

Накопление структурных нарушений в кремнии при облучении кластерными ионами PF_n^+ средних энергий

© А.Ю. Азаров[¶], А.И. Титов*

Государственное унитарное научно-производственное предприятие „Электрон-Оптроник“,
194223 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 апреля 2006 г. Принята к печати 10 мая 2006 г.)

С помощью метода спектрометрии резерфордского обратного рассеяния в сочетании с каналированием исследовано накопление структурных нарушений в кремнии при комнатной температуре под воздействием облучения атомарными ионами P^+ , F^+ , а также кластерными ионами PF_n^+ ($n = 1 \dots 4$) с энергией 2.1 кэВ/а.е.м. и одинаковой скоростью генерации первичных дефектов. Предложены условия для корректного сравнения результатов бомбардировки атомарными и кластерными ионами, состоящими из атомов разного типа. Обнаружено, что характер накопления структурных нарушений в кремнии в случае бомбардировки ионами PF_n^+ существенно отличается от наблюдаемого как при облучении атомарными ионами, составляющими кластерный ион (P^+ и F^+), так и при бомбардировке атомарными тяжелыми ионами, имеющими атомную массу, близкую к массе кластеров PF_n^+ . Показано, что в эквивалентных условиях облучения кластерные ионы в приповерхностной области производят значительно большее количество нарушений, чем атомарные, т.е. наблюдается молекулярный эффект. Рассмотрены возможные механизмы данного явления.

PACS: 61.72.Tt, 61.80.Lj, 61.80.-x, 68.55.Ln

1. Введение

В последние годы повышенный интерес проявляется к процессам, происходящим в веществе при облучении молекулярными и кластерными ионами, поскольку бомбардировка ими открывает новые возможности для модификации и анализа свойств приповерхностных слоев [1–13]. В частности, имплантация кластерных ионов позволяет создавать сверхмелкие p – n -переходы, используя существующие имплантеры, не рассчитанные на создание пучков медленных ионов. Необходимость в таких переходах диктуется уменьшением размеров интегральных схем, что является основной тенденцией современной микроэлектроники [14,15]. Заметим также, что имплантация молекулярных ионов, получаемых из соединений BF_3 и PF_5 , давно уже используется при легировании кремния.

Бомбардировка полупроводников ионами неизбежно приводит к накоплению радиационных дефектов, влияющих практически на все электрофизические свойства. Процессы, происходящие в полупроводниковой матрице при облучении атомарными и кластерными ионами, могут существенно различаться. Действительно, в последнем случае происходит перекрытие каскадов атомных смещений, генерируемых отдельными атомами, составляющими кластерный ион и внедряющимися одновременно на очень близком расстоянии друг от друга. Таким образом, вблизи поверхности твердого тела возможно появление областей, в которых плотность введенной энергии выше по сравнению со случаем

облучения атомарными ионами в эквивалентных условиях. В результате эффективность многих процессов, сопровождающих внедрение ускоренных ионов (образование структурных нарушений, распыление, ионное перемешивание, электронная и ионная эмиссия и др.), в расчете на один упавший атом может быть различна при облучении в эквивалентных условиях атомарными и кластерными ионами [1–13]. Данный эффект известен как молекулярный эффект (МЭ), эффективность которого в случае образования структурных нарушений (γ) обычно выражается как отношение концентраций стабильных дефектов в расчете на один упавший атом, создаваемых кластерным и атомарным ионами. Обычно при облучении кремния биатомными ионами значение эффективности не превосходит $\gamma = 2$, однако при внедрении кластерных ионов C_{60}^+ величина γ превышала 100 [16], хотя конкретное значение эффективности МЭ в этой работе и требует уточнения, поскольку ее авторами не было выполнено условие корректного выбора плотности ионного тока при бомбардировке Si атомарными и кластерными ионами (см. подробнее далее).

Следует отметить, что известные нам литературные данные по молекулярному эффекту для ионов, состоящих из атомов разного типа (см., например, [17–19]), являются некорректными в плане постановки эксперимента (см. разд. 4).

Настоящая работа посвящена изучению накопления устойчивых при комнатной температуре дефектов в кремнии при имплантации ионов P^+ , F^+ , PF_n^+ ($n = 1 \dots 4$).

