по толщине, среднюю энергию падающих ионов и регистрируемых частиц. Т.е. условия эксперимента достоверно известны, они приведены в табл. I.

Теоретическое значение выхода регистрируемых ядер нетрудно вычислить путем интегрирования резерфордовского сечения по толщине активного слоя мишени. Это дает возможность после измерения абсолютного числа зарегистрированных ядер определить число частиц, попавших на мишень, и, следовательно, получить экспериментальное значение флюенса частиц  $\Phi$ . Погрешность значений  $\Phi$  оценивается равной  $\pm 10\%$ , включая точность измерений и систематическую погрешность табличных значений <sup>/23/</sup> потерь энергии частиц  $dE/dx$ .

После травления стеклянных детекторов в растворе HF и проявления треков теньевые рефлекссограммы становятся достаточно контрастными для визуального наблюдения. Определяется позиция центра осевого  $\langle III \rangle$  рефлекса и осуществляется сканирование детектора в оптическом микроскопе с целью определения плотности треков частиц в зависимости от координаты на детекторе. Таким образом измеряется форма теневого минимума и его основные параметры: относительный выход в центре  $X_0$  и угловая полуширина  $\Psi_{1/2}$ . Выход  $X_0$  наиболее чувствителен к совершенству кристаллической решетки, по мере увеличения степени повреждения  $X_0$  возрастает и стремится к 1 при аморфизации мишени.

На рис. 1,2 приведены дозовые зависимости выхода в теновом минимуме, соответствующие облучению  $Si$  различными ионами. Измеренные значения  $X_0(\Phi)$  очищены от вклада методических компонентов, не связанных с радиационным повреждением образца, следующим образом:

$$X_{рад}(\Phi) = 1 - [1 - X_0(\Phi)] [1 - X_0(0)]^{-1} \quad (I)$$

где  $X_0(0)$  относится к исходному, необлученному образцу, а  $X_{рад}(\Phi)$  в чистом виде показывает вклад радиационного повреждения в теновой вы-

Таблица I  
Условия эксперимента по изучению повреждения  $Si$  тяжелыми ионами

Частица	Энергия ионов, МэВ	Угол падения, град.	Угол наблюдения, град.	Энергия ядер отдачи, МэВ	Толщина слоя, мкм	Средняя энергия ионов, МэВ
* $^{27}Al + ^{12}C$	96	44	65	17,1 - 16,2	1,63	93
$^{40}Ar + ^2$	25	62	47	11,3 - 8,7	1,19	22
* $^{40}Ar + ^{15}O$	128	44	65	22,1 - 20,5	2,10	124
* $^{129}Xe + ^{21}I$	48	53	56	8,8 - 7,9	0,58	45
$^{129}Xe + ^8$	122	50	59	19,0 - 16,0	1,67	111
** $^{136}Xe + ^8$	116	45	64	12,5 - 11,4	0,99	110

\*) Приведены значения эффективного заряда ионов после прохождения через  $Al$  фольгу, рассчитанные по формуле <sup>/22/</sup>.

\*\*.) Повреждающая и контрольная экспозиции проводились с охлаждением мишени до 77 К. Между экспозициями мишень возвращалась к комнатной температуре для вскрытия камеры и установки трековых детекторов.

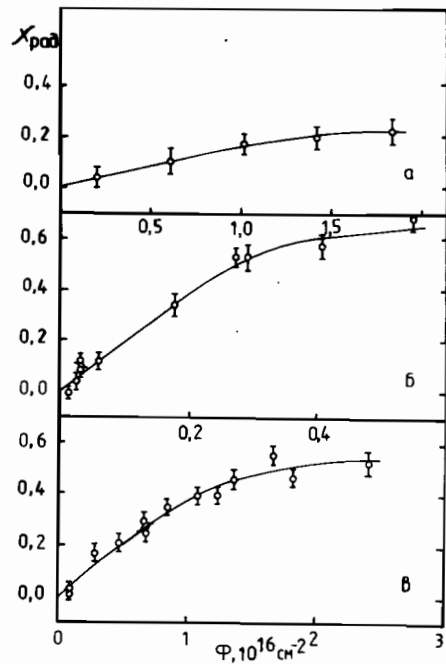


Рис.1. Измеренные при комнатной температуре Si зависимости выхода  $X_{рад}$  в теновом минимуме оси <III> от флюенса ионов:  $^{27}Al$  с энергией 96 МэВ (а),  $^{40}Ar$  - 25 МэВ (б) и  $^{40}Ar$  - 128 МэВ (в).

