

УДК 537.534

ВОЛНООБРАЗНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ ОБЛУЧЕНИЕМ ФОКУСИРОВАННЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ ГАЛЛИЯ

© 2024 г. В. И. Бачурин^{а, *}, М. А. Смирнова^а, К. Н. Лобзов^а, М. Е. Лебедев^а,
Л. А. Мазалецкий^а, Д. Э. Пухов^а, А. Б. Чурилов^а

^аЯрославский филиал Физико-технологического института им. К.А. Валиева РАН, Ярославль, 150067 Россия

*e-mail: vibachurin@mail.ru

Поступила в редакцию 10.12.2023 г.

После доработки 22.02.2024 г.

Принята к публикации 22.02.2024 г.

Исследованы процессы формирования микрорельефа на поверхности Si(100) при облучении пучком ионов Ga⁺ с энергией 30 кэВ и флуенсом $D = 1.25 \times 10^{18} - 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$ при углах падения $\theta = 30^\circ - 85^\circ$. Установлено, что в угловом диапазоне $\theta = 40^\circ - 70^\circ$ на поверхности Si формируется фасетированный волнообразный рельеф, а при $\theta = 30^\circ$ — синусоидальный. Получена экспериментальная зависимость длины волны периодической структуры от времени облучения $\lambda(t) \sim t^n$, $n = 0.33 - 0.35$. Определены средние скорости распространения рельефа и их направление относительно направления падающих ионов в случае $\theta = 30^\circ$ и 40° , которые составили -5.3 ± 0.6 и $-6.3 \pm 0.6 \text{ нм/с}$ соответственно. Полученные результаты подробно рассмотрены в рамках существующих моделей формирования волнообразного рельефа поверхности при ионной бомбардировке.

Ключевые слова: распыление, волнообразный рельеф, фокусированный ионный пучок.

DOI: 10.31857/S1028096024070102, **EDN:** EUVVTf

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большой интерес вызывает формирование ионной бомбардировкой на поверхности материалов (полупроводников, металлов, диэлектриков) периодических структур нанометрового масштаба, в том числе периодического волнообразного рельефа. Впервые об образовании такого рельефа на поверхности стекла сообщали в [1]. Было показано, что при наклонном ($\theta = 30^\circ - 80^\circ$) облучении стекла ионами газовой смеси воздуха формируется волнообразный рельеф с длиной волны λ от 120 нм ($\theta = 30^\circ$) до 30 нм ($\theta = 80^\circ$). Направление волнового вектора совпадало с направлением падения ионного пучка. Однако на протяжении последующих двадцати лет интерес к методу наноструктурирования поверхности ионной бомбардировкой, а также информация о нем были очень ограниченными. Окончательно этот метод был разработан в конце 80-х гг. прошлого века. Это связано с появлением ряда факторов, способствующих развитию

исследований в области формирования волнообразного рельефа на поверхности различных материалов ионами инертных и химически активных газов. В первую очередь следует отметить модель, предложенную Брэдли и Харпером (ВН) [2], которая опирается на теорию распыления П. Зигмунда [3]. Второй важный фактор — появление новых методов анализа топографии поверхности: сканирующей зондовой микроскопии и малоуглового рассеяния рентгеновского излучения при скольжении падении [4].

К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных и теоретических исследований, посвященных образованию волнообразного рельефа на поверхности твердых тел в процессе ионного облучения [4–8]. Экспериментально установлены основные закономерности для параметров формирующихся на поверхности структур в зависимости от энергии и типа ионов, угла падения, температуры образцов. Так, например, волнообразный рельеф образуется

на поверхности кремния при достижении определенного флуенса, зависящего от типа ионов. В частности, для ионов с энергией 10–40 кэВ формирование волнообразного рельефа начинается при флуенсах порядка 10^{19} см $^{-2}$ в случае инертных газов [9], $\sim 10^{18}$ см $^{-2}$ в случае кислорода [10] и $\sim 10^{17}$ см $^{-2}$ в случае азота [11]. Волнообразный рельеф поверхности наблюдается в определенном диапазоне углов падения ионного пучка. Экспериментально установлено, что для ионов инертных газов этот диапазон составляет 45°–60°, а для химически активных ионных пучков кислорода и азота — 30°–60°. Следует отметить, что приповерхностный слой Si становится аморфным вследствие ионной бомбардировки. Глубина аморфизованного слоя сравнима с проективным пробегом ионов при флуенсах облучения $D \sim 10^{15}$ см $^{-2}$, в то время как эрозия поверхности становится заметной при $D \sim 10^{17}$ см $^{-2}$.

Эволюция во времени возмущения $h(x, y)$ плоской поверхности за счет ионного облучения как функция кривизны поверхности и угла падения ионов в линейной модели ВН описывается двумя членами:

$$\frac{\partial h(x, y, t)}{\partial t} \sim S_x(\theta) \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + S_y(\theta) \frac{\partial^2 h}{\partial y^2}, \quad (1)$$

где x и y — координаты вдоль направления пучка ионов и перпендикулярно ему соответственно, $S_x(\theta)$ и $S_y(\theta)$ — коэффициенты кривизны, зависящие от угла падения ионов. Волнообразный рельеф образуется при углах падения, когда $S_x(\theta)$ и/или $S_y(\theta)$ отрицательны. Меньшее отрицательное значение одного из коэффициентов кривизны определяет тип рельефа. Если $S_x(\theta) < S_y(\theta)$, то волновой вектор совпадает с направлением падения ионного пучка (поперечный рельеф), если $S_y(\theta) < S_x(\theta)$, то волновой вектор перпендикулярен направлению падения ионов (продольный рельеф).

В [12] подробно обсуждены методы вычисления коэффициентов кривизны. В [13] рассмотрена модель ВН+CV (CV — механизм Картера и Вишнякова [14]), в которой $S_x(\theta)$ и $S_y(\theta)$ представлены в виде сумм: $S_x(\theta) = S_{x,eros}(\theta) + S_{x,redistr}(\theta)$ и $S_y(\theta) = S_{y,eros}(\theta) + S_{y,redistr}(\theta)$. Первые слагаемые связаны с угловой зависимостью коэффициента распыления и параметров, определяющих форму каскада столкновений (механизм ВН). Вторые — с перераспределением массы в каскаде соударений (механизм CV). В модели “функции кратера” [15, 16] представлена методология получения непрерывных дифференциальных уравнений в частных производных для эволюции крупно-

масштабной морфологии поверхности непосредственно на основе молекулярно-динамического моделирования кратеров, образовавшихся в результате воздействия отдельных ионов, и вычисления коэффициентов кривизны. В рамках модели, предложенной Х. Хофсассом (НН), проведена коррекция вычисления коэффициентов кривизны, полученных с помощью функции кратера, которые учитывают влияние кривизны поверхности на изменение толщины облученного слоя и перераспределения атомов в каскаде соударений [12]. В настоящей работе с помощью программы SDTrimSP [17] выполнен расчет коэффициентов кривизны в случае облучения Si ионами Ga $^{+}$ с энергией 30 кэВ по всем трем моделям. На рис. 1 в качестве примера представлены угловые зависимости коэффициентов кривизны, вычисленные по модели функции кратера. Из рисунка видно, что при углах падения от $\sim 30^\circ$ до $\sim 75^\circ$ на поверхности может формироваться поперечный волнообразный рельеф, а при углах падения от 75° до 85° — продольный. В рамках других моделей были получены близкие значения в угловых диапазонах формирования поперечного и продольного рельефов.