[¶] E-mail: azarov@silar.spb.ru

2. Методика эксперимента

Образцы (100)Si, легированного бором, с удельным сопротивлением $\rho \approx 12 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ облучались атомарными ионами P^+ , F^+ , а также кластерными ионами PF_n^+ ($n = 1 \dots 4$) с энергией $E = 2.1 \text{ кэВ/а.е.м.}$ Имплантация проводилась под углом 7° по отношению к направлению [100] для подавления эффекта каналирования. Степень нарушения кристаллической структуры определялась с помощью метода спектрометрии резерфордовского обратного рассеяния в сочетании с каналированием (RBS/C) [20]. RBS/C-анализ проводился пучком He^{++} с энергией 0.7 МэВ , рассеянным в детектор, находящийся под углом 103° по отношению к направлению падения анализирующего пучка. Данная геометрия эксперимента с малым углом скольжения к поверхности образца ионов, рассеянных в детектор (13°), позволяла существенно увеличить разрешение системы по глубине, что необходимо для исследования повреждения структуры в приповерхностных слоях. Профили распределения по глубине относительной концентрации дефектов, нормированной на концентрацию атомов в мишени (для кремния $n_0 = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$), рассчитывались из оригинальных RBS/C-спектров при помощи одного из общепринятых алгоритмов [21].

Имплантация, а также RBS/C-измерения проводились на ускорителе ионов фирмы HVEE, расположенном в СПб. ГУП НПП „Электрон-Оптроник“ и позволяющем получать однозарядные ионы с энергией вплоть до 500 кэВ .

3. Корректные условия наблюдения молекулярного эффекта

Необходимо выполнение определенных условий для корректного сравнения радиационного повреждения, создаваемого кластерными и атомными ионами, когда единственное различие между их бомбардировкой должно состоять в том, что атомарные ионы случайным образом попадают на поверхность, а атомы, образующие молекулу, одновременно пересекают поверхность в одном и том же месте. Для кластерных ионов, состоящих из одного типа атомов, это не представляет серьезных трудностей. Действительно, соблюдение эквивалентности условий облучения в этом случае подразумевает обеспечение равенства энергий, доз, а также плотностей потоков ионов в расчете на один падающий атом. Если первые два условия выполнялись во всех работах, то последнее (совпадение плотностей потоков атомарных и молекулярных ионов, выраженных в атом/см²·с), как правило, не выполнялось. Однако, как известно (см., например, [22]), в случае бомбардировки легкими ионами и ионами средних масс наблюдается сильная зависимость концентрации устойчивых дефектов от плотности ионного тока. Таким образом, если не выполнять данное условие, на МЭ в накоплении структурных нарушений будет

накладываться плотностная зависимость радиационного повреждения и количественные оценки оказываются затруднительными. Подробнее данный вопрос обсужден в [6].

Ситуация существенно осложняется при использовании кластерных ионов, состоящих из атомов разного типа (X_nY_m). Соблюдение эквивалентности условий в этом случае предполагает наличие экспериментальной базы, позволяющей одновременно производить бомбардировку ионами типа X и Y с определенными энергиями, дозами и плотностями потоков ионов (подробнее см. в [6]).

Предлагаемый нами здесь другой путь обеспечения условий эквивалентности при облучении такими атомарными и кластерными ионами состоит в том, чтобы соблюсти равенство как среднего полного числа смещений за все время облучения, так и скорости генерации первичных точечных дефектов, создаваемых при имплантации и атомарных, и кластерных ионов. Естественно, энергии бомбардирующих частиц должны обеспечивать равенство скоростей атомарных и молекулярных ионов. Заметим, что условия эквивалентности в данной формулировке применительно к кластерным ионам, состоящим из атомов одного типа, автоматически выражаются в условия равенства энергий, доз, а также плотностей потоков ионов в расчете на один падающий атом. Следует также отметить, что нам не известно ни одной экспериментальной работы, проведенной до настоящего времени, в которой корректно были выполнены условия эквивалентности для облучения кластерными ионами, состоящими из атомов разного типа.

