

Накопление структурных нарушений при облучении α -Ga₂O₃ ионами P и PF₄

© П.А. Карасев¹, К.В. Карабешкин¹, А.И. Стручков¹, А.И. Печников^{2,3},
В.И. Николаев^{2,3}, В.Д. Андреева¹, А.И. Титов¹

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

³ ООО „Совершенные кристаллы“,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Platon.Karaseov@spbstu.ru; Andrei.Titov@rphf.spbstu.ru

Поступила в Редакцию 3 июля 2022 г.

В окончательной редакции 31 июля 2022 г.

Принята к публикации 4 августа 2022 г.

Проведено исследование накопления радиационных повреждений в эпитаксиальных слоях α -фазы оксида галлия (α -Ga₂O₃) при облучении атомарными P и молекулярными PF₄ ионами с энергиями 40 и 140 кэВ соответственно. Распределение стабильных нарушений структуры в обоих случаях носит бимодальный характер. Дозы, необходимые для создания одинакового уровня разупорядочения в этой метастабильной фазе, оказываются существенно выше, чем в термодинамически стабильном полиморфе β -Ga₂O₃. Показано, что скорость роста поверхностного разупорядоченного слоя при облучении молекулами PF₄ больше, чем при бомбардировке атомарными ионами P. В то же время концентрация дефектов в объемном максимуме оказывается выше при облучении атомарными ионами. Обнаружено сильное влияние плотности каскадов смещений на эффективность формирования стабильных повреждений кристаллической структуры при ионной бомбардировке α -оксида галлия.

Ключевые слова: оксид галлия, α -Ga₂O₃, ионная бомбардировка, каскады столкновений, плотность каскада смещений, радиационные повреждения, инженерия дефектов, радиационная стойкость.

DOI: 10.21883/FTP.2022.09.53409.9928

1. Введение

В последние годы интенсивно ведется поиск и исследование полупроводников, необходимых для создания электронных приборов высокой мощности и оптоэлектроники нового поколения [1]. Одним из наиболее перспективных материалов в этом отношении является оксид галлия (Ga₂O₃), обладающий такими преимуществами, как широкая запрещенная зона (4.5–5.3 эВ для разных фаз), высокие значения напряжения пробоя (~ 8 МВ/см), подвижности электронов и теплопроводности [2–4]. Оксид галлия может формировать различные кристаллические фазы, к которым относятся α -, β - и др. [2]. К настоящему времени наибольшее количество исследований посвящено свойствам β -Ga₂O₃ в силу его термодинамической стабильности при атмосферном давлении и возможности выращивания совершенных объемных кристаллов, например, методом Степанова (edge-defined film-fed growth (EFG)), или зонной плавки [2,3,5]. В то же время полиморф α -Ga₂O₃ обладает более высокой по сравнению с β -фазой величиной запрещенной зоны (5.3 эВ против 4.85 эВ) [3]. Как следствие, α -Ga₂O₃ может обладать еще большей величиной напряжения пробоя. Кроме того, α -Ga₂O₃ имеет кристаллическую структуру типа корунда, что может упростить создание гетероструктур с такими материалами, как AlN [6].

Несмотря на то что α -полиморф является метастабильным при атмосферном давлении, температура его перехода в стабильную β -фазу превышает 550°C, что может позволить создание приборов силовой электроники на основе α -Ga₂O₃ [3,6]. В то же время его получение в достаточно хорошем качестве удалось наладить совсем недавно [6,7]. Поэтому свойства его до сих пор мало изучены.

Ионная имплантация является одним из основных методов, используемых для селективного изменения свойств при производстве полупроводниковых приборов, в том числе для введения легирующих примесей, создания электрически изолирующих областей и т.д. При этом любое облучение ускоренными ионами сопровождается формированием в мишени радиационных повреждений. Их характер и величина сложным образом зависят от множества параметров, таких как масса и энергия иона, плотность тока ионного пучка, температура мишени и т.д. [8]. Ионы, тормозящиеся в мишени, сталкиваются с атомами в решетке, что приводит к „выбиванию“ их из регулярных положений, и образуются так называемые каскады смещений (или каскады столкновений, collision cascade), состоящие из вакансий и межузельных атомов. Экспериментально показано, что плотность каскадов смещений существенным образом влияет на результирующие радиационные повреждения