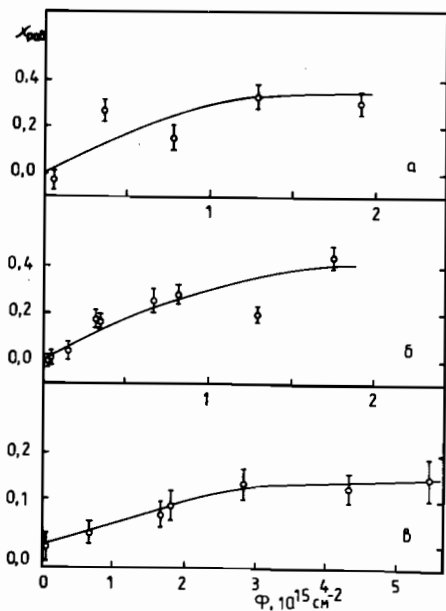


Рис.2. То же, что на рис.1, для ионов  $^{136}Xe$  - 116 МэВ (а),  $^{129}Xe$  - 48 МэВ (б) и  $^{129}Xe$  - 122 МэВ (в). Зависимость (а) изменена при температуре Si 77 К, (б,в) - при комнатной температуре.

ход. На рис. 1,2 видно, что в большинстве случаев  $X_{рад}$  заметно возрастает в исследованном диапазоне дозы  $\Phi$ , т.е. наблюдается существенный рост неупорядоченной фазы в области активного слоя мишени. Если предположить равномерное распределение точечных дефектов в исследуемом объеме, то по методике<sup>/24/</sup> нетрудно преобразовать функцию  $X_{рад}(\Phi)$  в зависимость концентрации дефектов от дозы  $n_D(\Phi)$ . Результат такого преобразования показан на рис. 3 для взаимодействия  $^{129}Xe$  (122 МэВ) + Si. Этот случай интересен тем, что наблюдается относительно слабое повреждение кристалла вплоть до максимальной дозы таких тяжелых частиц, как Xe.

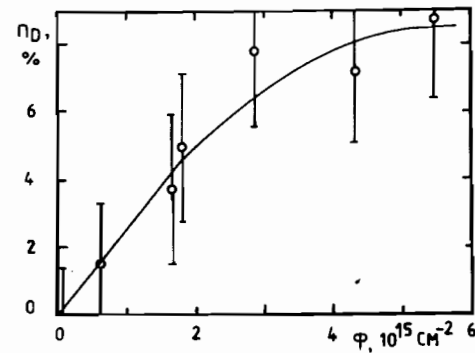


Рис.3. Дозовая зависимость концентрации дефектов  $n_D(\Phi)$ , полученная экспериментально для взаимодействия  $^{129}Xe$  (122 МэВ) + Si.

## 2. СИСТЕМАТИКА ПОВРЕЖДАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ИОНОВ

При энергии ионов  $\approx 1$  МэВ/а.е.м. электронные потери энергии намного превосходят ядерные, т.е. энергия, теряемая частицей, неэффективно передается в каскад атомных столкновений. Поэтому для интерпретации данных может быть привлечена модель, отождествляющая дефекты со смещенными при рассеянии атомами. Согласно ей генерация смещенных атомов - это вероятный процесс, характеризующийся определенным сечением  $\sigma_D$ . Плотность дефектов  $n_D$  при этом равна числу смещений на один атом (д.р.а.):

$$n_D = \sigma_D \Phi. \quad (2)$$

Для интерпретации результатов полезно вычислить значения  $\sigma_D$  наиболее точным образом при минимальном числе эмпирических, варьируемых параметров. Как известно из литературы<sup>/8,12,25/</sup>, это можно сделать.

