

УДК 621.384.6

РАЗРАБОТКА ГАЗОВОГО КЛАСТЕРНОГО ИСТОЧНИКА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ

© 2019 г. В. О. Пеленович^{1, *}, Х. М. Zeng², А. Е. Иешкин³, В. С. Черныш³,
А. Б. Толстогузов^{2, 4, 5}, В. Yang¹, D. J. Fu²

¹*School of Power & Mechanical Engineering, Wuhan University, 430072 Wuhan, China*

²*Key Laboratory of Artificial Micro- and Nano-Materials of Ministry of Education of China and Hubei Key Laboratory of Nuclear Solid Physics, School of Physics and Technology, Wuhan University, 430072 Wuhan, China*

³*Московской государственной университета им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

⁴*Рязанский государственный радиотехнический университет 390005 Рязань, Россия*

⁵*Centre for Physics and Technological Research (CeFITec), Dept. de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade Nova de Lisboa, Campus de Caparica, 2829-516 Caparica, Portugal*

*E-mail: pelenovich@mail.ru

Поступила в редакцию 09.06.2018 г.

После доработки 10.07.2018 г.

Принята к публикации 20.07.2018 г.

Разработан газовый кластерный источник с энергией кластерных ионов до 20 кэВ. В качестве рабочих газов используются Ar, CO₂, N₂ и O₂. Кластеры формируются металлическим коническим соплом с диаметром критического сечения 65–135 мкм и углом раствора конуса 14°. Для улучшения вакуумных условий применен импульсный режим питания сопла, что позволяет поднять давление газа в зоне стагнации до 15 атм. Ток кластерных ионов с энергией 20 кэВ достигает величины 20 мкА с максимальной плотностью 3 мкА/см². Методом времяпролетной спектроскопии исследованы масс-спектры аргоновых кластеров при различных давлениях газа и энергии ионизирующих электронов. Средний размер кластеров рассматривается как функция параметра конденсации Г*. Пучки кластеров аргона используются для сглаживания поверхности титанового покрытия и прессованного нанопорошка кремния. Для титанового покрытия шероховатость уменьшается с 3.7 до 0.8 нм, также наблюдается удаление микрочастиц Ti с поверхности покрытия. Для кремния при ускоряющем напряжении 10 кВ на поверхности порошка наблюдается образование кратеров со средним диаметром 100 нм.

Ключевые слова: газовые кластерные ионные пучки, сглаживание поверхности, формирование кратеров, времяпролетные масс-спектры.

DOI: 10.1134/S0207352819040140

ВВЕДЕНИЕ

Газовым кластером называется частица нанометрового размера, которая содержит порядка тысячи атомов или молекул газа, связанных Ван-дер-Ваальсовыми силами. Чаще всего такие частицы получают в процессе адиабатического расширения рабочего из сверхзвукового сопла. Пучки ускоренных кластеров привлекают внимание благодаря своим необычным свойствам, которые проявляются при взаимодействии этих пучков с поверхностью твердого тела, причем результаты этого взаимодействия сильно отличаются от случая атомных или молекулярных (мономерных) пучков. Именно большое число мономеров, составляющих кластер, делает такое взаимодействие необычным, так как на месте удара кластерного иона образуется зона, размерами порядка 10 нм с очень высокой плотностью энергии, температурой до десятков тысяч градусов К и давле-

нием в десятки ГПа. От места столкновения распространяется ударная волна [1]. Основными особенностями кластерных пучков являются: большое отношение массы к заряду, возможность транспортировать больше материала при этом же токе пучка и нелинейный характер (по отношению к каскадной теории) распыления материала поверхности при бомбардировке [2]. Большое отношение массы к заряду позволяет ослабить эффект кулоновского отталкивания ионов в пучке и, следовательно, транспортировать пучок с меньшими потерями. Нелинейность взаимодействия с поверхностью приводит к “поперечному” эффекту распыления с коэффициентами распыления на порядок большими по сравнению со случаем мономеров. Сам эффект приводит в свою очередь, к эффективному сглаживанию поверхности до субнанометровых размеров шероховатостей [3] и необычному угловому распределению распыленных

частиц, неподчиняющегося закону косинусов [4, 5]. Газовые кластерные пучки используются для сглаживания поверхности [2, 6], формирования неглубоких p - n -переходов [7], проведения травления поверхности с малой концентрацией наведенных дефектов [8] и синтеза неорганических покрытий с повышенной плотностью по сравнению с другими методами [9, 10]. В последнее время кластерные пучки начали использоваться как первичные пучки для вторичной ионной масс-спектрометрии [11, 12]. Во всех этих приложениях размер кластеров играет важную роль [13, 14]. Средний размер кластера аргона $\langle N \rangle$ можно записать через параметр Хагены Γ^* [15]:

$$\langle N \rangle = 33 \left(\frac{\Gamma^*}{1000} \right)^{2.35}. \quad (1)$$

Параметр Хагены определяется через давление газа p (мбар), эквивалентный диаметр критического сечения конического сопла d_{eq} (мкм) и температуру газа T :

$$\Gamma^* = 1646 \frac{pd_{eq}^{0.85}}{T^{2.28}}, \quad (2)$$

где $d_{eq} = \frac{0.74d}{\text{tg}\alpha}$ (d – диаметр критического сечения сопла, 2α – угол раствора конуса). Как видно из этих формул, проще всего контролировать размер кластеров, варьируя давление газа в источнике.