в Si [9–11], SiC [12], ZnO [13], GaN [14,15], металлах [16], полимерах [17] и т.д. В частности, было обнаружено усиление образования дефектов в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ [18]. Также известно, что эффекты, связанные с плотностью каскадов, удобно изучать, проводя сравнение накопления повреждений при облучении атомарными и молекулярными ионами [9,12–14,17,19]. Ранее нами были получены одни из первых данных по накоплению структурных нарушений в $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ при его бомбардировке ускоренными атомарными ионами [20]. Цель данной работы — выяснение влияния плотности каскадов смещений на эффективность процесса образования дефектов в эпитаксиальных слоях $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ при их облучении атомарными ионами P и молекулярными ионами PF₄.

2. Методика эксперимента

В работе исследовались эпитаксиальные слои $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ со структурой корунда толщиной ~ 2 мкм с ориентацией (0001), выращенные в ООО „Совершенные кристаллы“ методом хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (HVPE) на *c*-плоскости сапфировой подложки [21]. Необходимый для газотранспортной реакции хлорид галлия синтезировался непосредственно в зоне источника реактора, при пропускании газообразного хлористого водорода (HCl 99.999%) над металлическим галлием (Ga 99.9999%). Участвующий в образовании оксида галлия кислород подавался в зону реакции, использовался газ ВЧ (99.998%). Рост слоев оксида галлия проводился при температуре подложки $T \sim 500^\circ\text{C}$ в условиях избыточного потока кислорода. Отношение элементов VI/III было в диапазоне от 2 до 10. В качестве газа-носителя использовался аргон ВЧ 99.998%. Общий газовый поток через реактор составлял 10 л/мин. Скорость осаждения изменялась соответственно потоку HCl через источник галлия и составляла от 2 до 5 мкм/ч, время осаждения выбиралось из условия получения необходимой толщины пленки. После окончания роста подложка охлаждалась в потоке аргона до комнатной температуры.

Кристаллическая структура образцов исследовалась с помощью рентгеноструктурного анализа (XRD) на Θ - Θ дифрактометре D8 Advance Bruker, с фокусировкой по Бреггу–Брентано, $U = 40$ кВ, $I = 40$ мА, при регистрации дифракционной картины высокоскоростным PSD детектором LynxEye (фирмы Bruker) с углом захвата 3.2° по 2Θ . Съемка велась с шагом 0.02° , накопление 0.7 с/шаг. Использовалась K_α -линия меди, измерялись полные спектры в диапазоне $15\text{--}120^\circ$ и подробные спектры в области рефлексов $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Кроме того, разупорядочение измерялось методом резерфордского обратного рассеяния в сочетании с каналированием в направлении [0001] (RBS/C) с использованием ионов He⁺⁺ с энергией 0.7 МэВ, рассеиваемых на угол 103° по отношению к направлению падающего пучка.

Образцы облучались ионами P⁺ и PF₄⁺ при комнатной температуре на 500 кВ имплантере производства HVEE.

Облучение проводилось под углом 7° от направления [0001] для минимизации эффектов каналирования. Параметры облучений были подобраны таким образом, чтобы обеспечить корректность сравнения для случаев облучения ионами P и PF₄. Для этого, как было отмечено ранее [22,23], для обоих облучений должны соблюдаться равными следующие параметры: энергия ионов, выраженная на единицу атомной массы, доза ионов, выраженная в DPA (Displacements per Atom) — среднем числе смещений на атом мишени на глубине максимума упругих потерь энергии бомбардирующих ионов, а также плотность тока в DPA/с. При соблюдении этих условий единственное различие между облучением атомарными и молекулярными ионами будет состоять в различной плотности каскадов столкновений. Величины DPA рассчитывались исходя из соотношения $DPA = n_v \cdot \Phi / n_{at}$, где n_v — средняя суммарная концентрация вакансий, сгенерированных одним ионом в обеих подрешетках на глубине максимума упругих потерь, Φ — доза облучения в см^{-2} , n_{at} — атомная концентрация $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$, равная $1.03 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Для расчета величины DPA был использован код TRIM (версия SRIM-2013) [24]. Пороговая энергия смещений принималась равной $E_d = 25$ эВ для подрешеток Ga и O. Выбор величины E_d определен следующими соображениями: 1) экспериментальных данных о величине E_d в литературе не обнаружено; 2) конкретное значение пороговой энергии смещения влияет на количество вакансий, получаемое при расчетах, но не изменяет вида распределения упругих потерь по глубине мишени; 3) то же значение $E_d = 25$ эВ было использовано нами ранее при расчетах DPA для $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, что позволяет сравнивать данные, полученные для этих политипов. Рассчитанные профили распределений вакансий (очевидно, совпадающие с распределением упругих потерь энергии тормозящимися ионами) и концентрации внедренных ионов по глубине мишени показаны в произвольном масштабе на рис. 3.