Реалистическое дифференциальное сечение рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  было взято по работам<sup>/26,27/</sup>. Сечение дефектообразования  $\sigma_D$  получено в результате интегрирования по углу произведения  $(d\sigma/d\Omega) \cdot V(T)$ , где

$\chi(T)$  - множественность смещений на один первично-выбитый атом с кинетической энергией  $T$ . Функция  $\chi(T)$  бералась в линейном приближении с насыщением при максимальной энергии  $T_{\max}$ . Получена простая формула:

$$\sigma_D(\text{см}^2) = \frac{3.6 \cdot 10^{-13} a Z_1 Z_2 \gamma \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} f(t^{1/2}) d\theta}{E_D (1 + \gamma)} + \frac{2.610^{-26} Z_1 Z_2 \gamma}{E_D E_I} \quad (3)$$

где  $a$  - параметр экранирования Томаса-Ферми,  $\gamma = A_1/A_2$  - отношение массовых чисел иона и ядра мишени,  $f(t^{1/2})$  - универсальная функция рассеяния,  $t^{1/2} = \epsilon_i \sin \theta / 2$ ,  $\epsilon_i$  - приведенная энергия иона,  $E_D$  - энергия смещения атома. Угол  $\theta_{\min}$  соответствует  $E_D$ . Верхний предел  $\theta_{\max}$  отвечает энергии  $T_{\max}$ , при которой электронные потери ядра отдачи становятся больше, чем ядерные, т.е. приведенной энергии  $\epsilon_{\max} \approx 2$ .

Значения  $\sigma_D$  были вычислены для всех исследованных случаев взаимодействия ионов с Si и Ge <sup>120</sup>, получены также значения  $\eta_D(\Phi)$ . Оказалось, что экспериментальные значения  $\eta_D$  регулярно выше (примерно в 3 раза), чем расчетные, полученные по формулам (2;3). Последнее утверждение относится ко всем ионам, кроме Хе. Об особенностях Хе речь пойдет ниже. Различие в абсолютной величине  $\eta_D$  можно было бы уменьшить, варьируя основной параметр формулы (3) -  $E_D$ . Значения  $E_D$  были взяты на основе литературных данных <sup>1,2</sup> равными 22 и 16 эВ для Si и Ge. Расхождение в абсолютной величине  $\eta_D$  между результатами расчета и экспериментом неоднократно встречалось в литературе <sup>1,2</sup>. К тому же определенные нами значения  $\eta_D$  базируются на предположении о равномерном распределении точечных дефектов, которое, видимо, неточно при сильном повреждении кристалла.

В связи с изложенными соображениями представляется более объективным анализ, в котором значениям  $\sigma_D$  не придается абсолютного значения, а проводится сравнение относительного изменения величин  $\sigma_D$  и измеренной повреждающей способности ионов. В качестве унифицированной меры степени повреждения кристалла на единицу дозы ионов выбран наклон зависимости  $\chi_{\text{рад}}(\Phi)$  при малых дозах  $\Delta \chi_{\text{рад}} / \Delta \Phi$ . В этом варианте используются непосредственно измеренные величины и исключены неточности и предположения, закладываемые в расчет для перехода к значениям  $\eta_D$ .

