

## РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

**Влияние параметров облучения ионами ксенона и аргона на дефектообразование в кремнии**Ю. В. Балакшин,<sup>1,2,a</sup> А. В. Кожемяко,<sup>3</sup> А. П. Евсеев,<sup>1,3</sup> Д. К. Миннебаев,<sup>1,3</sup> Emad M. Elsehly<sup>4</sup><sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.<sup>2</sup> Центр квантовых технологий Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова. Россия, 119991, Москва.<sup>3</sup> Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.<sup>4</sup> Damanhour University, Faculty of Science, Egypt.

Поступила в редакцию 11.03.2020, после доработки 16.03.2020, принята к публикации 20.03.2020.

Монокристаллический кремний был облучен ионами ксенона с энергиями 100, 200 кэВ и ионами аргона с энергией 110 кэВ. Флюенс облучения варьировался в диапазоне параметра «смещение на атом» ( $dpa$ ) от 0.1 до 1 для обоих типов ионов и выбранных энергий. Влияние облучения на разрушение структуры кремния изучалось методами резерфордовского обратного рассеяния в сочетании с каналированием и комбинационного рассеяния света.

Продемонстрированы этапы разрушения кристаллической структуры кремния на основе спектроскопии резерфордовского обратного рассеяния и комбинационного рассеяния света для разных флюенсов облучения. Показано, что с ростом флюенса до величины, соответствующей значению 0.5  $dpa$ , происходит накопление дефектов в модифицируемом слое, а затем — слияние высокодефектных областей в аморфные слои. При величине параметра  $dpa$ , равного 1, полного разупорядочивания структуры монокристалла не наблюдается.

**Ключевые слова:** ионное облучение, дефектообразование, резерфордовское обратное рассеяние, комбинационное рассеяние света.

УДК: 539.534.9, 538.971. PACS: 79.90.Rf.

**ВВЕДЕНИЕ**

Современный уровень развития технологий предполагает создание и применение объектов нанометрового масштаба, а также модификацию их свойств. В частности, в таких областях, как наноэлектроника, оптика, сверхчувствительная сенсорика, медицина, где активно изучаются возможности практического применения таких структур, как диэлектрические слои нанометровой толщины, одноатомные транзисторы, наноточки и нанопровода, пористые структуры, углеродные нанотрубки и т. д. [1–5]. Изучаемые объекты могут представлять излучатели или поглотители на определенных диапазонах длин волн, отдельные элементы наноэлектроники, средства доставки лекарств или хранения водорода, активные области газочувствительных сенсоров и т. д. Большое внимание уделяется влиянию дефектов в структуре расположения атомов на физические свойства изучаемых объектов. На сегодняшний день, дефектообразование под действием облучения рассматривается не только как паразитный эффект, но и как возможность придания уникальных свойств облученному материалу. В ряде работ [6, 7] показано влияние структуры «примесный атом — дефекты упаковки» на люминесцентные свойства синтетических алмазов. Экспериментально продемонстрировано, что создание дефектов в структуре углеродных нанотрубок значительно влияет на свойства массивов трубок за счет обрыва и замещения химических связей [8, 9].

Пучки заряженных частиц активно применяются при формировании наномасштабных объектов [10], модификации свойств поверхностных слоев [11, 12]. Кроме того, методы, основанные на взаимодействии пучков ускоренных заряженных частиц с атомами мишени, в частности методы резерфордовского обратного рассеяния (РОР), получили широкое применение в области анализа состава и структуры изучаемых объектов, определении расположения внедренной примеси и дефектных слоев [13–17]. Большое значение в механизмах взаимодействия налетающих заряженных частиц и атомов образца принимает структура мишени [18], многие методы ионно-пучковых технологий основаны на эффектах, связанных с упорядоченным расположением атомов облучаемого материала.

Однако все больше внимания уделяется изучению влияния дефектов в структуре объектов, отличных от массивных кристаллов или тонких пленок. В таком случае применение ионно-пучковых методик анализа может быть неприменимо в силу размерности изучаемых объектов, где широкое распространение получили методы комбинационного рассеяния света (КРС) для определения типов химических связей и дефектов в структуре изучаемого образца [19–22]. Ионно-пучковое облучение приводит к разупорядочиванию структуры наноразмерных образцов, образованию дефектов, оборванных связей, а в случае химически активных ионов — к образованию новых связей с внедренными атомами. Спектроскопия КРС позволяет сделать вывод о качественном изменении структуры после ионного облучения за счет относи-

<sup>a</sup> E-mail: balakshiny@gmail.com

тельного измерения интенсивности соответствующих пиков. Например, в работе [23] образцы пористого кремния были исследованы методом КРС до и после ионного облучения, изменение относительных интенсивностей позволило провести контроль аморфизации структуры, а сдвиг пика, соответствующего кристаллической фазе кремния, позволил оценить изменение характерного размера нанокристаллитов в структуре [24, 25].