Все параметры облучений, проведенных в рамках настоящей работы, представлены в таблице.

3. Экспериментальные результаты

Исходные образцы представляют собой эпитаксиальную пленку $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$, выращенную на поверхности сапфировой подложки. Высокое кристаллическое качество подтверждается результатами рентгеноструктурного анализа. На обзорных спектрах обнаружены пики, соответствующие дифракционным отражениям от подложки ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) и пленки ($\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$), несколько отстоящие друг от друга. Помимо них видны небольшие пики (отметим, что шкала на вертикальной оси является логарифмической), свидетельствующие о наличии вкраплений $\varepsilon\text{-Ga}_2\text{O}_3$. На рис. 1 показана часть картины рентгеновской дифракции в диапазоне углов 2Θ от 82 до 92° . На спектре исходного образца (спектр 1 на рис. 1) максимум вблизи 91° соответствует отражению

Параметры облучений

Ион	Энергия		Доза на 1 DPA 10^{14} см^{-2}	Плотность потока		
	кэВ	кэВ/а.е.м.		$10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	мкА/см ²	10^{-3} DPA/c
P ⁺	40	1.3	6.28	15.1	0.242	2.41
PF ₄ ⁺	140	1.3	1.97	4.74	0.076	2.41

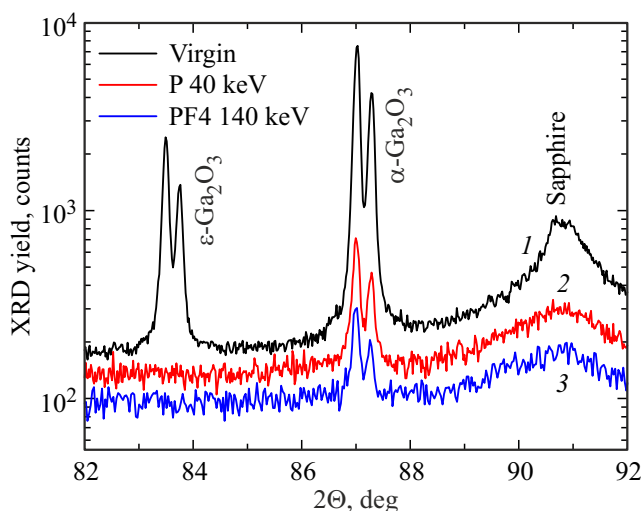


Рис. 1. Рентгеноструктурные спектры исходного образца $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (1), а также образцов после облучения ионами P 40 кэВ (2) и PF₄ 140 кэВ (3) до дозы 2 DPA.

(0012) от сапфировой подложки, двойной максимум в области 87° — отражение (0012) α -фазы — ICDD PDF2 01-085-0988 Ga_2O_3 , $R\text{-}3c$, а в районе 83.5° — предположительно, отражение (008) ϵ -фазы — ICDD PDF2 01-082-3196 $(\text{Ga}_2\text{O}_3)_{1.3}$, $P63mc$. Наблюдаемое раздвоение пиков объясняется наличием дублета в линии $\text{Cu-K}\alpha$, который разрешается при дифракции на исследуемом образце, что говорит о его высоком кристаллическом качестве. Спектры 2 и 3 получены от образцов, облученных до дозы 2 DPA ионами P и PF₄ соответственно. Видно, что ионная бомбардировка приводит к уменьшению амплитуды пиков α -фазы, причем в случае облучения ионами PF₄ оно более ярко выражено, чем в случае ионов P. Эти факты качественно говорят о разрушении кристаллической структуры и усиленном накоплении повреждений при облучении молекулярными ионами. Пики ϵ -фазы полностью исчезают в обоих случаях. В то же время уширения линий после облучения не наблюдается, и можно предполагать, что в кристалле не возникает существенных упругих напряжений.