Переходя к рассматриваемому в настоящей работе случаю имплантации ионов PF_n в Si, прежде всего отметим, что профили генерации первичных дефектов для ионов P и F практически подобны, если ионы обладают одинаковыми скоростями, т.е. если они входят в состав молекулярного иона. Нетрудно убедиться, что равенство скоростей эквивалентно равенству E_{amu} — энергий, приходящихся на атомную единицу массы (а.е.м.) рассматриваемых ионов. В качестве примера на рис. 1 представлены функции генерации $g(x)$ — распределения по глубине x числа генерируемых вакансий в расчете на один ион и единицу длины пробега в Si для ионов P^+ и F^+ с энергией $E = 2.1 \text{ кэВ/а.е.м.}$, рассчитанные с помощью стандартной программы TRIM (версия SRIM 2003) [23]. (Эффективная пороговая энергия смещения была выбрана $E_d = 13 \text{ эВ}$ исходя из известных экспериментальных данных [24]). На том же рисунке штриховой линией показан результат умножения $g(x)$ для ионов F^+ на множитель $k = 1.8$. Хорошо видно, что полученная зависимость практически совпала с $g(x)$ для P^+ , т.е. действительно подобие профилей генерации имеет место.

Введем нормированную дозу $\Phi_{\text{дрп}} = N_v^{\text{max}} \Phi / n_0$, где N_v^{max} — число вакансий в максимуме функции их генерации, а Φ — доза ионов. Другими словами, это среднее число смещений, которое испытал каждый атом

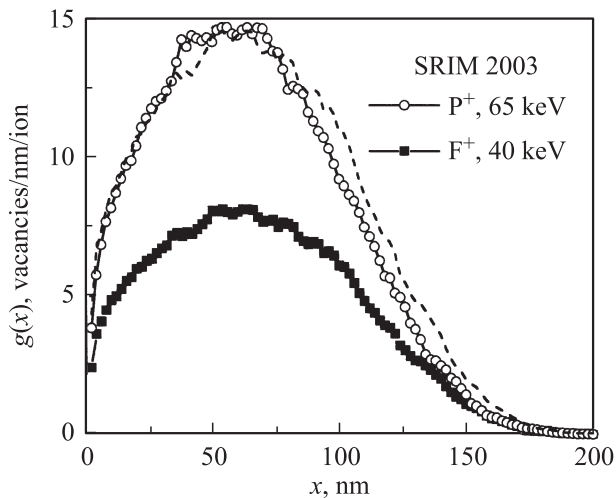


Рис. 1. Распределения генерации вакансий по глубине Si x для ионов P^+ и F^+ с энергией $E = 2.1$ кэВ/а.е.м. (65 и 40 кэВ соответственно), полученные с помощью стандартной программы SRIM 2003 [23]. Штриховая линия — результат умножения функции генерации вакансий для ионов F^+ на множитель $k = 1.8$.

на глубине, соответствующей максимуму распределения $g(x)$, после имплантации дозы Φ . Единица измерений $\Phi_{\text{дра}}$ — число смещений на атом (дра). Тогда нормированная плотность потока ионов есть $F_{\text{дра}} = d\Phi_{\text{дра}}/dt$, где t — время. Очевидно, что в духе рассмотренных выше условий корректного сопоставления результатов облучения атомарными и кластерными ионами необходимо, чтобы для всех сравниваемых случаев облучения различными ионами выполнялось следующее:

$$E_{\text{amu}} = \text{const}, \quad \Phi_{\text{дра}} = \text{const}, \quad F_{\text{дра}} = \text{const}. \quad (1)$$

В рассматриваемом в данной статье случае соблюдение условий (1) происходит при облучении следующими дозами. Если Φ^F — выбранная доза облучения ионами F^+ , то доза ионов P^+ должна быть равна

$$\Phi^P = \Phi^F/k, \quad (2)$$

а для ионов PF_n^+

$$\Phi^{PF_n} = \Phi^F/(k+n). \quad (3)$$

Аналогично для плотностей потока ионов F :

$$F^P = F^F/k, \quad F^{PF_n} = F^F/(k+n). \quad (4)$$

Для всех типов ионов в изложенных далее экспериментах нормированная скорость генерации дефектов составляла $F_{\text{дра}} = 5.5 \cdot 10^{-4}$ дра/с.

4. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены профили распределения дефектов по глубине (x) для облучения кремния при комнатной температуре ионами F^+ (а) и PF_4^+ (b), т. е. са-

мыми легкими и самыми тяжелыми из используемых в эксперименте атомарных и кластерных ионов. Нормированные энергия и плотность потока ионов составляли $E_{\text{amu}} = 2.1$ кэВ/а.е.м. и $F_{\text{дра}} = 5.5 \cdot 10^{-4}$ дра/с. Реальные дозы облучения Φ указаны на рисунке. Из рис. 2, а видно, что в случае облучения кремния одноатомными ионами F^+ наряду с объемным пиком дефектов, положение которого совпадает с максимумом упругих потерь энергии, наблюдается также и поверхностный максимум дефектов. Подобное бимодальное распределение дефектов по глубине характерно для случая облучения кремния легкими ионами при комнатной температуре [22], причем поверхностный пик дефектов обычно соответствует тонкому поверхностному аморфному слою [25].

Совершенно другая картина накопления разупорядочения наблюдается при имплантации кластерных ионов PF_4^+ . Из рис. 2, b видно, что в этом случае увеличение повреждения структуры наблюдается в приповерхностной области до максимума упругих потерь энергии компонентов кластерного иона. Это приповерхностное увеличение дефектности столь велико, что распределение структурных нарушений по глубине является прак-

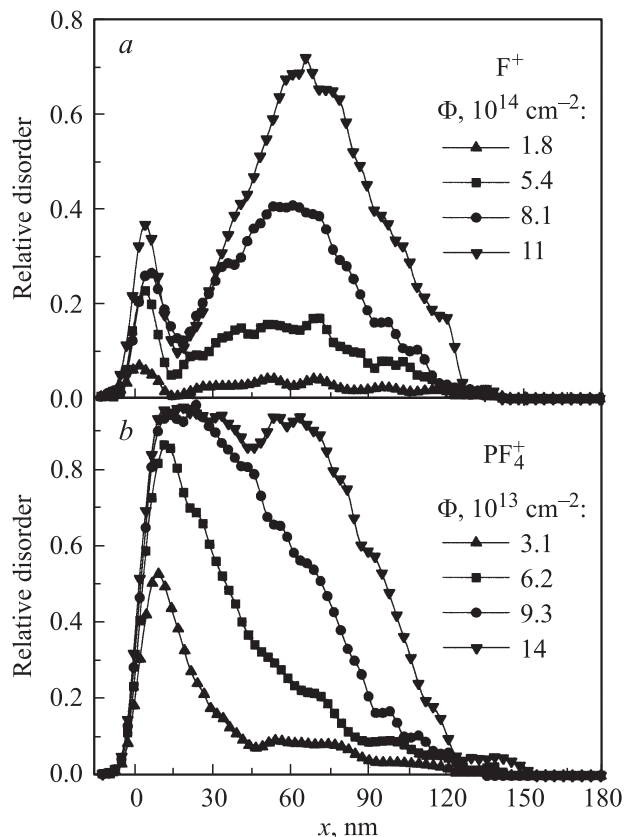


Рис. 2. Профили распределения по глубине x относительной концентрации дефектов, нормированной на атомную концентрацию мишени ($n_0 = 5 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$), для облучения кремния при комнатной температуре ионами F^+ с энергией $E = 40$ кэВ и плотностью потока ионов $F = 3.4 \cdot 10^{11}$ см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$ (а) и PF_4^+ с энергией $E = 225$ кэВ и плотностью потока ионов $F = 6 \cdot 10^{10}$ см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$ (b). Дозы облучения Φ указаны.

тически одномоновым и накопление дефектов с ростом дозы облучения внешне выглядит как постепенное увеличение и расширение вглубь пика структурных нарушений, начинающегося от поверхности. Однако рассматриваемый приповерхностный пик дефектов, образующийся при облучении кремния кластерными ионами PF_4^+ , не является аморфным по всей глубине, как это имеет место при имплантации атомарных легких ионов. Со стороны объема кремния к аморфному слою примыкает область с повышенной концентрацией нарушений, постепенно спадающей вглубь. Для получения детальной информации о распределении аморфной фазы по глубине необходимы дополнительные исследования методами, которые позволяют напрямую судить об аморфности структуры, например с помощью поперечной электронной просвечивающей микроскопии (ХТЕМ) [26]. Однако возникновение и расширение вглубь по мере роста дозы аморфного слоя, начинающегося от поверхности, достаточно ясно прослеживается и на рис. 2, *b*.