Численные значения  $\Delta \chi_{\text{рад}} / \Delta \Phi$ ,  $\sigma_D$  и простого параметра ядерных потерь  $\epsilon = Z_1^2 Z_2^2 E^{-1} \gamma$  даны в таблице 2. Видно, что в грубом приближении все три величины показывают пропорциональное изменение для ионов Al и Ag. Корреляция повреждающей способности с сечением  $\sigma_D$  приведена на рис. 4. Включены результаты измерений для Si и Ge <sup>120</sup>. Видно, что все точки, кроме относящихся к ионам Хе, укладываются на общую для Si и Ge пропорциональную зависимость от  $\sigma_D$ . Этот факт, с одной стороны, подтверждает модель дефектообразования за счет ядерного торможения, а с другой - свидетельствует о включении нового меха-

Таблица 2

Параметры повреждающей способности тяжелых ионов при воздействии на монокристалл Si

Частица	Средняя энергия, МэВ	Удельные потери, МэВ/мкм	Параметр ядерного торможения $\epsilon \cdot 10^4$	$\sigma_D \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$	$\Delta \chi_{\text{рад}} / \Delta \Phi \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$
$^{27}\text{Al}^{+12,6}$	93	2,19	0,034	0,32	1,5
$^{40}\text{Ar}^{+2}$	22	4,26	0,412	3,0	19
$^{40}\text{Ar}^{+15,2}$	124	3,8	0,074	0,65	4,0
$^{129}\text{Xe}^{+21,1}$	45	8,3	5,81	28	38
$^{129}\text{Xe}^{+8}$	III	II,9	2,37	13,2	3,9
$^{136}\text{Xe}^{+8}$	II0	II,3	2,52	13,9	43

низма процесса для очень тяжелых ионов типа Хе. В работах<sup>/19,20/</sup> предложена интерпретация этой особенности Хе на основе отжига дефектов за счет очень высокого энерговыделения вдоль трека иона.

Интересно построить систематику повреждающей способности от параметра электронных потерь энергии  $dE/dx$ , она показана на рис. 5. Видно,

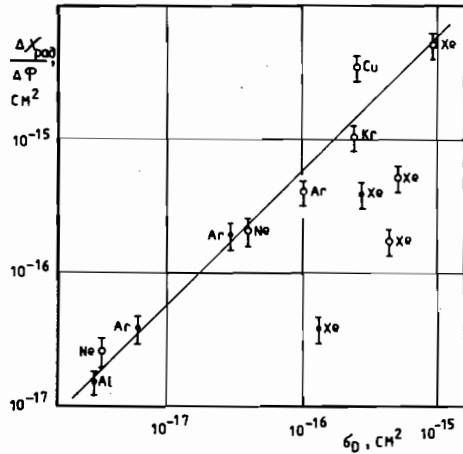


Рис.4. Корреляция повреждающей способности  $\Delta X_{\text{рад}}/\Delta \Phi$  с вычисленным сечением дефектообразования  $\sigma_D$  при воздействии тяжелых ионов на монокристаллы Si и Ge. Темные точки соответствуют мишени Si, светлые - Ge.

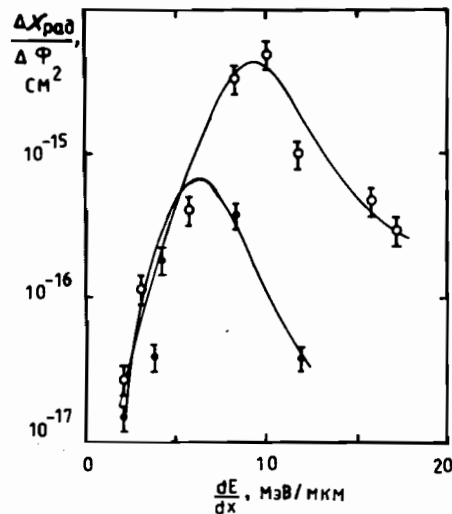


Рис.5. То же, что на рис.4, в корреляции с параметром электронных потерь энергии  $dE/dx$ .

что характер зависимости для Si и Ge сходный. Росту  $dE/dx$  соответствует увеличение  $Z_T$  иона, т.е. увеличение  $\sigma_D$ . Поэтому закономерной является положительная производная зависимости, показанной на рис. 5. После достижения порогового значения энерговыделения  $dE/dx$  включается некоторый механизм, который снижает степень повреждения, и растущая зависимость сменяется спадом. Пороговое значение  $dE/dx$  для Si несколько ниже, чем для Ge, это может означать различие пороговой температуры рекристаллизации.