Обнаруженное различие в образовании дефектов структуры требует дальнейшего изучения. Для этого были выполнены измерения спектров резерфордовского обратного рассеяния. На рис. 2 представлены спектры RBS/C до и после облучения $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ ионами P и PF₄. На них видно, что для обоих типов ионов результирующее

повреждение носит бимодальный характер — имеет два выраженных максимума: поверхностный максимум дефектов (ПМД), соответствующий разупорядоченному слою у поверхности, и объемный максимум дефектов (ОМД). Высота обоих пиков растет с увеличением дозы, отражая накопление повреждений в мишени. Хорошо видно, что различия в величине и распределении повреждений для молекулярных и атомарных ионов очень существенны. Обращает на себя внимание тот факт, что при бомбардировке α -фазы дозы ионов, необходимые для создания измеримых методом RBS/C повреждений, ощутимо превышают таковые для β -фазы (см., например, [18,20,25,26]).

Все спектры RBS/C были обработаны по стандартному алгоритму [27], и построены профили относительного разупорядочения кристаллической решетки в зависимости от глубины. Полученные зависимости приведены на рис. 3 вместе с распределениями внедренных ионов и генерируемых смещений, рассчитанными кодом TRIM в приближении парных столкновений [22]. Из рис. 3 еще более отчетливо видно формирование бимодальных распределений образующихся нарушений структуры. Также отметим, что ширина поверхностного максимума дефектов после облучения до одинаковой дозы оказывается существенно больше в случае использования молекуляр-

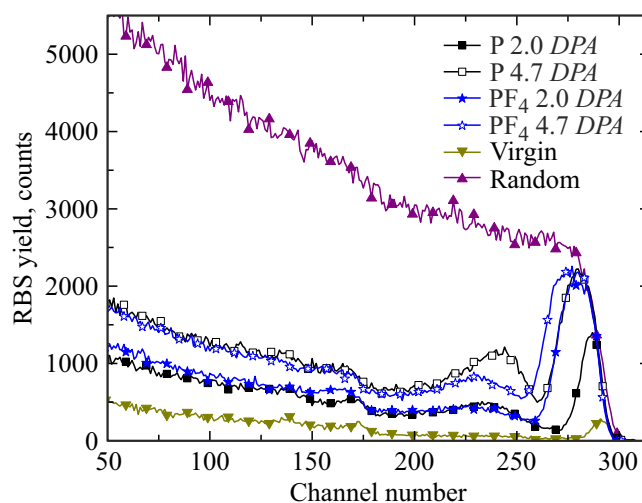


Рис. 2. Спектры RBS/C от образцов $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ в случайном (random) и каналируемом направлениях до (virgin) и после облучения ионами P 40 кэВ (квадраты) и PF₄ 140 кэВ (звезды) до дозы 2.0 DPA (сплошные символы) и 4.7 DPA (пустые символы).