Ранее [18–21] было показано, что при облучении Si ионами Ga $^{+}$ с энергией 30 кэВ на поверхности формируется волнообразный рельеф, перпендикулярный направлению ионного пучка, в узком угловом диапазоне при $\theta \sim 30^\circ$. Зарождение рельефа начинается с флуенса $D = 2 \times 10^{17}$ см $^{-2}$. Вплоть до $D = 4 \times 10^{18}$ см $^{-2}$ поверхность Si остается гладкой при углах падения ионного пучка $\theta > 40^\circ$ [20]. Известно, что имплантированные ионы Ga $^{+}$

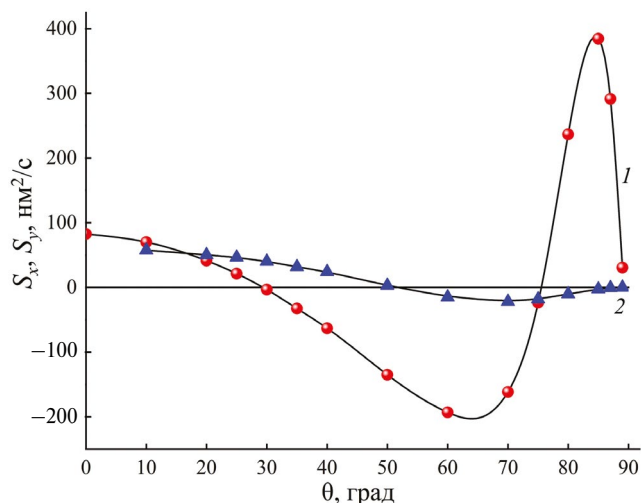


Рис. 1. Зависимости коэффициентов кривизны S_x (1) и S_y (2) от угла падения ионного пучка, рассчитанные по модели “функции кратера” с помощью программы SDTrimSP.

в приповерхностном слое не образуют химических соединений с атомами Si. В [22] было показано, что внедренные при нормальном падении ионы Ga^+ присутствуют вблизи поверхности в виде преципитатов размером несколько нанометров. То есть пучок ионов Ga^+ является инертным по отношению к Si. Тогда можно ожидать, что волнообразный рельеф на поверхности Si в диапазоне углов падения ионного пучка $\theta > 30^\circ$ будет возникать при флуенсах, близких к $D \sim 10^{19} \text{ см}^{-2}$, как в случае бомбардировки Si ионами инертных газов с энергией $\sim 30 \text{ кэВ}$. Поэтому в настоящей работе изучено развитие топографии поверхности кремния при флуенсах до $D = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и углах падения до 85° . Кроме того, измерена скорость распространения рельефа по методике, подробно описанной в [23].

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты по распылению Si пучком ионов Ga^+ с энергией 30 кэВ были выполнены на установке Quanta 3D 200i. Облучение Si (при комнатной температуре) осуществляли в ходе сканирования пучком ионов Ga^+ по заданной площади раstra ($30 \times 30 \text{ мкм}$) по стратегии “серпантин”. Диаметр пучка — 4 мкм, ток — 5 нА, время задержки пучка в каждой точке пути — 0.1 мкс. Перекрывание пучка составляло 95%, что способствовало увеличению однородности сканирования и распределения флуенса по площади. Плотность тока по площади раstra в большинстве экспериментов составляла $0.55 \text{ мА} \cdot \text{см}^{-2}$ ($3.4 \times 10^{15} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$). Угол падения ионов изменялся от 30° до 85° , D — от 1.25×10^{18} до $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Формируемую топографию облученных образцов исследовали в растровом электронном микроскопе Supra 40.

В рамках проведенного исследования были подготовлены три серии экспериментальных растров. Первая серия была ориентирована на получение информации о процессе зарождения и развитии рельефа поверхности в исследуемом угловом диапазоне. Растры формировали, последовательно увеличивая время облучения, которое соответствовало увеличению флуенса на $D = 1.25 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Топографию кратера распыления исследовали *ex situ* методом растровой электронной микроскопии (РЭМ).

В рамках второй серии эксперимента формировались поперечные сечения кратеров распыления. С помощью встроенной газоинжекционной системы прецизионного напыления на каждый экспериментальный растр предварительно наносили *in situ* платиновую полосу. Длинная сторона этой

полоски была ориентирована вдоль направления распространения рельефа. Платина в этом случае выступала в роли маски, защищающей рельеф поверхности от последующей выборки материала образца при формировании поперечного сечения ионным травлением. Дальнейший анализ проводили *ex situ* методом РЭМ.

Третья серия эксперимента позволила определить скорость и направление распространения волнообразного рельефа относительно направления падения ионного пучка в случаях $\theta = 30^\circ$ и 40° . Растры размером $20 \times 20 \text{ мкм}$ формировали и исследовали *in situ* на установке Quanta 3D 200i, которая представляет собой двулучевую систему, совмещающую в себе РЭМ и фокусированный ионный пучок. Эксперимент проводили следующим образом. На поверхности Si формировали растр с флуенсом $D_{\text{нач}}$, а потом облучение прерывали. Формировалось изображение поверхности раstra при помощи встроенного РЭМ, и облучение продолжалось далее до $D_{\text{конечн}}$. Сканирование в диапазоне флуенса от $D_{\text{нач}}$ до $D_{\text{конечн}}$ прерывали через равные промежутки времени (одинаковый флуенс). Во время эксперимента положение образца было строго фиксировано, что обеспечивало точное попадание в исходную область на каждом последующем этапе сканирования. Полученный набор РЭМ-изображений позволил отследить смещение выбранной топографической “особенности” за каждый интервал времени.

Согласно результатам первой серии эксперимента флуенс, соответствующий зарождению волнообразного рельефа поверхности в случаях $\theta = 30^\circ$ и 40° , отличается более чем на порядок. Поэтому значения $D_{\text{нач}}$ и $D_{\text{конечн}}$ в обоих случаях различны. Их выбирали исходя из следующих соображений. Во-первых, $D_{\text{нач}}$ должен соответствовать случаю установившегося волнообразного рельефа поверхности. Во-вторых, $D_{\text{конечн}}$ не должен превышать значение флуенса, соответствующее деградации рельефа. Таким образом, в случае $\theta = 30^\circ$ $D_{\text{нач}} \sim 7.8 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $D_{\text{конечн}} \sim 2.7 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$. А в случае $\theta = 40^\circ$ $D_{\text{нач}} \sim 2.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, $D_{\text{конечн}} \sim 4.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Интервал времени последовательного облучения выбирали, предполагая, что он будет достаточным для определения смещения топографической “особенности” с учетом разрешающей способности микроскопа и не будет слишком большим, так как в процессе движения отдельные волны могут видоизменяться (например, сливаться).

Так же в Quanta 3D 200i были подготовлены кратеры распыления при $\theta = 30^\circ$, 40° и $D = 10^{17} \text{ см}^{-2}$ для последующего анализа методом просвечивающей растровой электронной микроскопии (ПРЭМ) на установке Titan Themis 200.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате проведенных исследований было установлено, что действительно периодические структуры появляются на поверхности Si при углах падения $\theta > 30^\circ$. В этом случае величина критического флуенса ($D_{кр}$), при которой начинается зарождение периодической структуры, практически на порядок больше, чем $D_{кр}$ в случае $\theta = 30^\circ$. Также стоит отметить, что процесс образования и форма рельефа отличаются от волнообразного рельефа, полученного при $\theta = 30^\circ$, когда наблюдается однородное формирование рельефа по всей площади дна раstra, при углах падения $\theta > 40^\circ$ рельеф зарождается у края поверхности раstra. С увеличением флуенса периодическая структура распространяется по поверхности дна кратера распыления. На рис. 2 приведены РЭМ-изображения структур, полученных ионной

бомбардировкой при $\theta = 40^\circ$, 50° и 60° . В табл. 1 представлены основные параметры, характеризующие процесс формирования волнообразного рельефа. Также были определены средние углы между обратной (α) и фронтальной (β) гранями элемента периодической структуры относительно нормали к исходной плоской поверхности образца (рис. 3). Значения этих параметров при $\theta = 30^\circ$ и $D < 1.25 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ были получены ранее [20]. Следует заметить, что по мере приближения θ к скользящим углам наблюдается искажение исходно заданной геометрии кратера распыления, что затрудняет анализ полученных РЭМ-изображений из-за увеличения глубины и уменьшения площади дна кратера распыления. Так, с ростом θ стенка кратера со стороны падения ионного пучка все больше отклоняется от нормали и удлиняется пропорционально уменьшению площади дна раstra. Этот эффект усиливается с увеличением