Из литературы известно, что температура плавления и пороговая температура кристаллизации<sup>/1/</sup> выше в Si, чем в Ge. Отсюда ожидалось обратное соотношение между Si и Ge, чем показанное на рис. 5. Следовательно, тип механизма, ответственного за быструю рекристаллизацию вдоль трека тяжелой частицы, существенно отличается от известной твердофазной рекристаллизации при макроскопическом нагреве образца. Можно думать, что самую существенную роль в рассматриваемом случае должен играть коэффициент диффузии атомов. А он, как известно, выше в Si, чем в Ge, т.е. качественно соответствует поведению, наблюдаемому в эксперименте.

При сравнении результаты, полученные для двух значений энергии ионов Хе и температуры (комнатной и азотной) мишени в случаях Si (рис.2) и Ge, соответствуют логике включения рекристаллизации при достижении пороговой температуры в микрообъеме трека.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим возможность применения теоретических моделей другого типа для описания повреждающей способности ионов. В работах<sup>/7,10,28/</sup> рассматривается схема процесса, когда энергия частицы трансформируется в кинетическую энергию выбитых атомов, которые, размножаясь, образуют целостную поврежденную область достаточного большого диаметра  $\approx 5$  нм. Эта схема, видимо, неприменима при энергии ионов  $\approx 1$  МэВ/а.е.м., т.к. средняя длина пути между актами первичного выбивания атомов больше, чем межатомное расстояние. Поэтому не имеет места смещение всех атомов решетки на пути иона. Эксперимент показывает, что это действительно так. Если бы образовывались поврежденные области указанного диаметра, то решетка была бы разрушена уже при дозе  $\approx 10^{13}$  см<sup>-2</sup>, а реально наблюдается сохранение дальнего порядка вплоть до значений флюенса выше  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Таким образом, схема повреждения полупроводников, обсуждавшаяся в<sup>/7,10,28/</sup>, применима, главным образом, при малой энергии (в кэВном диапазоне) очень тяжелых ионов.

Образование поврежденных областей (латентных треков) в диэлектриках наблюдается при больших энергиях тяжелых ядер<sup>/5,29/</sup>. Однако меха-

низм их появления другой, он связан с расходом энергии частицы на ионизацию атомов. В результате образуется объем вещества, состоящего из положительно заряженных ионов, и происходит так называемый кулоновский ионный взрыв<sup>/5/</sup>. Этот процесс не может происходить в полупроводниках, т.к. из-за достаточно высокой подвижности носителей положительный заряд объема трека будет быстро скомпенсирован. Эксперимент отвергает эту схему процесса по уже приведенной логике, т.к. диаметр латентных треков (если бы они возникали) еще больше  $10 - 20 \text{ нм}$ <sup>/29/</sup>.

Представляет интерес сравнить результаты измерений с другими экспериментальными работами по изучению воздействия быстрых тяжелых ионов на материалы (см., кроме цитированных,<sup>/30-35/</sup>). В работе<sup>/30/</sup> недавно выполнены эксперименты, подобные настоящему, для монокристалла алмаза. Алмаз близок к Si и Ge по кристаллохимическим свойствам, но является хорошим диэлектриком. Наблюдено сохранение дальнего порядка решетки алмаза при дозе  $\approx 10^{15} \text{ см}^{-2}$  экспозиции ионами Ar и Xe, а также более слабое повреждающее воздействие ионов Xe, чем Ar. Таким образом, алмаз, будучи диэлектриком, показывает поведение, качественно сходное с характерным для полупроводников Si, Ge. С другой стороны, в количественном отношении модель, основанная на вычислении  $\sigma_D$ , также не воспроизводит радиационную стойкость алмаза, которая оказалась ниже, чем Ge.