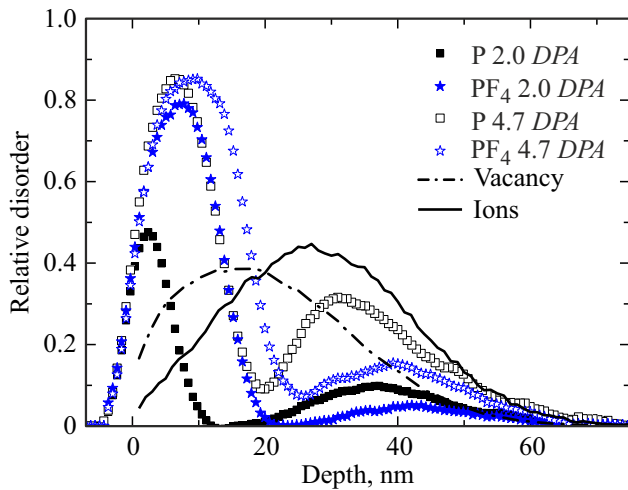


Рис. 3. Профили относительного разупорядочения α -Ga₂O₃ после облучения ионами P 40 кэВ (кружки) и PF₄ 140 кэВ (квадраты) до дозы 2 DPA (открытые символы) и 4.7 DPA (сплошные символы), а также распределение внедренных ионов P 40 кэВ (сплошная линия) и соответствующий профиль упругих потерь энергии (штрихпунктир) в произвольном масштабе, рассчитанный в программе TRIM.

ных ионов, чем для случая атомарных ионов. С ростом дозы до 4.65 DPA это различие заметно уменьшается, что, очевидно, связано с насыщением роста вследствие приближения уровня разупорядочения к уровню полной аморфизации. Также обращает на себя внимание то, что, как и в случае имплантации ионов в β -фазу оксида, полной аморфизации вещества не происходит. В то же время для обеих доз высота объемного максимума дефектов при бомбардировке атомарными ионами больше, чем при облучении молекулами. Сам ОМД оказывается существенно глубже положения максимума упругих потерь энергии ионов, что также отличается от опубликованных ранее данных для β -Ga₂O₃ [18,20,25].

4. Обсуждение результатов

Как было сказано выше, при проникновении иона в твердое тело происходит передача его энергии электронам и атомам мишени. В полупроводниках и металлах основным каналом такой передачи, приводящим к образованию дефектов кристаллической структуры, являются упругие потери энергии, при которых ионы сталкиваются с атомами и смещают их из узлов кристаллической решетки [8]. Смещенные атомы, получив некоторую энергию, способны в свою очередь столкнуться с другими атомами, выбивая их, и т.д. В результате образуется каскад столкновений, состоящий из вакансий и межузельных атомов. Важной характеристикой таких каскадов является их объемная плотность (f_{av}), что было отмечено еще в работах [28–30]. Нами был разработан алгоритм расчета f_{av} на основе данных, полученных

в коде TRIM [23,31]. Результаты выполненных по данному алгоритму вычислений плотности каскадов смещений и доли ионов, формирующих на данной глубине хотя бы один субкаскад, приведены на рис. 4. Из рис. 4, а видно, что в приповерхностной области плотность индивидуального каскада, формируемого молекулярным ионом PF₄, оказывается выше, чем плотность каскада атомарного иона P. Это связано с тем, что составляющие молекулу атомы входят в мишень очень близко друг к другу. Пройдя несколько ангстрем вглубь после пересечения поверхности, молекула распадается на составляющие ее атомы, которые далее движутся независимо друг от друга [32]. Каждый из них образует собственный каскад столкновений. Эти каскады начинают развитие практически из одной точки, поэтому вблизи поверхности они перекрываются и плотность суммарного каскада молекулы возрастает. С ростом глубины составлявшие молекулярный ион атомы расходятся и перекрытие каскадов прекращается. Начиная с некоторой глубины плотность молекулярного каскада определяется уже плотностью индивидуальных атомарных каскадов. Очевидно, что для атомов фтора она меньше, чем для атомов фосфора, поскольку фтор обладает меньшей массой по сравнению с фосфором. Этими особенностями развития индивидуальных каскадов смещений объясняются как наблюдаемое увеличение ширины приповерхностного разупорядоченного слоя при облучении молекулярными ионами, так и разница в характере роста ОМД при одинаковых эквивалентных дозах облучения ионами P и PF₄. Действительно, повышенная плотность индивидуальных каскадов ионов PF₄ вблизи поверхности приводит к более быстрому росту ПМД (о механизме нарастания