Цель данной работы — в том, чтобы на примере хорошо изученного объекта — кремниевого монокристалла сравнить методы оценки дефектообразования под действием ионного облучения, применяемые для массивных мишеней (POP), и наноструктурированных объектов (КРС), продемонстрировать известные механизмы и закономерности образования дефектов под действием облучения. Выбор кремния в качестве исследуемого объекта был обусловлен тем, что за десятилетия развития полупроводниковой технологии этот материал стал предметом многочисленных экспериментальных и теоретических работ, посвященных взаимодействию ускоренных частиц с веществом. Развитие ионно-пучковых методов легирования и анализа за прошедшие десятилетия также позволило создать модели, достаточно точно описывающие процессы дефектообразования в объемных материалах. При этом смещение фокуса научных исследований в область нанотехнологий требует как разработки новых методов анализа, так и сопоставления результатов изучения дефектообразования в наноструктурированных материалах с общепринятыми моделями для материалов большей размерности. Проведение подобного сравнения методик на основе широко изученного процесса позволит в дальнейшем более точно описать процессы происходящие в наноструктурах под действием облучения, подробнее описать известные эффекты и, возможно, показать новые механизмы, отсутствующие в объемных материалах.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве облучаемых мишеней использовался монокристаллический кремний с ориентацией (110), за счет своих кристаллографических характеристик наиболее удобный для изучения методом POP в сочетании с каналированием за счет наибольшей величины критического угла каналирования. Эксперименты по облучению мишеней и анализу их структуры методами резерфордовского обратного рассеяния проводились на ускорителе HVEE-500, на линии, позволяющей проводить ионное облучение и *in situ* измерения POP [26] при вакууме  $10^{-6}$  мбар. Облучение проводилось под углом  $7^\circ$  по отношению к нормали к поверхности образца в направлении, не совпадающем с кристаллографическими осями кристалла для исключения эффекта каналирования в процессе облучения. При облучении температура образца имела комнатные значения, плотность тока пучка поддерживалась на уровне, исключающем самоотжиг образца. В качестве имплантируемых ионов применялись ионы аргона и ксенона по причине их химической нейтральности и значительного различия по массе. Мишени облучались ионами аргона

Таблица. Флюенсы облучения для проведенных экспериментов

Тип ионов, энергия	Флюенс, ион/см <sup>2</sup>	dpa
Ar <sup>+</sup> , 110 кэВ	$3.4 \times 10^{13} - 3.4 \times 10^{14}$	0.1–1
Xe <sup>+</sup> , 100 кэВ	$1.12 \times 10^{13} - 1.12 \times 10^{14}$	0.1–1
Xe <sup>+</sup> , 200 кэВ	$1.08 \times 10^{13} - 1.08 \times 10^{14}$	0.1–1

с энергией 110 кэВ, ионами ксенона с энергиями 100 и 200 кэВ. Флюенсы облучения для всех типов ионов выбирались таким образом, чтобы значения параметра dpa составляли 0.1, 0.3, 0.5, 0.75 и 1 (см. таблицу), расчет параметра dpa проводился согласно [27].

Анализ структуры мишеней методами резерфордовского обратного рассеяния проводился с применением в качестве анализирующих частиц ионов гелия He<sup>+</sup> с энергией 350 кэВ. Угол обратного рассеяния составлял  $160^\circ$ . Для регистрации обратнорассеянных анализирующих частиц применялся полупроводниковый кремниевый детектор поверхностно-барьерного типа. Возможности экспериментальной линии и описание метода резерфордовского обратного рассеяния в сочетании с каналированием представлены в работе [26].

Спектры КРС были получены при комнатной температуре на установке «Зондовая нанолaborатория NTEGRA SPECTRA» с при использовании лазера на длине волны 632.8 нм, мощность лазера при наборе спектров составляла 7 мВт/см<sup>2</sup>.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для оценки параметров профилей дефектообразования и расчета значений параметра dpa для различных флюенсов облучения было проведено моделирование кремниевой мишени выбранными ионами указанных энергий в программе SRIM [28]. Профили радиационно-стимулированных дефектов для выбранных ионов и энергий облучения представлены на рис. 1. С увеличением энергии ионов ксенона, согласно моделированию, кроме увеличения глубины максимума профиля дефектов, наблюдается