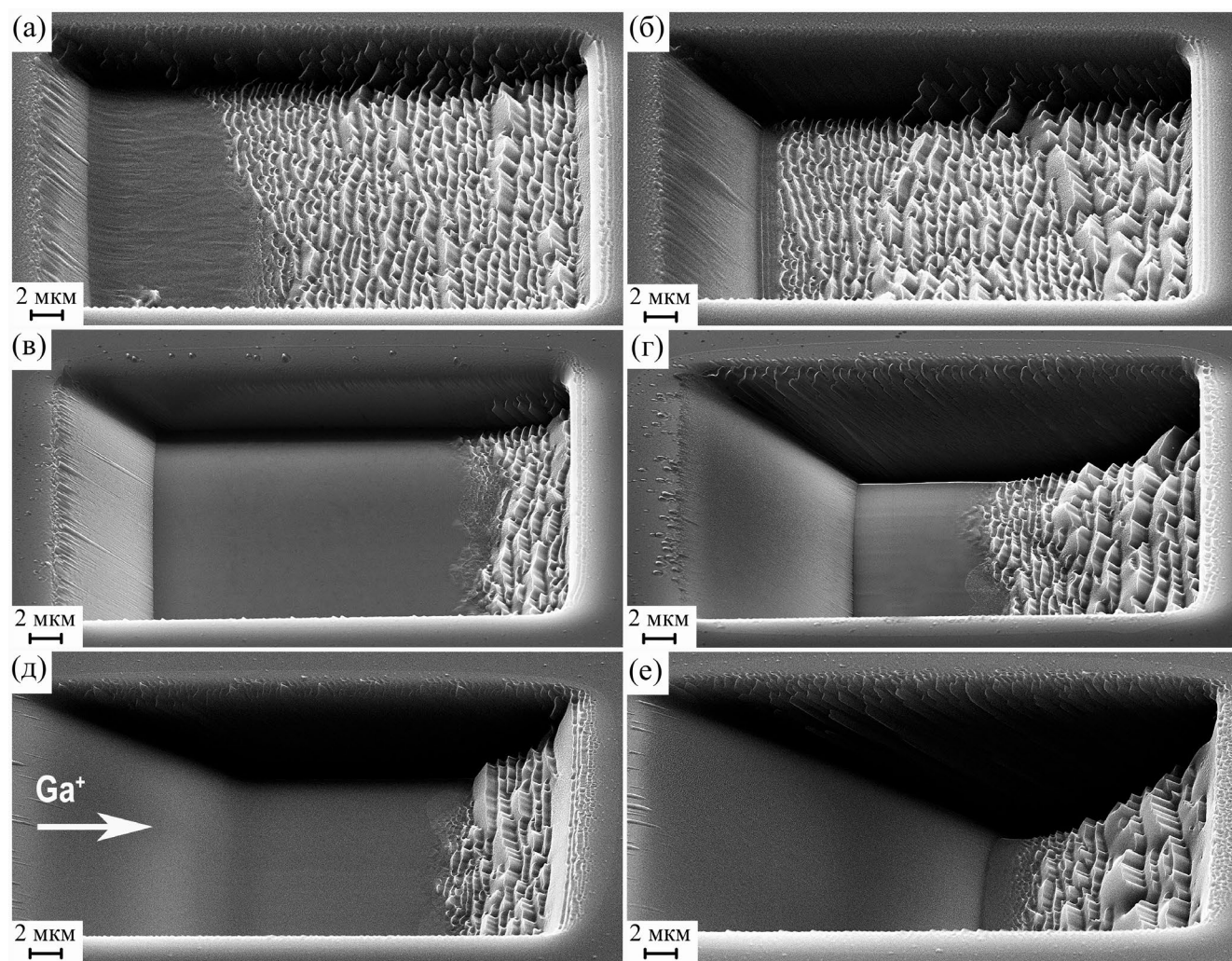


Рис. 2. РЭМ-изображения поверхности Si при различных углах падения пучка ионов Ga^+ : а, б — 40° ; в, г — 50° ; д, е — 60° . $D = 3.75 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (а, в, д) и $6.25 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (б, г, е).

Таблица 1. Основные параметры, характеризующие процесс формирования волнообразного рельефа

$D, 10^{18} \text{ см}^{-2}$	$t, \text{ мин}$	$\lambda, \text{ нм}$	$S, \%$	$\alpha_{\text{средн.}}, \text{ град}$	$\beta_{\text{средн.}}, \text{ град}$
$\theta = 30^\circ$					
0.40	0.48	281	100	—	—
0.60	2.88	323	100	—	—
0.80	3.84	348	100	—	—
1.00	4.8	370	100	—	—
1.25	6	386	100	21	—
2.50	12	484	100		—
4.00	19.2	694	100		—
$\theta = 40^\circ$					
1.25	6	470	50	49	10
2.50	12	602	95		
3.75	18	649	100		
$\theta = 50^\circ$					
1.25	6	—	—	—	—
2.50	12	570	20	55	41
3.75	18	665	23		
6.25	30	733	60		
10.0	48	1495	100		
$\theta = 60^\circ$					
1.25	6	—	—	—	—
2.50	12	442	13	64	31
3.75	18	615	21		
6.25	30	699	80		
$\theta = 70^\circ$					
2.50	12	—	—	—	—
7.50	36	1151	30	78	16

Примечание. θ — угол падения ионного пучка, D — флуенс, t — время распыления, λ — длина волны, S — площадь сформированной периодической структуры распыления, отнесенная к площади дна кратера, α и β — средние углы между обратной и фронтальной гранями элемента периодической структуры относительно нормали к исходной плоской поверхности образца.

флуенса (рис. 2). Поэтому большая часть представленных результатов относится к углам падения ионов $\theta = 30^\circ, 40^\circ$ и 50° .

Анализ данных, представленных в табл. 1, показывает, что поперечные периодические структуры формируются на поверхности образца при углах падения ионного пучка 30° – 70° . Продольный

периодический рельеф в диапазоне $\theta = 75^\circ$ – 85° не наблюдался. С ростом угла падения ионного пучка увеличивается $D_{\text{кр}}$, при котором зарождается периодическая структура. Увеличение доли площади дна кратера распыления, заполненной рельефом, происходит с ростом флуенса. На рис. 3 показан увеличенный фрагмент кратера, полученного при

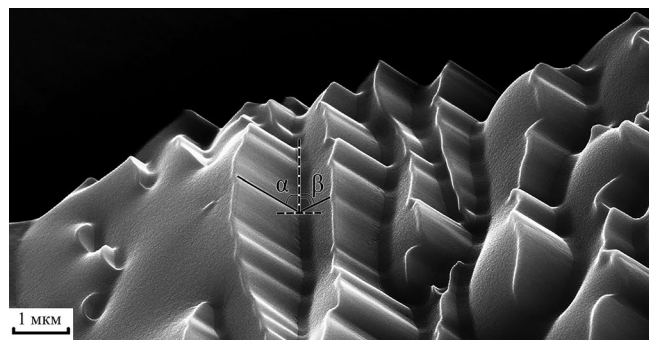


Рис. 3. Увеличенный фрагмент рельефа поверхности Si, сформированного в результате облучения пучком ионов Ga^+ при $\theta = 50^\circ$ и $D = 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

$\theta = 50^\circ$ и $D = 10^{19} \text{ см}^{-2}$, который демонстрирует фасетированный периодический рельеф. Видно, что сторона структуры, обращенная к ионному пучку, шероховатая, а противоположная — гладкая. Следует отметить, что амплитуда фасетированных периодических структур значительно превышает амплитуду синусоидального рельефа (рис. 4).