Следует также отметить, что масса кластерного иона PF_4^+ соизмерима с массой таких тяжелых ионов, как Ag. Однако характер накопления радиационного повреждения в кремнии при облучении кластерными ионами PF_4^+ при комнатной температуре существенно отличается от случаев облучения кремния такими тяжелыми одноатомными ионами. Действительно, при облучении кремния тяжелыми ионами средних энергий распределение структурных нарушений по глубине характеризуется отсутствием поверхностного пика нарушений, в то время как объемный пик располагается в области максимума упругих потерь энергии внедряющегося иона [27]. С ростом дозы этот единственный максимум устойчивых нарушений увеличивается по модулю и расширяется вплоть до образования сплошного аморфного слоя от поверхности до глубины проникновения ионов.

На рис. 3 представлены распределения дефектов по глубине для облучения кремния при комнатной температуре атомарными ионами F^+ и P^+ , а также кластерными ионами PF_2^+ и PF_4^+ с энергией $E = 2.1$ кэВ/а.е.м. для одинаковых значений числа дефектов в расчете на один атом $\Phi_{\text{дра}} = 0.29$ дпа и скорости генерации дефектов $F_{\text{дра}} = 5.5 \cdot 10^{-4}$ дпа/с. Реальные дозы Φ составляли $1.8 \cdot 10^{14}$, $1 \cdot 10^{14}$, $4.8 \cdot 10^{13}$, $3.1 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ для ионов F^+ , P^+ , PF_2^+ и PF_4^+ соответственно. Из рисунка хорошо видно, что в области, где упругие потери энергии максимальны (50–60 нм), кластерные ионы PF_2^+ производят приблизительно равное, а ионы PF_4^+ даже несколько меньшее разупорядочение, чем атомарные ионы P^+ , в то время как в приповерхностной области кластерные ионы создают значительно большее количество дефектов, чем атомарные. Заметим, что более высокий уровень разупорядочения в объемном максимуме дефектов при облучении кремния ионами P^+ по сравнению со случаем облучения ионами F^+ при заданном значении $\Phi_{\text{дра}}$ не является неожиданным, поскольку плотность каскадов смещений в последнем случае заметно меньше. По этой

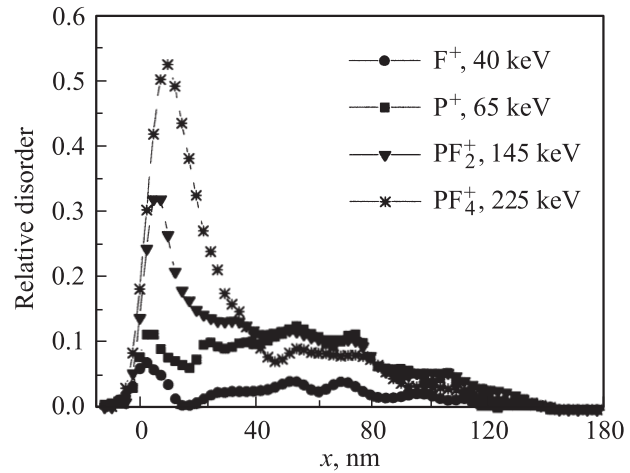


Рис. 3. Профили распределения по глубине относительной концентрации дефектов, нормированной на атомную концентрацию мишени ($n_0 = 5 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$), для случая облучения кремния при комнатной температуре ионами F^+ , P^+ , PF_2^+ и PF_4^+ с энергией $E = 2.1$ кэВ/а.е.м. для одинаковых значений числа смещений в расчете на один атом $\Phi_{\text{дра}} = 0.29$ дпа и скорости генерации смещений $F_{\text{дра}} = 5.5 \cdot 10^{-4}$ дпа/с (см. подробности в тексте).

же причине мы наблюдаем (см. рис. 3) небольшое уменьшение уровня разупорядочения, создаваемое в объемном пике дефектов ионами PF_4^+ по сравнению с атомарными ионами P^+ .