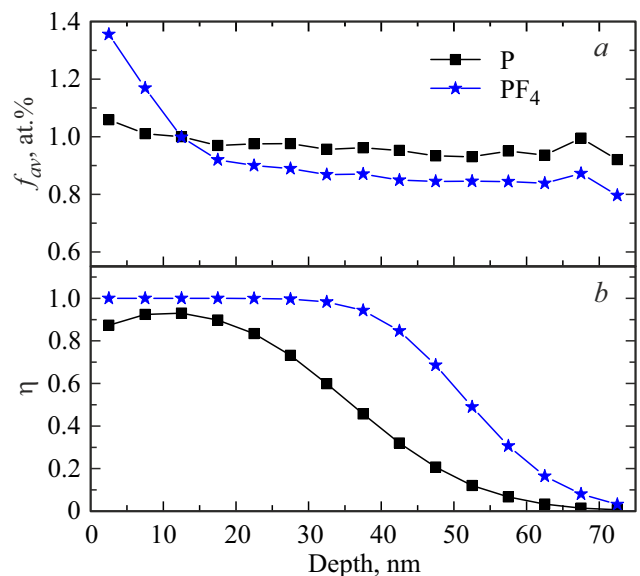


Рис. 4. *a* — средняя плотность индивидуальных каскадов столкновений f_{av} , сформированных в мишени. *b* — доля ионов η , создающих хотя бы один субкаскад в 5 нм окрестности данной глубины. Квадраты — ионы P, звезды — PF₄.

толщины ПМД см., например, в [33]). В глубине, за пределами приповерхностной области, плотность каскадов молекулярного иона PF_4 , формируемая четырьмя атомами F и одним атомом P, оказывается меньше, чем плотность каскада атомарного иона. Поэтому ОМД после бомбардировки $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ молекулярными ионами меньше, чем атомарными (см. рис. 3). С ростом дозы ионов увеличивается толщина поверхностного разупорядоченного слоя, а его внутренняя граница смещается в глубь образца. Область перекрытия каскадов в пределах неразрушенного кристалла оказывается все меньше. Таким образом, скорость нарастания ПМД для обоих типов ионов начинает практически совпадать и относительное различие в толщине ПМД для них уменьшается.

Отдельно отметим, что глубина залегания ОМД в $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ оказывается близка к положению максимума распределения внедренных ионов, что отличает этот политип от β -фазы. Напомним, что для нее глубина формирования ОМД совпадает с максимумом баллистических смещений [18,20,25]. Также существенно различаются и дозы ионов, необходимые для формирования одинаковых уровней повреждения кристаллической структуры. Для $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ она оказывается практически на порядок выше, чем для $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Из этих фактов следует существенное различие в физических механизмах образования стабильных структурных нарушений в разных политипах оксида галлия.