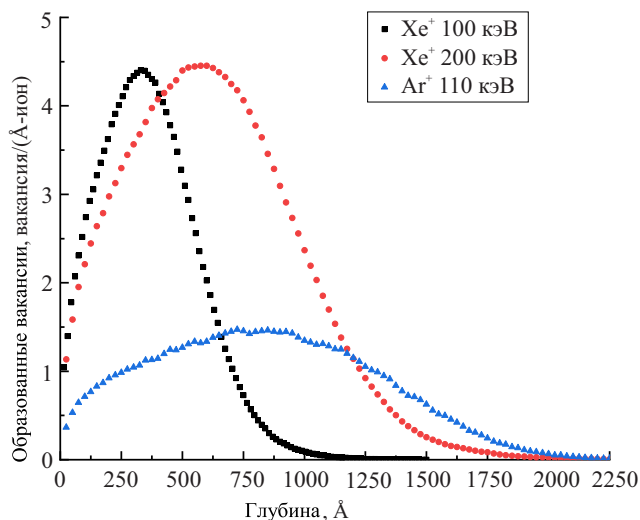


Рис. 1. Распределение дефектов по глубине в кремнии при облучении ионами Xe<sup>+</sup> и Ar<sup>+</sup>

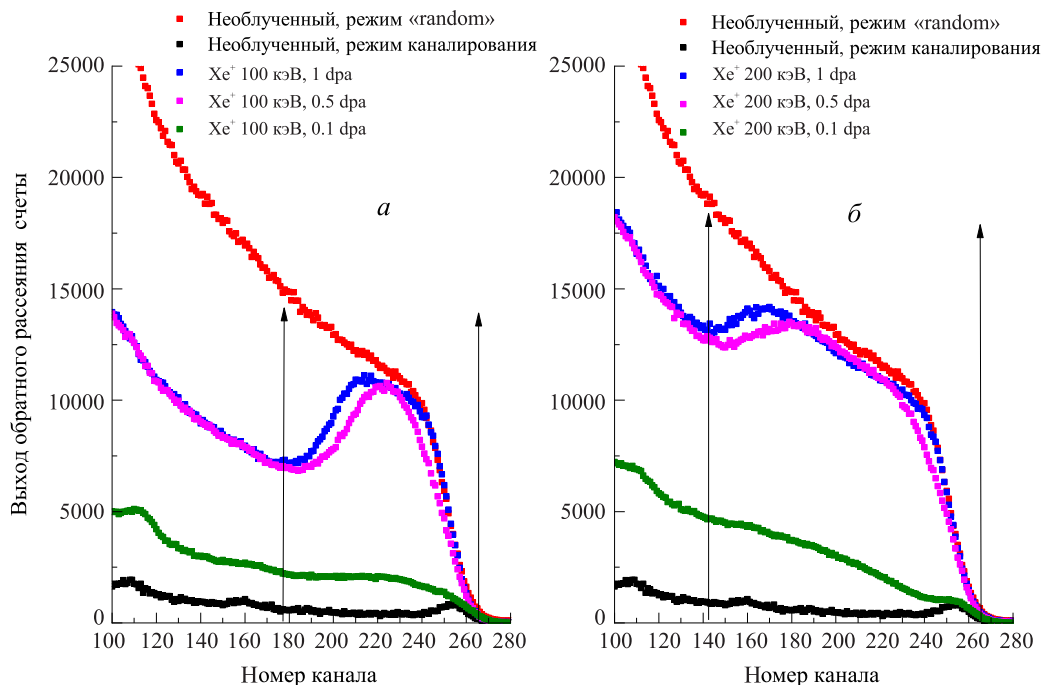


Рис. 2. Спектры POP для облученных образцов ионами  $\text{He}^+$  с энергией *a* — 100 и *б* — 200 кэВ

уширение профиля распределения по глубине образованных дефектов, что связано с распределением по глубине выделенной энергии ионов при прохождении через вещество. Наиболее широкий профиль дефектов наблюдается у ионов аргона, однако высота распределения по глубине дефектов, образующихся под действием облучения, для ионов аргона меньше в 3.2 раза высоты профиля в случае применения ионов ксенона, что объясняется разницей величин потерь энергии ионами на единице пути, зависящей от массовых и зарядовых чисел выбранных ионов.