Таким образом, наблюдается МЭ в накоплении радиационных повреждений, эффективность которого максимальна вблизи поверхности и уменьшается по мере продвижения вглубь кремния. Подобное поведение эффективности МЭ с глубиной может быть объяснено следующим образом. МЭ обусловлен нелинейными процессами, возникающими из-за перекрытия каскадов атомных смещений, формируемых атомами, составляющими кластерный ион. Эффективность подобного пространственного перекрытия каскадов смещений велика только в приповерхностной области и уменьшается по мере продвижения вглубь кремния. Оценки, основанные на статистическом анализе большого количества индивидуальных каскадов, полученные с помощью программы TRIM [22] (версия SRIM 2003), показали, что среднее расстояние между атомами, составляющими кластерный ион, увеличивается по мере продвижения иона вглубь кремния. В области максимума объемного пика дефектов оно составляет 24 нм, что приблизительно в 3 раза больше поперечного размера среднего индивидуального каскада смещений, формируемого ионом P^+ или F^+ на этой глубине.

Рассмотрим возможные причины, которые могут приводить к столь сильному приповерхностному увеличению разупорядочения при облучении кластерными ионами по сравнению с одноатомными.

Традиционно возникновение МЭ связывалось с ростом разупорядочения в нелинейных каскадах смещений

и(или) термических пиках, создаваемых перекрывающимися областями торможения атомов, составляющих кластерный ион (см., например, [1,2]). Критериями такой нелинейности служат либо столь высокая плотность смещений в каскаде, что соударения нельзя рассматривать как парные, либо превышение средней энергии, передаваемой каждому атому в объеме каскада, над энергией, необходимой для плавления (нелинейный тепловой пик [28]). В [13] в качестве еще одного критерия было предположено, что нелинейность каскада смещений также достигается в том случае, когда плотность смещений в каскаде превосходит критическое значение, которое необходимо для катастрофического перехода поврежденного кристалла в аморфное состояние.

Вышеприведенные механизмы по крайней мере качественно объясняют возникновение МЭ при накоплении структурных нарушений в результате облучения полупроводников тяжелыми не очень быстрыми кластерными ионами и, возможно, более легкими и более быстрыми ионами, состоящими из большого числа атомов, когда действительно плотность смещений в суммарном каскаде может быть весьма велика согласно существующим представлениям. Что касается бомбардировки кластерными ионами, состоящими из сравнительно небольшого числа легких атомов, то в целом каскады смещений, образуемые ими, не являются достаточно плотными. Обычно предполагалось, что высокая плотность в этом случае реализуется в отдельных субкаскадах, входящих в состав полного каскада, и перекрытие подобных субкаскадов и приводит к появлению нелинейности в возникновении нарушений и соответственно к молекулярному эффекту [2,6,19,29].

Однако наши недавние измерения [30–32] показали, что эффективность МЭ при имплантации в кремний атомарных и молекулярных ионов азота зависит от плотности потока ионов, что не должно наблюдаться, если „работают“ вышеприведенные традиционные механизмы. Действительно, время генерации и(или) термализации энергетических пиков составляет всего $\sim (1-10)$ пс [1,2], т.е. вероятность попадания другого иона в область локализации подобного пика за время его существования пренебрежимо мала при доступных в настоящее время плотностях потока ионов. Более того, при самой высокой из использованных в [30–32] плотностях потока ($6.2 \cdot 10^{12}$ атом/см²·с) МЭ вообще пропал. Все это свидетельствует о том, что для столь легких ионов при облучении кремния при комнатной температуре МЭ обусловлен новым механизмом, не связанным с нелинейностью образования дефектов на каскадной стадии. В [31,32] с помощью компьютерного моделирования на базе предложенной авторами модели было показано, что МЭ для легких ионов может быть объяснен в рамках механизма, основанного на нелинейности процесса динамического отжига дефектов, включающего вторичное дефектообразование, как это было предположено в [8].