5. Заключение

В работе изучено накопление радиационных повреждений в $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ при облучении атомарными P^+ и молекулярными PF_4^+ ионами. Обнаруженное распределение стабильных нарушений структуры в обоих случаях имеет два пика: поверхностный и объемный максимумы дефектов. Доза ионов, необходимая для достижения примерно одинакового уровня разупорядочения для метастабильного полиморфа $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$, оказывается в ~ 10 раз выше, чем для стабильной β -фазы. Объемный максимум дефектов в $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ залегает глубже, чем максимум упругих потерь энергии ионов, и близок к положению максимума распределения внедренных частиц. Показано, что молекулярные ионы производят больше повреждений в приповерхностной области и, как следствие, быстрее увеличивается толщина поверхностного разупорядоченного слоя. При этом в пределах рассмотренных доз величина объемного максимума дефектов при облучении молекулярными ионами растет медленнее, чем при использовании атомарных. Плотность индивидуальных каскадов столкновений молекулярных ионов вблизи поверхности выше, чем атомарных, а в глубине образца, наоборот, ниже. Таким образом, плотность каскадов столкновений оказывает сильное влияние на процессы радиационного дефектообразования в $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$, как в объеме, так и вблизи поверхности мишени.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 22-19-00196.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.J. Wellmann, Z. Anorg. Allg. Chem., **643**, 1312 (2017). Doi: 10.1002/zaac.201700270
- [2] S.I. Stepanov, V.I. Nikolaev, V.E. Bougrov, A.E. Romanov. Rev. Adv. Mater. Sci., **44**, 63 (2016).
- [3] S.J. Pearton, F. Ren, M. Mastro (eds). *Gallium Oxide. Technology, Devices and Applications* (Elsevier Inc., 2019).
- [4] S.J. Pearton, F. Ren, M. Tadjer, J. Kim. J. Appl. Phys., **124**, 220901 (2018). Doi: 10.1063/1.5062841
- [5] A. Nikolskaya, E. Okulich, D. Korolev, A. Stepanov, D. Nicolichev, A. Mikhaylov, D. Tetelbaum, A. Almaev, Ch.A. Bolzan, A. Buaczik, jr., R. Giulian, P.L. Grande, A. Kumar, M. Kumar, D. Gogova. J. Vac. Sci. Technol., **39**, 030802 (2021). Doi: 10.1116/6.0000928
- [6] E. Ahmadi, Y. Oshima. J. Appl. Phys., **126**, 160901 (2019). Doi: 10.1063/1.5123213
- [7] A.Y. Polyakov, V.I. Nikolaev, E.B. Yakimov, F. Ren, S.J. Pearton, J. Kim. J. Vac. Sci. Tech. A, **40**, 020804 (2022). Doi: 10.1116/6.0001701
- [8] W. Wesch, E. Wendler. *Ion Beam Modification of Solids: Ion-Solid Interaction and Radiation Damage* (eds) (Springer Cham, 2016). Doi: 10.1007/978-3-319-33561-2
- [9] A.I. Titov, A.Yu. Azarov, L.M. Nikulina, S.O. Kucheyev. Phys. Rev. B, **73**, 064111 (2006). Doi: 10.1103/PhysRevB.73.064111
- [10] A.I. Titov, S.O. Kucheyev, V.S. Belyakov, A.Yu. Azarov. J. Appl. Phys., **90**, 3867 (2001). Doi: 10.1063/1.1404426
- [11] J.B. Wallace, L.B. Bayu Aji, L. Shao, S.O. Kucheyev. Phys. Rev. Lett., **120**, 216101 (2018). Doi: 10.1103/PhysRevLett.120.216101
- [12] L.B. Bayu Aji, J.B. Wallace, S.O. Kucheyev. Sci. Rep., **7**, 4703 (2017). Doi: 10.1038/srep44703
- [13] A.Yu. Azarov, S.O. Kucheyev, A.I. Titov, P.A. Karaseov. J. Appl. Phys., **102**, 083547 (2007). Doi: 10.1063/1.2801404
- [14] A.I. Titov, P.A. Karaseov, V.S. Belyakov, K.V. Karabeshkin, A.V. Arkhipov, S.O. Kucheyev, A. Azarov. Vacuum, **86**, 1638 (2012). Doi: 10.1016/j.vacuum.2011.12.014
- [15] P.A. Karaseov, K.V. Karabeshkin, E.E. Mongo, A.I. Titov, M.W. Ullah, A. Kuronen, F. Djurabekova, K. Nordlund. Vacuum, **129**, 166 (2016). Doi: 10.1016/j.vacuum.2016.01.011
- [16] A. De Backer, A.E. Sand, K. Nordlund, L. Luneville, D. Simeone, S.L. Dudarev. EuroPhys. Lett., **115**, 26001 (2016). Doi: 10.1209/0295-5075/115/26001
- [17] A. Delcorte, P. Bertrand, B.J. Garrison. J. Phys. Chem. B, **105**, 9474 (2001). Doi: 10.1021/jp011099e
- [18] K.V. Karabeshkin, A.I. Struchkov, A.I. Titov, A. Azarov, D. Gogova, P. Karaseov. Springer Proceedings in Physics, **268**, 255 (2022). Doi: 10.1007/978-3-030-81119-8_27