Спектры POP для каждого образца снимались без нарушения условий вакуума, непосредственно после облучения. Спектры снимались в режиме, когда направление пучка анализирующих частиц не совпадает с направлениями кристаллографических осей в кристалле (*gandom*) и в режиме каналирования. На рис. 2 представлены спектры POP для исходного и облученных ионами ксенона образцов для некоторых флюенсов. Согласно полученным спектрам с увеличением флюенса, увеличивается выход обратнорассеянных ионов  $\text{He}^+$  в области дефектообразования в режиме каналирования за счет рассеяния анализирующих частиц на дефектных областях, что говорит о последовательном увеличении количества дефектов кристаллической структуры мишени. При максимальном флюенсе, соответствующем значению параметра *dpa* 1, наблюдается неполное соответствие сигнала, полученного в режиме каналирования и «*gandom*»-режимах, что говорит о неполном разрушении порядка расположения атомов кремния. При значении параметра *dpa* равного 0.5, сигнал от обратно рассеянных ионов  $\text{He}^+$  в режиме каналирования в области максимума дефектообразования достигает значений, соответствующих большим флюенсам. Дальнейшее увеличение количества упавших на мишень ионов приводит к увеличению ширины дефектного слоя, но не к полному соответствию сиг-

налов в каналированном и «*gandom*»-режимах, что говорит о начале активного перекрытия дефектных областей. Для спектров POP, полученных в режиме каналирования для исходного образца и облученных с меньшим флюенсом, соответствующим 0.1 *dpa*, наблюдается пик в области 110 канала, связанный с появлением углеродной пленки на поверхности. Так как выход обратнорассеянных ионов в режиме каналирования для исходного и облученных с параметром *dpa*, равным 0.1, образцов значительно ниже в сравнении с другими флюенсами или «*gandom*»-режимом, то набор спектров проводился в течении большего времени для достижения сравнимой статистической ошибки с последующей нормировкой на количество упавших ионов по отношению к другим спектрам, что сказалось на количестве осажденного из остаточных паров углерода.

Отметим, что для образцов, облученных ионами аргона с энергией 110 кэВ, не удалось разделить сигнал от анализирующих частиц  $\text{He}^+$  с энергией 350 кэВ, рассеянных на поверхностных атомах кремния и внедренного аргона, анализ дефектообразования производился согласно спектрам КРС.

На рис. 2, *a, б* показаны вертикальные прямые, ограничивающие область дефектообразования при облучении с соответствующей энергией. Для каждого флюенса облучения рассчитывалось отношение интегральных по толщине дефектного слоя сигналов в режиме каналирования к «*gandom*»-режиму. Зависимость величины указанного отношения сигналов от флюенса облучения рассматривается авторами как кривая, характеризующая степень разрушения подверженного облучению слоя образца. На рис. 3 представлены зависимости степени разрушения образца под действием облучения ионами ксенона от параметра *dpa*. Горизонтальной прямой обозначено количество дефектов, соответствующее однократному смещению каждого атома кремниевой мишени.

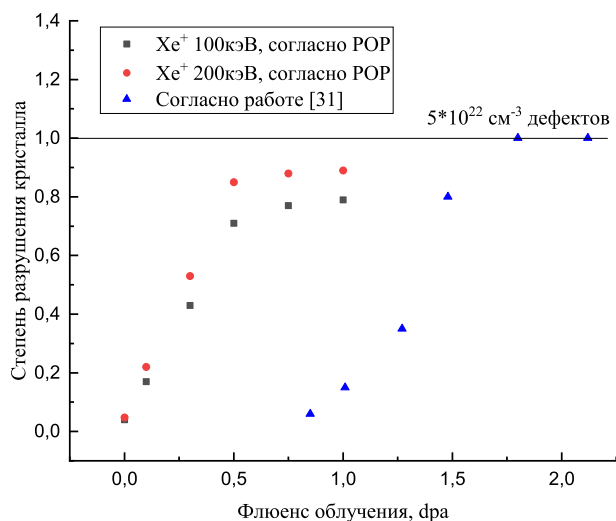


Рис. 3. Зависимость степени разрушения кристалла от флюенса облучения

Согласно рис. 3 для ионов ксенона при энергии 200 кэВ наблюдается большее количество образовавшихся дефектов в сравнении с энергией облучения 100 кэВ при одинаковых значениях параметра  $dpa$ . Для полученных экспериментальных зависимостей степени разрушения можно выделить две области: область 0–0,5  $dpa$ , соответствующую накоплению количества дефектов в слое, и область 0,5–1  $dpa$ , где наблюдается выход на насыщение кривых степени разрушения кристалла. Авторы трактуют выход кривых на насыщение как результат накопления критического количества дефектов в модифицируемом слое и последующее объединение дефектных областей вместо появления новых, что объясняет значительное замедление роста кривой степени разрушения кристаллической структуры.

Согласно рис. 3 для облучения монокристалла кремния ионами ксенона при значении параметра  $dpa$ , равном 1, не наблюдается полное разрушение упорядоченности упаковки атомов кремния, что следует из отличия выхода обратнорассеянных анализирующих частиц в спектрах POP, полученных в «gandom»- и каналированном режимах в области образования дефектов. Это подтверждается рядом работ [29–36], где наблюдается сходная картина поведения кривой степени разрушения различных материалов в зависимости от параметра  $dpa$ , при этом в некоторых работах наблюдается аморфизация мишени при значениях  $dpa$ , меньших 1, что авторы связывают с методикой расчета количества дефектов, образующихся под действием облучения.