Установлено, что с увеличением времени распыления (флуенса) наблюдается рост длины волны рельефа при всех углах падения ионного пучка. Для более точного определения зависимости $\lambda(t)$ были использованы РЭМ-изображения поверхности дна кратера распыления. Эти изображения были получены в ходе проведения эксперимента по измерению скорости распространения волнообразного рельефа с временным интервалом

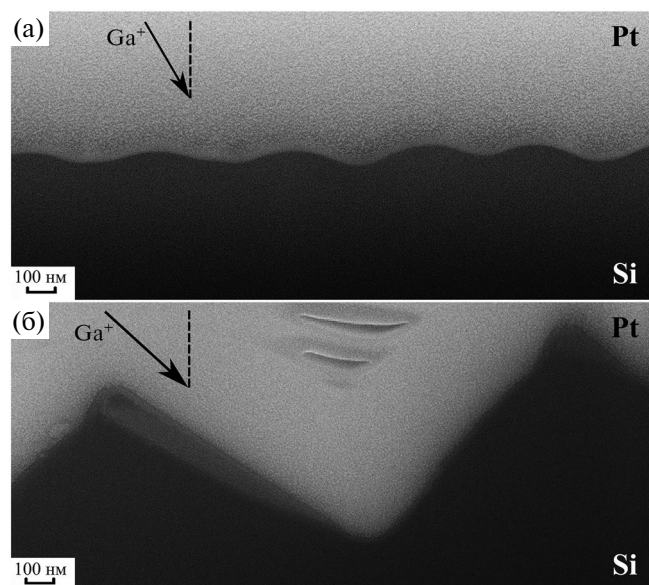


Рис. 4. РЭМ-изображения поперечных сечений Si образцов, полученных в результате облучения пучком ионов Ga^+ при $\theta = 30^\circ$, $D = 2.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (а) и $\theta = 50^\circ$, $D = 6.25 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (б).

50 с. На рис. 5 представлены зависимости $\lambda(t)$ (в логарифмическом масштабе) в случаях $\theta = 30^\circ$ и 40° . Видно, что зависимость длины волны от времени распыления хорошо аппроксимируется зависимостью $\lambda \sim t^n$, где $n = 0.33\text{--}0.35$.

При измерении скорости распространения волн на поверхности дна кратера распыления выделяли отдельные участки этих волн (на рис. 6 они помечены белыми точками) и измеряли их перемещения через равные промежутки времени $t = 50$ с. Средние значения скоростей распространения волнообразного рельефа составили 5.3 ± 0.6 и $6.3 \pm 0.6 \text{ нм/с}$ при углах падения ионов $\theta = 30^\circ$ и 40° соответственно. Направление распространения волнообразного рельефа противоположно направлению падения ионного пучка.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате проведенных исследований было установлено, что периодические структуры формируются на поверхности Si в условиях облучения пучком ионов Ga^+ с энергией 30 кэВ и при углах падения $\theta = 40^\circ\text{--}70^\circ$. Однако для их появления требуются критические значения флуенса $D_{\text{кр}}$, значительно превышающие аналогичное значение в случае $\theta = 30^\circ$. Форма периодической структуры при $\theta = 40^\circ\text{--}70^\circ$ фасетированная в отличие от синусоидального рельефа при $\theta = 30^\circ$. При всех углах падения ионного пучка длина волны рельефа увеличивается с ростом времени облучения

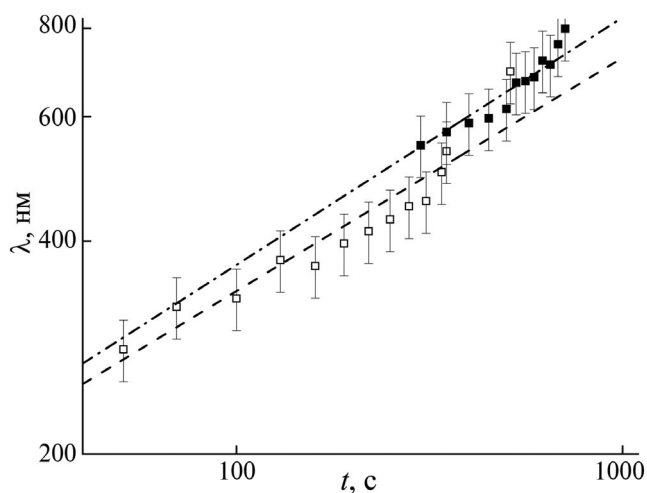


Рис. 5. Экспериментальные зависимости длины волны рельефа от времени облучения при $\theta = 30^\circ$ (пустые символы) и 40° (закрашенные символы). Штриховой и штрихпунктирной линиями соответственно показаны аппроксимации степенными зависимостями $\lambda \sim t^n$, где $n = 0.33, 0.35$.

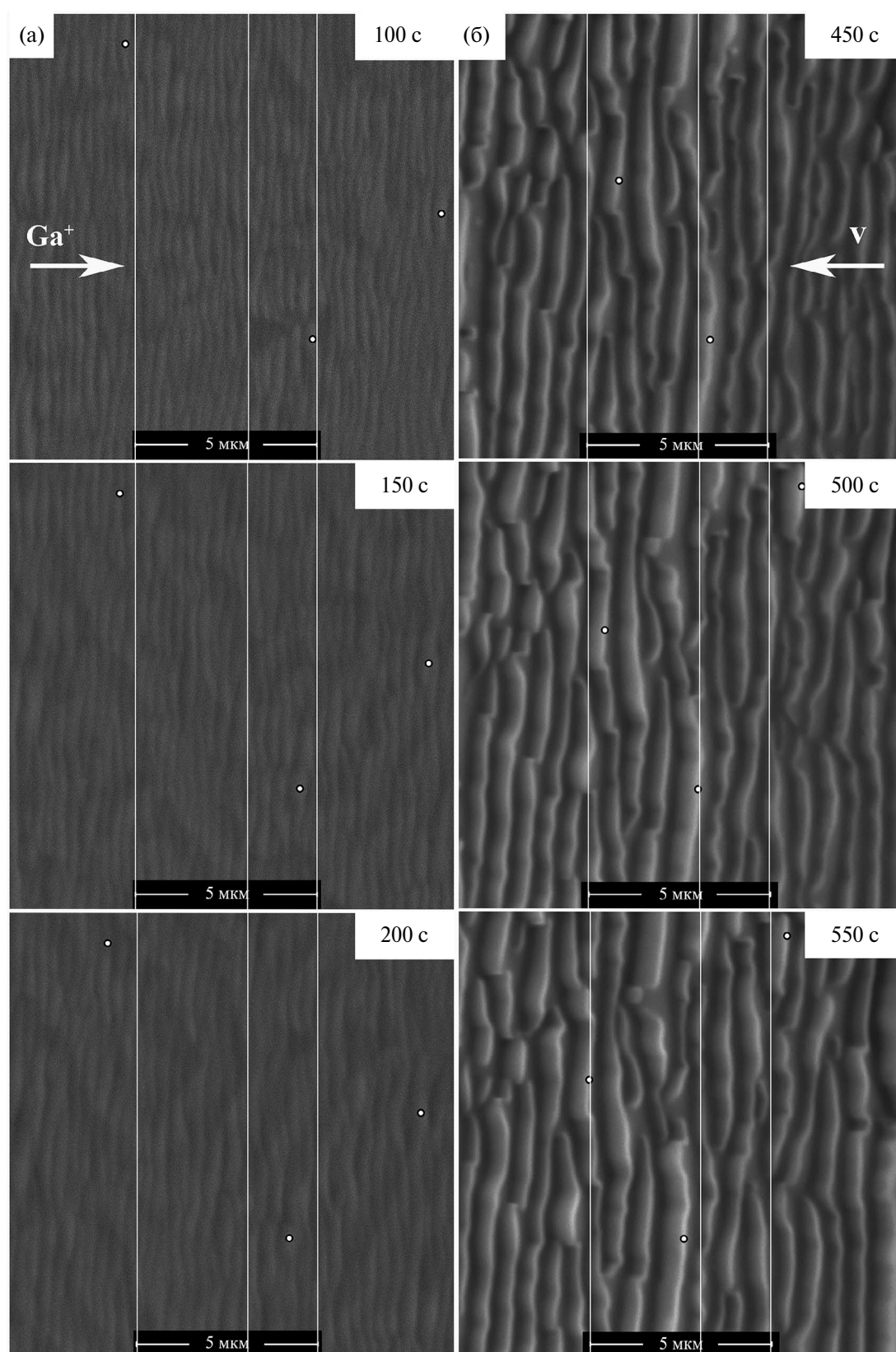


Рис. 6. РЭМ-изображения фрагментов облученной поверхности Si ионами Ga^+ при $\theta = 30^\circ$ (а) и 40° (б). Изображения получены *in situ* на двухлучевой установке Quanta 200i. Белыми точками отмечены положения отдельных участков волн на каждом этапе облучения. При последовательном увеличении t наблюдается их смещение в направлении, противоположном направлению падения ионного пучка.