- [19] A.I. Titov, V.S. Belyakov, S.O. Kucheyev. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, **194**, 323 (2002). Doi: 10.1016/S0168-583X(02)00784-X
- [20] A.I. Titov, K.V. Karabeshkin, A.I. Struchkov, V.I. Nicolaev, A.E. Azarov, D.S. Gogova, P.A. Karaseov. Vacuum, **200**, 111005 (2022). Doi: 10.1016/j.vacuum.2022.111005
- [21] А.И. Печников, С.И. Степанов, А.В. Чикиряка, М.П. Щеглов, М.А. Одноблудов, В.И. Николаев. ФТП, **53**, 789 (2019). [A.I. Pechnikov, S.I. Stepanov, A.V. Chikiryaka, M.P. Sheglov, M.A. Odnobludov, V.I. Nicolaev. Semiconductors, **53**, 780 (2019)]. Doi: 10.1134/S1063782619060150
- [22] А.Ю. Азаров, А.И. Титов. ФТП, **41**, 7 (2007). [A.Yu. Azarov, A.I. Titov. Semiconductors, **41**, 7 (2007)]. Doi: 10.1134/S1063782607010022
- [23] П.А. Карасев, А.Ю. Азаров, А.И. Титов, С.О. Кучеев. ФТП, **43**, 721 (2009). [P.A. Karaseov, A.Yu. Azarov, A.I. Titov, S.O. Kucheyev. Semiconductors, **43**, 691 (2009)]. Doi: 10.1134/S1063782609060013
- [24] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids* (Pergamon Press, N.Y., 1985). SRIM-2013 software package available at <http://www.srim.org> Doi: 10.1007/978-1-4615-8103-1_3
- [25] E. Wendler, E. Treiber, J. Baldauf, S. Wolf, C. Ronnig. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, **379**, 85 (2016). Doi: 10.1016/j.nimb.2016.03.044
- [26] S.B. Kjeldby, A. Azarov, P.D. Nguyen, V. Venkatachalapathy, R. Miksova, A. Mackova, A. Kuznetsov, Ø. Prutz, L. Vines. J. Appl. Phys., **131**, 125701 (2022). Doi: 10.1063/5.0083858
- [27] K. Schmid. Radiat. Eff., **17**, 201 (1973). Doi: 10.1080/00337577308232616
- [28] J.A. Brinkman. J. Appl. Phys., **25**, 961 (1954). Doi: 10.1063/1.1721810
- [29] D.A. Thompson. Radiat. Eff., **56**, 105 (1981). Doi: 10.1080/00337578108229885
- [30] J.A. Davies. *High Energy Density Collision Cascades and Spike Effects, p.81, in Ion Implantation and Beam Processing*, ed. by J.S. Williams, J.M. Poate (Sydney, Academic Press, 1984). Doi: 10.1016/B978-0-12-756980-2.50008-4
- [31] S.O. Kucheyev, A.Yu. Azarov, A.I. Titov, P.A. Karaseov, T.M. Kuchumova. J. Phys. D: Appl. Phys., **42**, 085309 (2009). Doi: 10.1088/0022-3727/42/8/085309
- [32] M.W. Ullah, A. Kuronen, K. Nordlund, F. Djurabekova, P.A. Karaseov. J. Appl. Phys., **112**, 043517 (2012). Doi: 10.1063/1.4747917
- [33] A.I. Titov, V.S. Belyakov, A.Yu. Azarov. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, **212**, 169 (2003). Doi: 10.1016/S0168-583X(03)01486-1

Редактор Г.А. Оганесян

Radiation Damage Accumulation in α -Ga₂O₃ under P⁺ and PF₄⁺ Ion Bombardment

P.A. Karaseov¹, K.V. Karabeshkin¹, A.I. Struchkov¹, A.I. Pechnikov^{2,3}, V.I. Nikolaev^{2,3}, V.D. Andreeva¹, A.I. Titov¹

¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 195251 St. Petersburg, Russia

² Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

³ Perfect Crystals LLC, 194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We study radiation damage accumulation in *alpha*-polymorph of gallium oxide (α -Ga₂O₃) epitaxial layers under irradiation with 40 keV monatomic P⁺ and 140 keV molecular PF₄⁺ ions. The distribution of stable structural damage is bimodal in both cases. The growth rate of the surface disordered layer under PF₄⁺ ion irradiation is significantly higher than that under monatomic P⁺ ion bombardment. At the same time, monatomic ion irradiation is more efficient in the bulk defect peak formation. Thus, the density of displacement cascades strongly affects the formation of stable damage in α -gallium oxide. The doses required to create the same level of disorder in the metastable α -polymorph are higher than that in the thermodynamically stable β -Ga₂O₃. Thus, mechanisms of damage formation in these polymorphs are different.