Отметим, что расчет количества образовавшихся дефектов, согласно которому были получены значения параметра  $dpa$  для флюенсов облучения, проводился посредством моделирования в программе SRIM в приближении бинарных соударений, рассчитанных методом Монте-Карло. Предполагается, что движущийся в среде ион теряет энергию за счет упругих взаимодействий с ядрами атомов мишени и неупругих взаимодействий с их электронной системой. В результате упругого взаимодействия ядру атома мишени передается энергия и, если величина переданной энергии достаточна для смещения атома

из узла решетки и удаления его на расстояние, превышающее расстояние рекомбинации с образующейся вакансией, образуется простейший дефект, пара Френкеля. Выбитый ионом атом мишени называется первично выбитым атомом (РКА). При этом если энергии выбитого атома достаточно для смещения следующего атома мишени при столкновении и т. д., говорят о каскаде столкновений. Для смещения атома мишени из равновесного положения и его удаления за радиус рекомбинации с вакансией требуется передать атому определенную энергию, называемую энергией смещения (displacement energy), которая для кремния составляет 14–15 эВ. В программе SRIM применяется модель Норретта—Робинсона—Торренса, развитая из работ Кинчина—Пиза, где вводится функция дефектообразования, характеризующая вероятность образования дефекта и равная 0 при передаче атому мишени энергии недостаточной для смещения, и равная 1 при передаче достаточной энергии. Из распределения функции дефектообразования по глубине, формируется распределение количества образовавшихся дефектов под действием ионного облучения. На количество образованных дефектов влияют как масса иона и его скорость в силу кинематических соотношений, так и потери энергии иона на прохождение через среду, связанные с потенциалом ион-атомного взаимодействия [19, 37]. В случае программы SRIM применяется потенциал Циглера—Бирзака—Литтмарка (ZBL) определяющий потери энергии налетающим ионом. На рис. 3 совместно с зависимостями степени разрушения структуры кристалла от параметра  $dpa$ , полученными в данной работе, представлена зависимость степени разрушения структуры кремниевой мишени, полученная в работе [31] при моделировании в программе MARLOWE [38]. В представленном случае также применяется метод Монте-Карло для моделирования бинарных соударений налетающего иона и атома мишени, однако в работе более детально исследуется вопрос рекомбинации выбитых атомов мишени и образовавшихся вакансий в результате тепловых колебаний, влияние температуры мишени на рекомбинацию дефектов в приближении «диффузии атомных дефектов» [39]. Однако, согласно представленным результатам, при комнатной температуре мишени наблюдается сдвиг кривой степени разрушения структуры кремния в область больших значений параметра  $dpa$ . В первую очередь на это может повлиять то, что в работе [31] проводилось моделирование облучения ионами кремния, значительно более легкими и формирующими значительно меньшее количество вторичных каскадов столкновений в сравнении с используемыми в данной работе ионами ксенона. Отметим, что в программе SRIM не учитывается термическая рекомбинация дефектов и это приводит к завышенным оценкам количества дефектов. Также в работе [31] и связанных с ней ссылок не указан тип потенциала взаимодействия, применяемого при расчетах потерь энергии. При моделировании в MARLOWE наиболее распространен потенциал Мольера и его использование может оказать дополнительное влияние на расчеты количества образующихся дефектов [19].

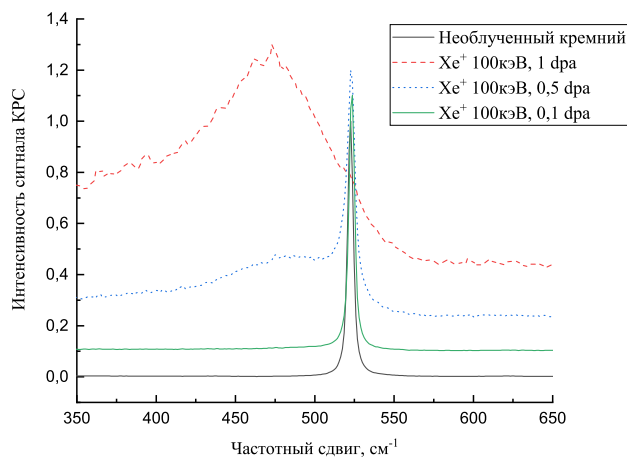


Рис. 4. Спектры КРС для образцов, облученных ионами  $Xe^+$  с энергией 100 кэВ с различными флюенсами