(флуенса). Измерены направление и скорости распространения волнообразного рельефа при $\theta = 30^\circ$ и 40° . Рассмотрим полученные результаты в рамках существующих представлений о формировании периодических структур на поверхности методом ионной бомбардировки.

Критический флуенс $D_{кр}$

Как отмечено выше, первая модель (ВН) формирования волнообразного рельефа поверхности ионной бомбардировкой была предложена в [2]. В модели используется теория распыления П. Зигмунда [3], согласно которой скорость распыления из точки на поверхности пропорциональна энергоснабжению в данной точке, создаваемому падающими ионами. Плотность энергии, выделяемой в точке в результате проникновения иона в подложку, может быть описана функцией Гаусса:

$$F_d(z, r) = \frac{E}{(2\pi)^{3/2} \alpha \beta^2} \exp \left\{ -\frac{(z-a)^2}{2a^2} - \frac{r^2}{2\beta^2} \right\}, \quad (2)$$

где a — средняя глубина функции энергораспределения относительно поверхности (средняя длина пробега первичных ионов), α и β — ее ширины по осям, параллельным и перпендикулярным направлению падения ионов (продольный и поперечный страгглинг), E — полная выделенная энергия. Модель Зигмунда предсказывает, что скорость распыления будет больше в точках поверхности с отрицательным радиусом кривизны (вогнутой). При наличии топографической неоднородности поверхности гребень любого возмущения будет разрушаться медленнее, чем впадина. Это приводит к росту небольших неровностей на относительно гладкой поверхности, когда локальные радиусы кривизны сравнимы с размерами каскада столкновений или превышают их ($a \leq R$).

Модель ВН рассматривает процесс распыления на микроскопическом уровне с учетом кривизны поверхности в локальной области какой-либо выбранной точки поверхности. То есть она исходно предполагает наличие топографических возмущений. В одномерном случае скорость эрозии (изменение высоты неровности поверхности h) в предположении $a \ll R_x$ ($\phi \sim \theta$) имеет вид:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{J}{n} Y_0(\theta) \cos(\theta) + \frac{J}{n} \frac{\partial}{\partial \theta} [Y_0(\theta) \cos(\theta)] \times \times \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{Ja}{n} Y_0(\theta) \left[\Gamma_x(\theta) \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right], \quad (3)$$

где $v_0 = \frac{J}{n} Y_0(\theta) \cos(\theta)$ — скорость эрозии в плоской невозмущенной поверхности, J и n — плотность потока ионов и атомов мишени, θ и ϕ — углы

падения ионов относительно нормали к гладкой поверхности и локальной нормали к поверхности в точке падения иона, Γ_x — функция, зависящая от θ и параметров α и β .

Полученное выражение легко обобщить на случай произвольной поверхности $h(x, y, t)$:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -v_0(\theta) + \frac{\partial v_0(\theta)}{\partial \theta} \frac{\partial h}{\partial x} + + \frac{Ja}{n} Y_0(\theta) \left\{ \left[\Gamma_x(\theta) \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right] + \left[\Gamma_y(\theta) \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right] \right\}. \quad (4)$$

Коэффициенты перед вторыми производными $h(x, y, t)$ по x и y являются коэффициентами кривизны в модели ВН:

$$S_{x, \text{eros}}(\theta) = \frac{Ja}{n} Y(\theta) \Gamma_x(\theta) \quad \text{и} \quad S_{y, \text{eros}}(\theta) = \frac{Ja}{n} Y(\theta) \Gamma_y(\theta). \quad (5)$$

Уравнениям (3), (4) удовлетворяют экспоненциально растущие во времени волнообразные возмущения, наиболее быстро будет расти периодическое возмущение с длиной волны λ , близкой к средней глубине положения функции энергоснабжения a , которое задает пространственные размеры процесса распыления и, соответственно, определяет масштаб λ . Однако наблюдаемые значения λ могут на два порядка величины превышать a .

Для исправления ситуации авторы [2] ввели в уравнение (4) член, учитывающий поверхностную самодиффузию атомов, как возможный стабилизирующий механизм в динамике поверхности. Уравнение, включающее в себя эффекты релаксации, вызванные диффузией, принимает вид:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -v_0(\theta) + \frac{\partial v_0(\theta)}{\partial \theta} \frac{\partial h}{\partial x} + + \frac{Ja}{n} Y_0(\theta) \left\{ \left[\Gamma_x(\theta) \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right] + \left[\Gamma_y(\theta) \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right] \right\} - - B \nabla^4 h, \quad (6)$$

где B — коэффициент, который зависит от поверхностной самодиффузии D , свободной энергии поверхности на единицу площади γ и числа атомов на единицу площади поверхности σ .

В [14] был предложен механизм сглаживания поверхности за счет перераспределения массы в каскаде соударений. На основе кинетических

представлений Картер и Вишняков показали, что некоторые поверхностные атомы отдачи, приведенные в движение процессами столкновения, в результате передачи импульса от ионного пучка могут оказаться неспособными преодолеть поверхностный энергетический барьер и будут двигаться параллельно поверхности. Возникающий направленный поток атомов отдачи, по сути, представляет собой обусловленный столкновениями эквивалент диффузионного процесса и также является сглаживающим фактором в формировании рельефа поверхности (механизм CV). Описанный эффект приводит к скорости нормального поверхностного роста, пропорциональной пространственной производной второго порядка от высоты поверхности, что учтено при вычислении коэффициентов кривизны:

$$S_{x,\text{redistr}} = \frac{J}{n} \delta_0 \cos 2\theta \text{ и } S_{y,\text{redistr}} = \frac{J}{n} \delta_0 \cos^2 \theta, \quad (7)$$

где δ_0 — среднее перемещение атомов вглубь в каскаде столкновений при нормальном падении ионного пучка.

Модель ВН предполагает зависимость коэффициентов распыления и кривизны от локального угла падения. Однако причины появления исходной топографии поверхности, приводящей к изменению локального угла падения, не рассматривает. Позднее в [24] была предложена нелинейная модель формирования волнообразного рельефа, в уравнение которой в дополнение к (6) были введены новые члены — квадраты первых производных h по x и y (получено так называемое анизотропное уравнение Курамото—Сивашинского (AKS)) и $\eta(x, y, t)$, учитывающий стохастический характер плотности тока падающих ионов. С практической точки зрения учет этого слагаемого представляется довольно затруднительным. Поэтому в [25] было предложено заменить его произвольным начальным рельефом. Такой подход привел авторов к результатам моделирования процесса образования ВР, достаточно хорошо совпадающими с экспериментальными данными.

Анализ имеющихся экспериментальных результатов показывает, что действительно наличие топографических неоднородностей предшествует и (или) ускоряет образование волнообразного рельефа. В [9, 26–28] сообщается, что при облучении Si ионами Ag^+ и Xe^+ с энергией 20–30 кэВ такой рельеф формируется при $D \sim 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Перед его появлением на поверхности возникают топографические неоднородности в виде ямок травления, обусловленные, по мнению авторов,

накоплением дефектов в приповерхностном слое. Интересны результаты [29], где измерена скорость распространения волнообразного рельефа на поверхности стекла, облученного ионами Ga^+ с энергией 30 кэВ. Показано, что при $D = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ рельеф формируется вблизи имеющегося дефекта поверхности, а вся площадь дна кратера распыления заполняется при вдвое большем значении флуенса. Экспериментально влияние топографических неоднородностей на процесс зарождения волнообразного рельефа было продемонстрировано в [30, 31]. В [30] показано, что наличие островков Au на поверхности Si приводит к практически мгновенному формированию рельефа поверхности Si при бомбардировке ионами N_2^+ . Возникновение топографических неоднородностей при химической обработке поверхности Si, предшествующей облучению ионами O_2^+ с энергией 16.7 кэВ, приводит к снижению флуенса на два порядка, необходимого для зарождения рельефа [31]. Как отмечено выше, облучение Si химически активными ионами кислорода и азота [10, 11] позволяет на один-два порядка снизить $D_{\text{кр}}$, что связано с присутствием в приповерхностном слое преципитатов оксида и нитрида кремния [32, 33]. В [34] Si бомбардировали как масс-сепарированным пучком ионов Ag^+ с энергией 3–10 кэВ, так и не сепарированным с содержанием ионов C, O, N. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии было установлено, что в последнем случае на поверхности образуются соединения SiC , SiO_x , SiN_x . Этот фактор оказался ключевым для образования волнообразного рельефа, поскольку он не формируется при облучении масс-сепарированным пучком, а наблюдается лишь в случае присутствия химически активных примесей в ионном пучке.