Распространенной методикой определения масс-спектров кластерного пучка является времяпролетная масс-спектрометрия. Однако, в случае наличия в пучке многократно заряженных кластеров, масс-спектр будет искажаться, так как время дрейфа $t \sim \sqrt{m/q}$, где m и q – масса и заряд кластера.

Источники газовых кластерных ионов в практическом обиходе исследователей, изучающих взаимодействие заряженных частиц с поверхностью твердого тела, появились с середины 1990-х в результате работ группы исследователей Киотского университета [16, 17]. В последнее десятилетие работы по созданию новых источников активно ведутся и другими научными группами [18–20].

В данной работе мы описываем конструкцию газового кластерного ускорителя и его характеристики. Приводим и обсуждаем масс-спектры кластерных пучков, полученных для разных давлений газа и других параметров, а также демонстрируем эффективность использования кластерных пучков для обработки поверхности твердого тела (чистки), сглаживания, распыления и формирования кратеров. В качестве рабочего газа используется аргон, хотя использование CO_2 , O_2 и N_2 также возможно в данной конструкции. Преимуществом аргона является его химическая инертность, в силу чего аргон почти не загрязняет поверхность и приповерхностные слои.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

На рис. 1 схематично показан ускоритель газовых кластеров. Конструктивно ускоритель состоит из камер сопла, ускорителя и мишени, разделенных диафрагмами для обеспечения дифференциальной откачки. Газ высокого давления, порядка $(3-10) \times 10^5$ Па, подается по трубке в камеру сопла. Для улучшения условий откачки трубка соединяется с соплом через импульсный клапан (Parker Series 9). Питание клапана осуществляется импульсным напряжением с частотой 5–15 Гц и скважностью импульсов 10–50%. Сопло является основным элементом для формирования кластеров, его геометрия и обработка внутренней поверхности сопла критичны для эффективного формирования кластеров. Для сравнения было изготовлено несколько сопел с различными диаметрами критического сечения в диапазоне 65–135 мкм. Длина расширяющейся конусной части сопла и угол раствора конуса одинаковы для всех сопел и составляют 30 мм и 12° соответственно. На расстоянии 20 мм от сопла на диафрагме закреплен скиммер с апертурой диаметром 1.4 мм. Для позиционирования сопла относительно скиммера используются два микрометрических винта, позволяющих передвигать сопло в двух перпендикулярных плоскостях. Клапан с соплом закреплен на штанге, которая свободно лежит на опорах микрометрических винтов. Камера откачивается турбомолекулярным насосом производительностью 2000 л/с. Давление газа в камере в рабочем режиме не превышает 1 Па.

Сформированные кластеры, пройдя скиммер, попадают в цилиндрический ионизатор. Ближе к пучку кластеров расположен цилиндрический стальной сетчатый анод диаметром 15 мм и длиной 50 мм. С внешней стороны анода расположен вольфрамовый накаливаемый катод, состоящий из двух параллельных нитей диаметром 0.1 мм. При токе накала катода 2 А и напряжении на аноде $U_a = 20-300$ В ток термоэлектронной эмиссии составляет 40 мА. Анод и катод окружены цилиндрическим экраном диаметром 40 мм. Катод, анод и экран находятся под высоким положительным потенциалом $U_{acc} = 5-20$ кВ и смонтированы на керамическом диске толщиной 10 мм, закрепленном на фланце. Для более эффективной ионизации потока кластеров в области ионизатора используется постоянное магнитное поле с индукцией порядка нескольких десятых мТ. За ионизатором расположен экстрактор ионов, а за ним – заземленный электрод ускорителя.