После проведения ионного облучения и получения спектров РОР образцы изучались методами комбинационного рассеяния света. На рис. 4 представлены спектры КРС, полученные от исходного и облученных с разными флюенсами ионами ксенона с энергией 100 кэВ. Спектры состоят из нескольких пиков, в частности значению  $520\text{ см}^{-1}$  (G-пик) соответствует узкий пик от кристаллической фазы кремния, значению  $480\text{ см}^{-1}$  (D-пик) — широкий пик аморфной фазы [40]. Уменьшение интенсивности пика при  $520\text{ см}^{-1}$  и рост интенсивности пика при  $480\text{ см}^{-1}$  с ростом флюенса облучения свидетельствует о постепенном разрушении кристаллической структуры кремния с ростом флюенса. Незначительная интенсивность пика при  $520\text{ см}^{-1}$  при наибольших флюенсах, соответствующих значению параметра  $\text{dra}$ , равного 1, говорит о почти полной разориентации модифицированного ионным облучением слоя, что подтверждает результаты РОР.

При оценке разрушения наноструктурированных материалов принято использовать соотношение интенсивностей D- и G-пигов. Для всех облученных образцов были получены спектры КРС и разложены на составляющие пики D и G. Были получены соотношения интенсивностей ID/IG пигов, характеризующие степень разрушения кристалла для всех параметров облучения (тип иона, энергия, параметр  $\text{dra}$ ). На рис. 5 представлены зависимости степени дефектности образцов от параметра  $\text{dra}$ , полученные из РОР- и КРС-спектров. Согласно рис. 5 до значения параметра  $\text{dra}$ , равного 0,5, наблюдается линейный рост степени дефектности мишени, что можно объяснить этапом накопления дефектов в процессе облучения. Затем в случае данных, полученных из РОР-спектров, наблюдается насыщение кривых степени дефектности, в то время как согласно данным, полученным из КРС-спектров, наблюдается резкий рост степени дефектности мишеней, что демонстрирует различие выбранных методов анализа. Авторы предполагают, что такое поведение кривых степени дефектности при значениях параметра  $\text{dra}$ , превышающих 0,5, говорит о насыщении модифицируемого слоя дефектами и переходе к объединению локальных высокодефектных областей. Отметим, что и для ионов ксенона, и для

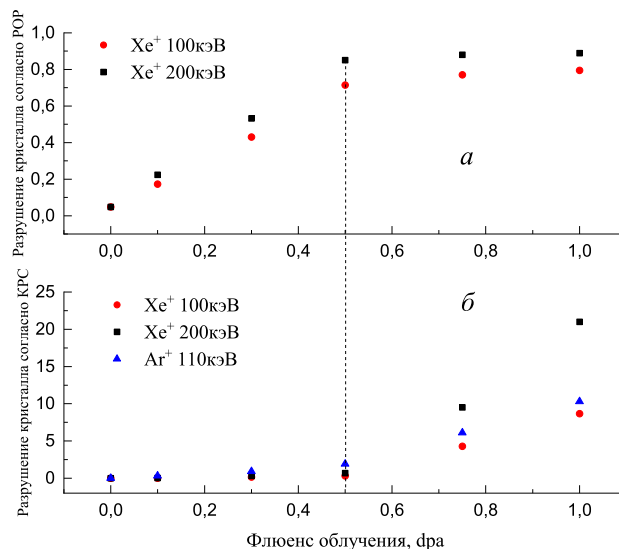


Рис. 5. Зависимость степени дефектности мишени от параметра  $\text{dra}$  для различных типов ионов и энергий облучения, полученные из РОР (а) и КРС (б)

ионов аргона переход наблюдается при значении параметра  $\text{dra}$ , равного 0,5, несмотря на значительное различие массового и зарядового чисел ионов. Этот факт говорит о возможности применения параметра «смещение на атом» в качестве универсальной величины для описания дефектообразования под действием ионного облучения разными типами ионов с разной энергией и флюенсом в рамках одной модели дефектообразования. Согласно рис. 5 кривые, полученные из КРС спектров, имеют значительные отличия значений при  $\text{dra} > 0,5$ . Отметим, что, в отличие от РОР, КРС является интегральным методом и сигнал регистрируется от слоя определенной толщины, согласно [23], не меньшей толщины модифицированного слоя в проведенных экспериментах. Поэтому в случае ионов ксенона с энергиями 100 и 200 кэВ большие значения отношения ID/IG для ионов с большей энергией можно объяснить большим вкладом в спектр ширины дефектного слоя. В то же время в случае ионов аргона наблюдается наибольшая ширина профиля дефектообразования, при этом отношение ID/IG в случае ионов аргона значительно меньше соответствующего отношения для ионов ксенона с энергией 200 кэВ. В работе [13] показано, что при облучении ионами ксенона монокристалла кремния в области энергий до 2 кэВ/нуклон экспериментальные потери энергии ионов значительно превышают моделируемые методами Монте-Карло с применением потенциалов ZBL и Мольера. При этом при энергии ионов более 2 кэВ/нуклон экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами моделирования. Тогда для ионов ксенона с энергиями 100 и 200 кэВ (менее 2 кэВ/нуклон), согласно вышесказанному, должно наблюдаться большее количество дефектов по сравнению с ионами аргона при энергии 110 кэВ (более 2 кэВ/нуклон) при одном и том же значении параметра  $\text{dra}$ . Это объясняет большие значения отношения ID/IG в случае ионов ксенона с энергией 200 кэВ по сравнению с ионами аргона. В то же время значительное различие ширины профилей дефектов