Таким образом, можно заключить, что топографические возмущения поверхности, которые могут быть связаны с различной скоростью распыления гладкой и дефектной областей или кремния и его соединений, инициируют процесс формирования волнообразного рельефа. Более раннее его зарождение в случае облучения Si пучком ионов Ga^+ при углах падения $\theta = 30^\circ$ может быть связано с более высоким, чем при больших углах падения, содержанием имплантированного Ga в приповерхностном слое Si. В [35] было показано, что при $\theta = 30^\circ$ концентрация Ga вблизи поверхности составляет ~30%, а при $\theta > 30^\circ$ наблюдается резкий спад содержания, имплантированного Ga до ~10% ($\theta = 50^\circ$). Как отмечалось ранее, в случае нормального падения ионов имплантированный Ga присутствует в приповерхностном слое Si в виде преципитатов [22]. В настоящей работе

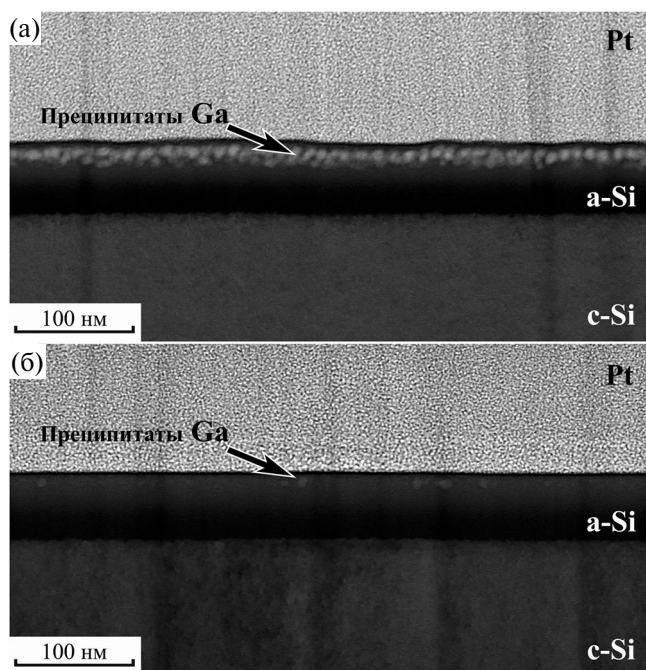


Рис. 7. ПРЭМ-изображения приповерхностных областей Si после облучения ионами Ga^+ с энергией 30 кэВ при $\theta = 30^\circ$ (а) и 40° (б), $D = 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

методом ПРЭМ в микроскопе Titan Themis 200 были получены изображения поперечных срезов кратеров распыления, облученных под углами $\theta = 30^\circ$ и 40° ($D = 10^{17} \text{ см}^{-2}$) (рис. 7). Видно, что при $\theta = 30^\circ$ имплантированный Ga присутствует в аморфизованном ионной бомбардировкой приповерхностном слое Si на глубине $\sim 10 \text{ нм}$ в виде слоя преципитатов, средний размер которых $\sim 10 \text{ нм}$ (рис. 7а). Также можно заметить возмущение поверхности в виде вспучиваний, связанных с неравномерным распределением имплантированного Ga, масса и размеры атомов которых больше массы и размеров атомов Si. При выходе слоев с имплантированным Ga на поверхность в процессе распыления будут более интенсивно развиваться топографические неоднородности из-за различия скоростей распыления Ga и Si. При падении ионов под углом $\theta = 40^\circ$ также можно отметить наличие преципитатов Ga в приповерхностном слое, но их плотность значительно меньше, чем при $\theta = 30^\circ$ (рис. 7б). По-видимому, в этом случае наличие преципитатов Ga не приводит к заметным возмущениям поверхности.

Из рис. 2 видно, что при углах $\theta > 40^\circ$ процесс образования волнообразного рельефа начинается у края кратера распыления, и с ростом флуенса происходит постепенное заполнение дна кратера. Такой процесс формирования волнообразного рельефа можно объяснить следующим образом. Фокусированный ионный пучок Ga^+ характери-

зуется гауссовым распределением плотности тока. Поэтому форма кратера отличается от правильного прямоугольного параллелепипеда из-за участия в процессе распыления ионов из области гало пучка. Продольное сечение кратера представляет собой трапецию. На рис. 8 схематично представлена геометрия края кратера, с которого начинается процесс образования фасетированного рельефа. Угол ξ составляет 20° – 30° при углах падения ионов $\theta = 60^\circ$ – 40° соответственно. Тогда угол падения ионов гало γ на боковую грань относительно нормали к ней не превышает 20° . Поэтому можно ожидать, что в приповерхностном слое боковой стенки вблизи границы с дном кратера будет накапливаться имплантированный Ga в виде преципитатов. Кроме того, эту грань в некотором смысле можно рассматривать как впадину в модели П. Зигмунда [3], где скорость распыления больше, чем на дне кратера, что также является возможной причиной возникновения возмущения топографии в данной области поверхности. Появление топографической неоднородности приводит к возникновению волнообразного рельефа у края дна кратера распыления и его распространению на всю площадь с ростом флуенса.

Форма периодической структуры

Установлено, что форма периодической структуры существенно зависит от угла падения ионного пучка и величины флуенса. При $\theta = 30^\circ$ волнообразный рельеф представляется синусоидальным, а при $\theta > 40^\circ$ имеет фасетированный вид (рис. 4). По-видимому, основной вклад в форму рельефа вносит флуенс облучения. О преобразовании формы периодической структуры с ростом

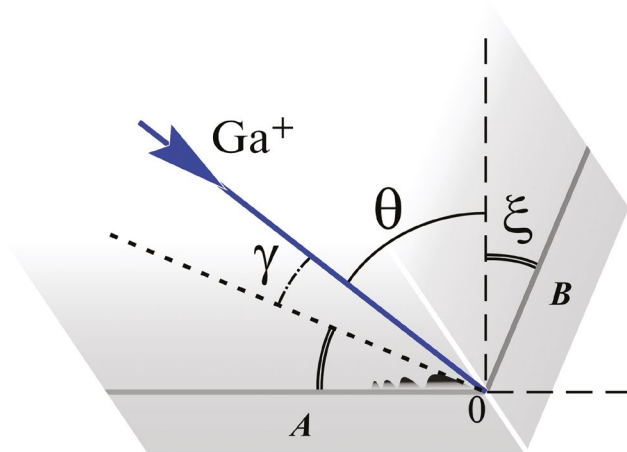


Рис. 8. Схематическое изображение процесса зарождения волнообразного рельефа на краю кратера распыления при облучении поверхности Si пучком ионов Ga^+ в случае $\theta > 40^\circ$.

флуенса сообщается в [9], где установлен переход от синусоидальной структуры поверхности Si, облученной ионами Ag^+ с энергией 20 кэВ, к фасетированной при изменении флуенса от 3×10^{19} до $6 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$. В [20] показано, что при облучении поверхности Si ионами Ga^+ при $D > 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ наблюдается существенное изменение формы волнообразного рельефа и его разрушение. В рамках пространственно-нелокальной модели эрозии поверхности при ионной бомбардировке установлено, что вид полученной периодической структуры может изменяться от синусоидального до фасетированного при увеличении флуенса [36].