Имеющихся в настоящее время экспериментальных данных пока не достаточно для выбора конкретного механизма (или их комбинации), ответственного за увеличение уровня разупорядочения в приповерхностной области при облучении кремния ионами PF_n^+ по сравнению с эквивалентным облучением ионами P^+ или F^+ . Действительно, кластерный ион PF_n^+ состоит из сравнительно легких атомов, генерирующих при бомбардировке кремния каскады невысокой плотности, из чего следует, что в формировании стабильных нарушений заметную роль должны играть процессы динамического отжига дефектов. С другой стороны, многократное перекрытие каскадов, реализующееся у поверхности при использовании ионов PF_n^+ , может привести к появлению областей, в которых плотность введенной энергии будет достаточна для проявления эффектов нелинейных энергетических пиков. Так, оценки, проведенные с помощью программы TRIM [23], показывают, что в приповерхностной области плотность смещений, создаваемых кластерным ионом PF_4^+ с энергией $E = 2.1$ кэВ/а.е.м., в предположении о полном перекрытии каскадов смещений компонентов кластерного иона соизмерима с плотностью дефектов в каскадах смещений, создаваемых достаточно тяжелым ионом As с энергией 25 кэВ, для которого, как предполагалось ранее [1,2,13], должны выполняться условия нелинейности энергетических пиков. Таким образом, выяснение, какой из механизмов играет определяющую роль в рассматриваемом случае, должно быть предметом дальнейших исследований.

5. Заключение

Исследовано накопление структурных нарушений в Si при комнатной температуре при облучении атомарными ионами P^+ , F^+ , а также кластерными ионами PF_n^+ ($n = 1 \dots 4$) с энергией 2.1 кэВ/а.е.м. Предложены условия для корректного сравнения результатов бомбардировки атомарными и кластерными ионами, состоящими из атомов разного типа. Результаты показывают, что характер накопления структурных нарушений в кремнии в случае бомбардировки ионами PF_n^+ существенно отличается не только от наблюдаемого в случае облучения атомарными ионами, составляющими кластерный ион (P^+ и F^+), но также и атомарными тяжелыми ионами, имеющими атомарную массу, близкую к массе кластеров PF_n^+ . Показано, что в эквивалентных условиях облучения, когда среднее число первичных дефектов, создаваемых ионом, а также скорость их генерации одинаковы, кластерные ионы в приповерхностной области производят большее количество нарушений, чем атомарные, т.е. наблюдается молекулярный эффект. Такое „избыточное“ накопление дефектов происходит до области, где упругие потери энергии максимальны. Рост разупорядочения с увеличением дозы облучения при этом происходит путем постепенного увеличения и расширения в глубь Si приповерхностного пика дефек-

тов. Рассмотрены возможные механизмы молекулярного эффекта.

Авторы благодарят В.С. Белякова и С.О. Кучеева за полезные дискуссии при написании статьи.

Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ № 06-08-00989.