В статьях<sup>/25,31/</sup> сделан вывод, сходный с обсуждающимся в наших работах<sup>/19,20,30/</sup>, о частичном отжигающем воздействии высокоионизирующих ионов на твердую среду. Эксперименты<sup>/25,31/</sup> состояли в измерении дозовой зависимости электросопротивления поликристаллических металлов при низкой температуре. Т.е., несмотря на сходство интерпретации, сам результат опытов другой, чем в наших исследованиях.

Как уже отмечалось, ионно-стимулированный отжиг дефектов, наблюдавшийся в <sup>/13-18/</sup> при макроскопическом нагреве полупроводниковых кристаллов, имеет сходство скорее с известными вариантами термического отжига дефектов, чем с динамической авторекристаллизацией микрообъема трека отдельной частицы.

Таким образом, в <sup>/19,20,30/</sup> и в настоящей работе впервые обнаружено сохранение дальнего порядка в монокристаллах Ge, Si и алмаза после достаточно высокой дозы экспозиции ионами Xe при комнатной температуре и зафиксировано пороговое по  $dE/dx$  включение механизма авторекристаллизации.

На основе этих результатов и обсуждавшихся литературных данных можно сделать следующие выводы:

I. Известны два типа отклика твердой среды на прохождение высокоионизирующей частицы, состоящие в генерации рассеянных дефектов или образовании целостной поврежденной области трека. Теперь можно обсуж-

дать третий тип отклика, когда высокое энергосодержание частицы  $dE/dx$  приводит к отжигу дефектов, созданных за счет ядерного рассеяния, и к авторекристаллизации среды.

2. Параметр электропроводности материалов не всегда обеспечивает их правильную дифференциацию по типу отклика. Например, хороший диэлектрик, алмаз ведет себя<sup>/30/</sup> как полупроводник, а некоторые хорошо проводящие материалы показывают<sup>/12,35/</sup> сходство с диэлектриками.

Авторы благодарны Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, А.Ю.Дидыку за обсуждение результатов, А.В.Рыхлик за предоставление монокристаллов Si и группе эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ионная имплантация и лучевая технология. Сб. статей (перевод с английского). Киев, "Наукова думка", 1988.
2. Попов В.Ф., Горин Ю.П. Процессы и установки электронно-ионной технологии. М., "Высшая школа", 1988.
3. Штырков Е.И., Хайбуллин И.Б., Зарипов Ш.М. и др. ФТП, 1975, т.9, с.2000.
4. Greenwald A.C., Kirkpatrick A.R., Little R.G., Minucci J.A. J. Appl. Phys., 1979, v.50, p.783.
5. Флейшер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М. Треки заряженных частиц в твердых телах: принципы и применения. М., Энергоиздат, 1981.
6. Brown W.L., Augustyniak W.M., Brody E. et al. Nucl. Instr. Meth., 1980, v.170, p.321.
7. Howe L.M., Rainville M.H. Nucl. Instr. Meth., 1981, v.182/183, p. 143.
8. Винецкий В.Л. ВАНТ, серия радиац.повреждений, 1982, № I (20), с.1.
9. Аброян И.А., Никулина Л.М., Титов А.И. ФТП, 1985, т.19, с.2000.
10. Johnson W.L., Cheng Y.T., Van Rossum M., Nicolet M-A. Nucl. Instr. Meth., 1985, v. B 7/8, p.657.
11. Похил Г.П., Плец Ю.М. Материалы XVI Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., Изд-во МГУ, 1987, с.147.
12. Balanzat E. Proc. Intern. Symp. on Swift Heavy Ions in Matter. Caen, France, 1989, p.107.
13. Tamura M., Yagi K., Sakudo N. et al. Proc. Intern. Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Budapest, 1978, p.515.
14. Holland O.W. and Narayan J. Appl. Phys. Lett., 1984, v.44, p.758.
15. Андреев В.С., Ефимов С.Б., Комаров Ф.Ф. и др. Письма в ЖТФ, 1985, т.II, с.III0.