Используя данные о величинах углов α и β (табл. 1), можно определить локальные углы падения на грани структур. Они составляют 0° – 10° для фронтальной и 80° – 85° для обратной грани. То есть можно предположить, что вследствие высоких коэффициентов распыления при скользящих углах падения пучка происходит ионная полировка поверхности обратной грани. Кроме того, нельзя исключать осаждение распыленного материала с обратной грани на поверхность фронтальной. Скорость распыления переосажденного материала может существенно отличаться от скорости распыления кремния [37], что может быть одной из причин шероховатости фронтальных граней фасетированной периодической структуры.

Зависимость длины волны рельефа от времени облучения

На рис. 5 представлена зависимость длины волны рельефа от времени распыления, которая аппроксимируется функцией $\lambda \sim t^n$, где $n = 0.33$ – 0.35 . Согласно модели ВН, длина волны определяется коэффициентом самодиффузии B и наибольшим по модулю коэффициентом кризиса $S_{x,y}(\theta)$:

$$\lambda = 2\pi\sqrt{2B / |S_{\max}(\theta)|}, \quad (8)$$

и не зависит от флуенса, что наблюдается, например, в [38]. Однако в ряде работ сообщается о степенной зависимости $\lambda(t)$ при $n = 0.5$ [17] и 0.32 [39]. Подобная зависимость вытекает из нелинейных моделей формирования волнообразного рельефа, в которых учитываются в качестве сглаживающих факторов “вязкие” свойства приповерхностного слоя облучаемого образца [5] и появление неявных “вязких” свойств [40–42]. В [41, 42] представлено численное решение уравнения АКС с дополнительными нелинейными членами, учитывающими зависимость высоты топографических неоднородностей от толщины слоя мобильных атомов в каскаде соударений

вблизи поверхности. Показано, что в зависимости от экспериментальных параметров, таких как тип ионов и материал образца, угол падения и энергия ионов, плотность тока и других, возможны варианты формирования волнообразного рельефа как с неизменной во времени длиной волны, так и изменяющейся со временем по степенному закону.

Скорость распространения волнообразного рельефа

В модели ВН скорость распространения волнообразного рельефа определяется формулой:

$$v = -v_0 \left(\frac{1}{Y} \frac{dY}{d\theta} - \text{tg}\theta \right), \quad (9)$$

где $v_0(\theta)$ — скорость распыления поверхности [29]. При расчете скорости распространения рельефа в результате моделирования с помощью программы SDTrimSP использована угловая зависимость коэффициента распыления $Y(\theta)$, достаточно хорошо описывающая экспериментальную зависимость [35]. По формуле (9) были вычислены скорости распространения волнообразного рельефа, которые составили -4.8 и -6.2 нм/с для $\theta = 30^\circ$ и 40° соответственно. Эти значения близки к экспериментальным -5.3 ± 0.6 и $-6.3 \pm 0.6 \text{ нм/с}$, а также к данным [18, 23, 29] для скорости распространения рельефа на поверхности Si и стекла (SiO_2) при бомбардировке ионами Ga^+ с энергией 30 кэВ соответственно. Но в последних работах направление скорости совпадает с направлением падения ионного пучка. В модели ВН скорость распространения волнообразного рельефа определяется соотношением коэффициентов распыления фронтального (локальный угол падения ионов $\varphi < 10^\circ$) и обратного ($\varphi \sim 80^\circ$) склонов элементов рельефа. Коэффициент распыления обратного склона значительно больше. Меньшая скорость распыления фронтальных склонов должна приводить к распространению волнообразного рельефа в направлении, противоположном направлению падающих ионов вплоть до $\theta \sim 65^\circ$. В [29] предложена модель, в которой скорость распространения рельефа $v = v_1 + v_2$, где $v_1 < 0$ — скорость, определяемая распылением в модели ВН (9), а $v_2 > 0$ — составляющая, которая связана с различием ионно-индуцированных свойств вязкости приповерхностных слоев фронтальных и обратных склонов элементов волнообразного рельефа. В [29] предполагается, что в зависимости от величин, характеризующих “вязкие” свойства облучаемых слоев (поверхностное натяжение, модуль Юнга), может быть реализован случай, когда v_2 превышает модуль составляющей скорости v_1 . Тогда направление

распространения волнообразного рельефа будет совпадать с направлением падения ионного пучка. Возможно, это происходит при распылении стекла, но в экспериментах при $\theta \geq 40^\circ$ направление вектора скорости очевидно (рис. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены экспериментальные результаты исследования процесса формирования микрорельефа поверхности Si(100) при облучении пучком ионов Ga⁺ с энергией 30 кэВ. Флуенс изменялся от 10^{18} до 2×10^{19} см⁻², угол падения ионного пучка — от 30° до 85° .

Установлено, что поперечный волнообразный рельеф формируется при углах падения ионного пучка 30° – 70° , что согласуется с результатами расчетов угловых зависимостей коэффициентов. Рельеф, полученный при $\theta = 40^\circ$ – 70° , отличается от того, что наблюдался ранее (при $\theta = 30^\circ$), формой, критическим значением флуенса, необходимым для зарождения волнообразного рельефа, характером появления и развития. Облучение поверхности Si пучком ионов Ga⁺ в угловом диапазоне $\theta = 40^\circ$ – 70° приводит к формированию фасетированного периодического рельефа при $D_{кр} > 1.25 \times 10^{18}$ см⁻². Волнообразный рельеф зарождается на краю дна кратера распыления. С ростом D происходит постепенное заполнение рельефом площади бомбардируемой поверхности. При $\theta = 30^\circ$ синусоидальный рельеф формируется сразу на всей площади раstra при $D_{кр} = 2 \times 10^{18}$ см⁻². Различие в критических значениях флуенсов объясняется различными механизмами появления топографических неоднородностей поверхности, необходимых для появления волнообразного рельефа. В случае $\theta = 30^\circ$ на глубине ~ 10 нм от поверхности Si присутствует слой преципитатов Ga. При выходе этого слоя на поверхность в процессе распыления появляются топографические неоднородности из-за различных скоростей распыления Si и Ga. В случае бомбардировки поверхности при $\theta > 40^\circ$ инициирование зарождения волнообразного рельефа может быть связано с накоплением дефектов в приповерхностной области у края дна кратера распыления, приводящих к возникновению топографической неустойчивости при больших флуенсах. Возможно, различный характер инициирования топографических возмущений поверхности приводит не только к различным критическим значениям флуенса, необходимого для образования волнообразного рельефа, но также к различиям форм и размеров рельефа. Для установления более точных причин возникновения этих различий требуется проведение ряда дополнительных экспериментов.

На основе экспериментальных данных построена зависимость $\lambda(t)$. Она хорошо аппроксимируется степенной функцией $\lambda \sim t^n$, где $n = 0.33$ – 0.35 , что согласуется с имеющимися данными.