для ионов ксенона с энергией 100 кэВ и ионов аргона с энергией 110 кэВ объясняет взаимное положение величин ID/IG при одинаковых значениях параметра дра.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было исследовано влияние параметров ионного облучения на разрушение структуры монокристаллической кремниевой мишени. Методами резерфордовского обратного рассеяния и комбинационного рассеяния света было показано влияние флюенса облучения на процесс дефектообразования.

Применяя методы оценки количества радиационно-стимулированных дефектов, основанные на статистическом моделировании каскадов бинарных столкновений в приближении модели Норретта—Робинсона—Торренса с применением потенциала Циглера—Бирзака—Литмарка, были продемонстрированы этапы дефектообразования в кремнии для различных параметров ионного облучения (тип ионов, энергия, флюенс) для различных значений параметра дра. На основе спектров резерфордовского обратного рассеяния и комбинационного рассеяния света было показано, что для ионов различных масс в кремнии наблюдается линейная зависимость количества дефектов от параметра дра, связанная с ростом количества дефектов в диапазоне значений дра от 0 до 0.5. При величине параметра дра превышающей 0.5 наблюдается замедление роста количества дефектов с ростом флюенса, что авторы связывают с процессом объединения локальных высокодефектных областей. На основании моделирования профилей дефектообразования и спектров комбинационного рассеяния показано, что сигнал КРС зависит от толщины модифицируемого ионным облучением слоя.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00833 мол-а.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Gonchar K. A., Zubairova A. A., Schleusener A. et al. // *Nanoscale Res. Lett.* 2016. **11**. P. 357.
- Gongalsky M. B., Kargina Yu. V., Osminkina L. A. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2015. **107**. 233702.
- Kozlovskiy A., Zdorovets M., Kadyrzhanov K. // *Appl. Nanoscience*. 2018. **9**. P. 1091. DOI.
- Presnov D. E., Dagesyan S. A., Bozhev I. V. et al. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2019. **74**, N 2. P. 165.
- Kutuzau M., Shumskaya A., Kaniukov E. et al. // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*. 2019. **460**. P. 212.
- Trojimov S. D., Tarelkin S. A., Bolshedvorskiy S. V. et al. // *Optical Material Express*. 2020. **10**, N 1. P. 198.
- Bernardi E., Nelz R., Sonusen S. et al. // *Crystals*. 2017. **7**, N 5. P. 124.
- Morkovkin A. I., Vorobyeva E. A., Evseev A. P. et al. // *Semiconductors*. 2019. **53**, N 12. P. 1683.
- Elsehly E. M., Chechenin N. G., Makunin A. V. et al. // *Rad. Phys. and Chem.* 2018. **146**. P. 19.