Список литературы

- [1] D.A. Thompson. *Rad. Eff.*, **56**, 105 (1981).
- [2] J.A. Davies. In: *Ion Implantation and Beam Processing*, ed. by J.S. Williams, J.M. Poate (Academic Press, 1984).
- [3] I. Yamada, W.L. Brown, J.A. Norhby, M. Sosnowski. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **79**, 223 (1993).
- [4] P. Sigmund, I.S. Bitensky, J. Jensen. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **112**, 1 (1996).
- [5] S. Ihara, S. Itoh, J. Kitakami. *Phys. Rev. B*, **58**, 10 736 (1998).
- [6] A.I. Titov, S.O. Kucheyev. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **149**, 129 (1999).
- [7] N.R. Arista. *Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **164-165**, 108 (2000).
- [8] S.O. Kucheyev, J.S. Williams, A.I. Titov, G. Li, C. Jagadish. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2694 (2001).
- [9] K. Kimura, Y. Oota, K. Nakajima, M. Suzuki, T. Aoki, J. Matsuo, A. Agarwal, B. Freer, A. Stevenson, M. Ameen. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **211**, 206 (2003).
- [10] J. Peltola, K. Nordlund. *Phys. Rev. B*, **68**, 035 419 (2003).
- [11] R.D. Rickman, S.V. Verkhoturov, E.S. Parilis, E.A. Schweikert. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 047 601 (2004).
- [12] S. Bouneau, S. Della Negra, D. Jacquet, Y. Le Beyec, M. Pautrat, M.H. Shapiro, T.A. Tombrello. *Phys. Rev. B*, **71**, 174 110 (2005).
- [13] A.I. Titov, V.S. Belyakov, S.O. Kucheyev. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **194**, 323 (2002).
- [14] E. Chason, S.T. Picraux, J.M. Poate, J.O. Borland, M.I. Current, T. Diaz de la Rubia, D.J. Eaglesham, O.W. Holland, M.E. Holland, M.E. Law, C.W. Magee, J.W. Mayer, J. Melngailis, A.F. Tasch. *J. Appl. Phys.*, **81**, 6513 (1997).
- [15] *International Technology Roadmap for Semiconductors 2005*. <http://public.itrs.net>.
- [16] H. Shen, C. Brink, P. Hvelplund, S. Shiryaev, P.X. Shi, J.A. Davies. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **129**, 203 (1997).
- [17] Li Xiaoqin, Lin Chenglu, Yang Genqin, Zhou Zuyao, Zou Shichang. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **55**, 589 (1991).
- [18] J.A. Davies, G. Foti, L.M. Howe, J.B. Mitchell, K.B. Winterbon. *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 1441 (1975).
- [19] A. Grob, J.J. Grob, A. Golanski. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **19/20**, 55 (1987).
- [20] W.K. Chu, J.W. Mayer, M.A. Nicolet. *Backscattering spectrometry* (N. Y., Academic Press, 1978).
- [21] K. Schmid. *Rad. Eff.*, **17**, 201 (1973).
- [22] A.I. Titov, G. Carter. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **119**, 491 (1996).
- [23] J.P. Biersack, L.G. Hagmark. *Nucl. Instrum. Meth.*, **174**, 257 (1980).
- [24] J.J. Loferski, P. Rappaport. *Phys. Rev.*, **111**, 432 (1958).
- [25] D.I. Tetelbaum, E.I. Zorin, A.I. Gerasimov, P.V. Pavlov. *Phys. Status Solidi A*, **12**, 679 (1972).
- [26] A. Agarwal, T. Haynes, D.J. Eaglesham, H.-J. Gossman, D.C. Jacobson, J.M. Poate, Y.E. Erokhin. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 3332 (1997).
- [27] И.А. Абрян, А.Н. Андронов, А.И. Титов. *Физические основы электронной и ионной технологии* (М., Высш. шк., 1984) с. 317.
- [28] J.A. Brinkman. *J. Appl. Phys.*, **25**, 961 (1954).
- [29] R.S. Walker, D.A. Thompson. *Rad. Eff.*, **37**, 113 (1978).
- [30] А.Ю. Азаров, Л.М. Никулина, А.И. Титов. *Тез. докл. 7-го Всеросс. сем. „Физические и физико-химические основы ионной имплантации“* (Нижний Новгород, 2004) с. 70.
- [31] А.Ю. Азаров, А.И. Титов, Л.М. Никулина. Тр. 17-й Межд. конф. „Взаимодействие ионов с поверхностью“, *ВИИП-2005* (Звенигород 2005) т. 2, с. 40.
- [32] А.И. Титов, А.Ю. Азаров, Л.М. Никулина, С.О. Кучеев. *Phys. Rev. B*, **73**, 064 111 (2006).

Редактор Л.В. Шаронова

Disorder accumulation in silicon irradiated with PF_n^+ cluster ions with a middle energy

A.Yu. Azarov, A.I. Titov*

Research and Production Company
„Electron-Optronic“,
194223 St. Petersburg, Russia
* St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract The disorder accumulation in silicon irradiated at room temperature with atomic P^+ , F^+ and PF_n^+ cluster ($n = 1 \dots 4$) ions with the energy $E = 2.1$ keV/amu and equal generation rate of primary defects has been studied by Rutherford backscattering spectroscopy in channeling mode. Conditions for correct comparison of disorder produced by atomic and cluster ions comprised atoms of different types have been proposed. The results show that the disorder accumulation in Si under bombardment by cluster ions PF_n^+ considerably differ from irradiation with atomic ions (P^+ and F^+) which comprise the cluster ion as well as bombardment by atomic heavy ions with mass comparable to the mass of PF_n^+ . It is also shown that cluster ions produce significantly higher disorder than atomic ions in similar irradiation conditions. Thus, the molecular effect takes place. Possible mechanisms of the phenomenon have been discussed.