Измерены средние значения скоростей распространения волнообразного рельефа, которые составили -5.3 ± 0.6 и -6.3 ± 0.6 нм/с при углах падения ионного пучка 30° и 40° соответственно. Направление распространения волнообразного рельефа противоположно направлению падения ионного пучка. Результаты эксперимента и моделирования хорошо согласуются между собой. Однако наблюдается расхождение с результатами предшествующих работ, где показано, что волнообразный рельеф распространяется в направлении падения ионного пучка вопреки теоретическим представлениям.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания Минобрнауки РФ Ярославскому филиалу Физико-технологического института им. К.А. Валиева РАН (тема FFNN-2022–0018) на оборудовании Центра коллективного пользования “Диагностика микро- и наноструктур”. Авторы выражают благодарность А.В. Румянцеву, О.В. Подорожному (Национальный исследовательский университет “МИЭТ”) за проведенные работы по получению изображений просвечивающей электронной микроскопии приповерхностной области образца с использованием оборудования ЦКП “Диагностика и модификация микроструктур и нанообъектов”.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Navez M., Sella C., Chaperot D. // C. R. Acad. Sci. 1962. № 254. P. 240.
<https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3206x/f248.item>
2. Bradley R.M., Harper M.E. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1988. V. 6. P. 2390.
<https://doi.org/10.1116/1.575561>
3. Sigmund P. // J. Mater. Sci. 1973. V. 8. P. 1545.
<https://doi.org/10.1007/BF00754888>
4. Cuerno R., Kim J.-S. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. P. 180902.
<https://doi.org/10.1063/5.0021308>
5. Makeev M.A., Cuerno R., Barbasi A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2002. V. 197. P. 185.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)01436-2](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)01436-2)
6. Valbusa U., Borgano C., Mongeot F. // J. Phys.: Condens. Matter. 2002. V. 14. P. 8153.
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/35/301>

7. Muñoz-García J., Vázquez L., Castro M., Cago R., Redondo-Cubero A., Moreno-Barrado A., Cuerno R. // Mater. Sci. Eng. R. 2014. V. 86. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.mser.2014.09.00>
8. Vázquez L., Redondo-Cubero A., Lorenz K., Palomares F. J., Cuerno R. // J. Phys.: Condens. Matter. 2022. V. 34. P. 333002.
<https://doi.org/10.1088/1361-648X/ac75a1>
9. Carter G., Vishnyakov V. // Surf. Interface Anal. 1995. V. 23. P. 514.
<https://doi.org/10.1002/sia.740230711>
10. Elst K., Vandervorst W. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1994. V. 12. P. 3205.
<https://doi.org/10.1116/1.579239>
11. Smirnov V.K., Kibalov D.S., Krivelevich S.A., Lepshin P.A., Potapov E.V., Yankov R.A., Skorupa W., Makarov V.V., Danilin A.B. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1999. V. 147. P. 310.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(98\)00610-7](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(98)00610-7)
12. Hofsäss H. // Appl. Phys. A. 2014. V. 114. P. 401.
<https://doi.org/10.1007/s00339-013-8170-9>
13. Bobes O., Zhang K., Hofsäss H. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 235414.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.235414>
14. Carter G., Vishnyakov V. // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 17647.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.17647>
15. Norris S., Brenner M.P., Aziz M.J. // J. Phys.: Condens. Matter. 2009. V. 21. P. 224017.
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/22/224017>
16. Norris S., Samela J., Bukonte L., Backman M., Diurabekova F., Nordlund K., Madi C.S., Brenner M.P., Aziz M.J. // Nat. Commun. 2011. V. 2. P. 276.
<https://doi.org/10.1038/ncomms1280>
17. Eckstein W. Computer Simulation of Ion-Solid Interaction. Berlin: Springer, 1991. 279 p.
<https://doi.org/10.1007/978-3-642-73513-4>
18. Habenicht S., Lieb K.P., Koch J., Wieck A.D. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 115327.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.65.115327>
19. Smirnova M.A., Ivanov A.S., Bachurin V.I., Churilov A.B. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2086. P. 012210.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2086/1/012210>
20. Smirnova M.A., Bachurin V.I., Mazaletsky L.A., Pukhov D.E., Churilov A.B., Rudy A.S. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2021. V. 15. P. 150.
<https://doi.org/10.1134/S1027451022020380>
21. Smirnova M.A., Bachurin V.I., Lebedev M.E., Mazaletsky L.A., Pukhov D.E., Churilov A.B., Rudy A.S. // Vacuum. 2022. V. 203. P. 111283.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111283>
22. Frey L., Lehrer C., Ryssel H. // Appl. Phys. A. 2003. V. 76. P. 1017.
<https://doi.org/10.1007/s00339-002-1943-1>
23. Kramczynski D., Reuscher B., Gnaser H. // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. P. 205422.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.205422>
24. Cuerno R., Barabasi A.L. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 4746.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.4746>
25. Kahng B., Jeong H., Barabasi A.I. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 805.
<https://doi.org/10.1063/1.1343468>
26. Carter G., Nobes M. J., Paton F., Williams J.S., Whitton J.L. // Radiat. Eff. 1977. V. 33. P. 65.
<https://doi.org/10.1080/00337577708237469>
27. Vishnyakov V., Carter G., Goddard D.T., Nobes M. J. // Vacuum. 1995. V. 46. P. 637.
[https://doi.org/10.1016/0042-207X\(95\)00003-8](https://doi.org/10.1016/0042-207X(95)00003-8)
28. Carter G., Vishnyakov V., Martynenko Yu.V., Nobes M.J. // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 3559.
<https://doi.org/10.1063/1.359931>
29. Alkemade P.F.A. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 107602.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.107602>
30. Smirnov V.K., Kibalov D.S., Lepshin P.A., Bachurin V.I. // Izv. Akad. Nauk. Ser. Fiz. 2000. V. 64. P. 626.
31. Karmakar P., Mollick S.A., Ghose D., Chakrabarti A. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 103102.
<https://doi.org/10.1063/1.2974086>
32. Wittmaack K. // Surf. Interface Anal. 2000. V. 29. P. 721.
[https://doi.org/10.1002/1096-9918\(200010\)29:10<721::AID-SIA916>3.0.CO;2-Q](https://doi.org/10.1002/1096-9918(200010)29:10<721::AID-SIA916>3.0.CO;2-Q)
33. Bachurin V.I., Lepshin P.A., Smirnov V.K. // Vacuum. 2000. V. 56. P. 241.
[https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(99\)00194-3](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(99)00194-3)
34. Bhowmik D., Mukherjee M., Karmakar P. // Nucl. Instrum. Methods B. 2019. V. 444. P. 54.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.02.010>
35. Bachurin V.I., Zhuravlev I.V., Pukhov D.E., Rudy A.S., Simakin S.G., Smirnova M.A., Churilov A.B. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2020. V. 14. P. 784.
<https://doi.org/10.1134/S1027451020040229>
36. Rudy A.S., Kulikov A.N., Metlitskaya A.V. // Russ. Microelectron. 2011. V. 40. P. 109.
<https://doi.org/10.1134/S1063739711020089>
37. Rumyantsev A.V., Borgardt N.I., Volkov R.L. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2018. V. 12. P. 607.
<https://doi.org/10.1134/S1027451018030345>
38. Erlebacher J., Aziz M.J. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 2330.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.2330>
39. Yewande E.O., Hartmann A.K., Kree R. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 195405.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.195405>
40. Aste T., Valbusa U. // New J. Phys. 2005. V. 7. P. 122.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/7/1/122>
41. Muñoz-García J., Castro M., Cuerno R. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 086101.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.086101>
42. Muñoz-García J., Castro M., Cuerno R. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 205408.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.205408>

Wave-Like Periodic Structures on the Silicon Surface Initiated by Irradiation with a Focused Gallium Ion Beam

V. I. Bachurin^{1,*}, M. A. Smirnova¹, K. N. Lobzov¹, M. E. Lebedev¹, L. A. Mazaletsky¹,
D. E. Pukhov¹, A. B. Churilov¹

¹Valiev Institute of Physics and Technology of the RAS, Yaroslavl Branch, Yaroslavl, 150007 Russia

*e-mail: vibachurin@mail.ru

The processes of microrelief formation on the Si(100) surface under irradiation with a 30 keV Ga⁺ ion beam and a fluence of $D = 1.25 \times 10^{18} - 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ at incidence angles $\theta = 30^\circ - 85^\circ$ was investigated. It was found that in the θ angular range $40^\circ - 70^\circ$ faceted ripples were formed on the Si surface, and at $\theta = 30^\circ$ sinusoidal ripples were formed. The experimental dependence of the wavelength of the periodic structure on the irradiation time $\lambda(t) \sim t^n$, $n = 0.33 - 0.35$, was obtained. The average velocities of relief propagation and their direction relative to the direction of incident ions in the cases of $\theta = 30^\circ$ and 40° were determined, which were -5.3 ± 0.6 and $-6.3 \pm 0.6 \text{ nm/s}$, respectively. The results obtained are discussed in detail within the framework of existing models of the formation of ripples on a surface under ion beam irradiation.

Keywords: sputtering, ripples, focused ion beam.