- Callisti M., Karlik M., Polcar T. // *J. of Nucl. Mat.* 2016. **473**. P. 18.
- Ieshkin A. E., Kireev D. S., Tatarintsev A. A. et al. // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*. 2019. **460**. P. 165.
- Pinilla S., Campo T., Sanz J. M. et al. // *Surf. and Coat. Tech.* 2019. **377**. 124883.
- Balakshin Yu. V., Kozhemiako A. V., Petrovic S. et al. // *Semiconductors*. 2019. **53**, N 8. P. 1011.
- Shemukhin A. A., Evseev A. P., Kozhemiako A. V. et al. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2019. **74**, N 6. P. 47.
- Fauquier L., Pelissier B., Jalabert D. et al. // *Microelectr. Eng.* 2017. **169**. P. 24.
- Gainullin I. K. // *Surf. Sci.* 2018. **677**. P. 324.
- Kharitonov I. D., Mazgunova V. A., Babain V. A. et al. // *Radiochemistry*. 2018. **60**, N 2. P. 158.
- Nazarov A. V., Chernysh V. S., Nordlund K. et al. // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*. 2017. **406**. P. 518.
- Nordlund K., Zinkle S. J., Sand A. E. et al. // *J. of Nucl. Mat.* 2018. **512**. P. 450.
- Krashennnikov A. V., Nordlund K. // *J. of Appl. Phys.* 2010. **107**. P. 071301.
- Fabelinsky V. I., Kozlov D. N., Polivanov Yu. N. et al. // *J. of Raman Spectr.* 2019. **50**, N 9. P. 1311.
- Tonkikh A. A., Tsebro V. I., Obratsova E. A. et al. // *Nanoscale*. 2019. **11**. P. 6755.
- Kozhemiako A. V., Evseev A. P., Balakshin Yu. V. et al. // *Semiconductors*. 2019. **53**, N 6. P. 800.
- Campbell I. H., Fauchet P. M. // *Solid State Commun.* 1986. **58**. P. 739.
- Prabakaran R., Kesavamoorthy R., Amirthapandian S. et al. // *Physica B: Cond. Matt.* 2003. **337**, N 1–4. P. 36.
- Balakshin Yu. V., Shemukhin A. A., Nazarov A. V. et al. // *Technical Physics*. 2018. **63**, N 12. P. 1861.
- Karabeshkin K. V., Karaseov P. A., Titov A. I. // *Semiconductors*. 2013. **47**, N 2. P. 206.
- Ziegler J. F., Ziegler M. D., Biersack J. P. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*. 2010. **268**. P. 1818.
- Shemukhin A. A., Balakshin Yu. V., Evseev A. P. et al. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*. 2017. **406**. P. 507.
- Camara O., Tunes M. A., Greaves G. et al. // *Ultramicroscopy*. 2019. **207**. 112838.
- Pelaz L., Marques L. A., Aboy M. // *Comp. Mat. Sci.* 2003. **27**. P. 1.
- Friedland E. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*. 2017. **391**. P. 10.
- Imada K., Ishimaru M., Xue H. et al. // *J. of Nucl. Mat.* 2016. **478**. P. 310.
- Aradi E., Lewis-Fell J., Greaves G. et al. // *Appl. Surf. Sci.* 2020. **501**. 143969.
- Li J., Huang H., Lei G. et al. // *J. of Nucl. Mat.* 2014. **454**. P. 173. DOI.
- Donnelly S. E., Hinks J. A., Edmondson P. D. et al. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, 2006. **242**, N 1,2. P. 686.
- Nastasi M., Mayer J. W. Ion Implantation and Synthesis of Materials. Springer. 2006. P. 257.
- Robinson M. T. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*. 1992. **67**. P. 396.
- Jaraiz M., Pelaz L., Rubio E. et al. // *Mat. Proc. and Model.* 2011. **532**. P. 43.
- Prabakaran R., Kesavamoorthy R., Amirthapandian S. et al. // *Phys. B: Cond. Matt.* 2003. **337**, N 1–4. P. 36.

**The Influence of Xenon and Argon Ion Irradiation Parameters on Defect Formation in Silicon****Yu. V. Balakshin<sup>1,3,a</sup>, A. V. Kozhemiako<sup>2</sup>, A. P. Evseev<sup>1,2</sup>, D. K. Minnebaev<sup>1,2</sup>, Emad M. Elsehly<sup>4</sup>**<sup>1</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics; <sup>2</sup>Department of physical electronics, Faculty of Physics;*<sup>3</sup>*Center for Quantum Technologies, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.*<sup>4</sup>*Damanhour University, Faculty of Science. Egypt.**E-mail: <sup>a</sup>balakshiny@gmail.com.*

Single-crystal silicon has been irradiated with xenon ions at energies of 100 and 200 keV and argon ions at 110 keV. The irradiation fluence varied in the range of the displacement per atom (dpa) from 0.1 to 1 for both types of ions and selected energies. The influence of irradiation on the destruction of the silicon structure was studied using Rutherford backscattering (RBS) combined with channeling and Raman scattering (RS). The stages of silicon crystal structure destruction based on RBS and RS for different irradiation fluences are demonstrated. It is shown that defects accumulate in the modified layer as the fluence increases to a value corresponding to 0.5 dpa; then highly defective regions merge into amorphous layers. At a dpa of 1, the structure of a single crystal does not become disordered.

*Keywords:* ion irradiation, defect formation, Rutherford backscattering, Raman scattering.

PACS: 79.90.Rf.

*Received 11 March 2020.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2020. 75, No. 3. Pp. 218–224.*

**Сведения об авторах**

1. Балакшин Юрий Викторович — науч. сотрудник; e-mail: [balakshiny@gmail.com](mailto:balakshiny@gmail.com).
2. Кожемяко А. В. — аспирант.
3. Евсеев А. П. — аспирант.
4. Миннебаев Д. К. — ведущий инженер.
5. Elsehly Emad M. — Ph.D., Lecturer at Faculty of Science, Physics department, Damanhour University.