16. Nakata J., and Kajima K. Appl. Phys. Lett., 1982, v.40, p. 686.
17. Poate J.M., Linnros J., Priolo F. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, v.60, p.1322.
18. Казак Л.А., Нешов Ф.Г., Семянников В.Е., Урманов А.Р. Тезисы докладов XIX Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., Изд-во МГУ, 1989, с.129.
19. Карамян С.А., Рыхлюк А.В., Бугров В.Н. Кр.сообщения ОИЯИ № 5 (25)-87, Дубна, 1987, с.18.
20. Karamyan S.A., Oganessian Yu.Ts., Bugrov V.N. Preprint JINR, E14-88-731, Dubna, 1988; NIM, 1989, v.43, p.153.
21. Бугров В.Н., Карамян С.А. Изв.АН СССР, сер.физ., 1986, т.50, с.1009.
22. Shima K. Nucl. Instr. Meth., 1982, v.200, p.605.
23. Ziegler J.F. Stopping Cross Sections for Energetic Ions in All Elements. Handbook, v.5, N.Y., Pergamon.
24. Ziegler J.F. J.Appl.Phys., 1972, v.43, p.2973.
25. Dunlop A., Lesueur D., Dural J. Nucl. Instr. Meth., 1989, v.42, p.182.
26. Lindhard J., Scharff M., Schiott N.E. Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-fys. Medd., 1963, v.33, No.14.
27. Wilson W.D., Haggmark L.G., Biersak J.P. Phys.Rev., 1977, v.15, p.2458.
28. Diaz de la Rubia T., Averbach R.S., Benedek R., King W.E. Phys. Rev. Lett., 1987, v.59, p.1930.
29. Hansen P., Heitmann H., Smit P.H. Phys. Rev., 1982, v.26, p.3539.
30. Дидык А.Ю., Зайцев А.М., Карамян С.А. Краткие сообщения ОИЯИ, № 4 (37)-1989, Дубна, 1989, с.44.
31. Iwase A., Sasaki S., Iwata T., Nihira T. Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.2450.
32. Klumünzer S., Schumacher G. Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.1987.
33. Farner W.R., Heidemann K., Schöttle P. Phys. stat. sol., 1982, v.70, p.463.
34. Регель В.Р., Никитенко В.А., Кузьмина И.П. и др. ЖТФ, 1987, т.57, с.306.
35. Dunlop A. Proc. Intern. Symp. on Swift Heavy Ions in Matter: Caen, 1989, p.121.

Работа поступила в издательский отдел  
27 сентября 1989 года.

Бугров В.Н., Карамян С.А. P14-89-681  
Повреждение и восстановление монокристалла Si  
при воздействии быстрых тяжелых ионов

Изучено повреждающее воздействие ионов Al, Ar, Xe на монокристалл Si в диапазоне энергии 20-130 МэВ и флюенса  $10^{13}-10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Применен прямой кристаллографический метод, основанный на эффекте теней при регистрации ядер отдачи упругого рассеяния. Построены систематики повреждающей способности ионов в зависимости от сечения смещения атомов, а также от удельных электронных потерь энергии ионов dE/dx. Обнаружена anomalously низкая повреждающая способность ионов Xe при воздействии на Si, выявлено сходное поведение Si и Ge. Обсуждается схема авторекристаллизации микрообъема трека отдельного иона за счет высокого значения dE/dx.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод Л.В.Пашкевич

Bugrov V.N., Karamyan S.A. P14-89-681  
Damage and Recovery of Monocrystalline Si  
Induced by Swift Heavy Ions

The damaging effect of Al, Ar and Xe ions on monocrystalline Si is studied in the energy range of 20-130 MeV and at a fluence of  $10^{13}-10^{16}$  cm<sup>-2</sup>. The direct crystallographic method based on the blocking effect is used at the registration of elastic recoils. The ion damaging power is systematized as a function of the cross section of the atom displacement, as well as of the electronic stopping power dE/dx. The anomalously low damaging power of the Xe ions is revealed in the interaction with a Si crystal, and the similar behaviour of Si and Ge is confirmed. Autorecrystallization of the individual track microvolume is interpreted to be a result of a high dE/dx value.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989