Далее производится фокусировка пучка первой одиночной электростатической линзой. За линзой расположены две пластины дефлектора для формирования импульсов тока кластеров, используемых для времяпролетного измерения массы. Для отделения тяжелых кластеров (>100 мономеров) от легких и мономеров применяется постоянный магнит с индукцией 150 мТ и

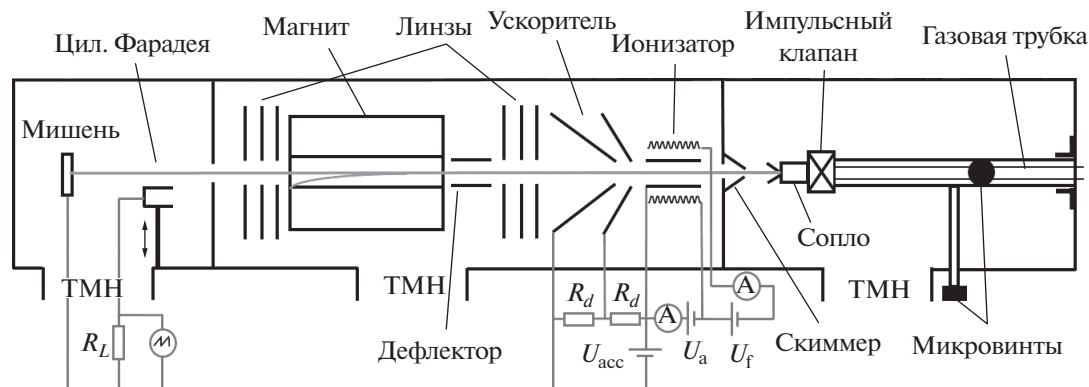


Рис. 1. Схематическое изображение кластерного ускорителя.

протяженностью области поля 100 мм. Далее сепарированные кластеры, пройдя диафрагму, фокусируются второй одиночной линзой на поверхность мишени. Камера ускорителя откачивается турбомолекулярным насосом производительностью 700 л/с. Давление в камере в рабочем режиме составляет $(2-8) \times 10^{-3}$ Па. В камере мишени имеется цилиндр Фарадея для измерения ионного тока и держатель образцов. Камера откачивается турбомолекулярным насосом производительностью 700 л/с до давления 8×10^{-4} Па.

Для измерений масс-спектров кластерного пучка мы используем простой времяпролетный спектрометр, состоящий из дефлектора длиной 50 мм, с расстоянием между пластинами 18 мм и цилиндра Фарадея, соединенного с осциллографом через истоковый повторитель. К пластинам дефлектора прикладываются импульсы напряжения с амплитудой 300 В, скважностью 95% и частотой 2 кГц, т.е. в течение 20 мс дефлектор формирует токовые импульсы. Далее ионы, пройдя дрейфовое расстояние в 560 мм, детектируются цилиндром Фарадея.

Для исследования процессов сглаживания и очистки поверхности кластерным пучком на поверхности кремниевой подложки методом катодно-дугового напыления были синтезированы титановые покрытия. Параметры синтеза были следующими: расстояние "мишень-подложка" 20 см, напряжение смещения на подложке -150 В, температура подложки 300°C , ток мишени 60 А, толщина покрытия 1–2 мкм. Покрытия облучались кластерами с энергией 10 кэВ и дозой 1.25×10^{16} см $^{-2}$. Были приготовлены мишени прессованного порошка нанокремния с диаметром частиц порядка 60 нм, при средней плотности образца 1.46 г/см 3 . Параметры облучения были следующими: энергия 10 кэВ, доза 1.5×10^{16} см $^{-2}$. Средний размер кластеров был порядка 1000 мономеров. Для исследования морфологии поверхности образцов, облученных кластерным пучком, использовался атомный силовой микроскоп (АСМ) SPM-9500J3 (Shimadzu, Japan). Микротвердость прессованных порошков измерялась с помощью твердомера НХД-

1000TM/LCD (Shanghai optical instrument factory, China) по методу Кнупа.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Ток кластеров является важным параметром, определяющим время обработки поверхности. Он зависит от многих параметров: геометрии сопла, давления в источнике газа, диаметра апертуры скиммера, ускоряющего напряжения, тока эмиссии электронов с катода, энергии ионизирующих электронов и давления газа в камерах. На рис. 2а показана зависимость тока кластеров от ускоряющего напряжения U_{acc} (вольт-амперная характеристика) для двух сопл с разными критическими сечениями (70 и 90 мкм) при давлении газа в источнике 4.6×10^5 и 2.4×10^5 Па, соответственно, и при энергии ионизирующих электронов $E_e = 200$ эВ. Зависимость тока для малых напряжений можно аппроксимировать линейной функцией, так как, по-видимому, в этом диапазоне с ростом напряжения происходит лучшая экстракция кластерных ионов. При повышенных энергиях кулоновское отталкивание в пучке играет меньшую роль, поэтому на вольт-амперной характеристике наблюдается насыщение, что согласуется с данными работ [17, 21]. Параметры Хагены для сопл с диаметрами критического сечения 70 и 90 мкм, рассчитанные по формуле (2), составляют 2200 и 1420 соответственно, т.е. сопло с диаметром 70 мкм формирует большие кластеры (формула (1)). Однако ионный ток оказывается меньше, что можно объяснить увеличением размеров кластеров и соответствующим уменьшением их количества, при условии примерно равных расходах газа. На рис. 2б показаны зависимости тока кластеров от давления газа в источнике при разных ускоряющих напряжениях. С ростом давления газа в сопле ток кластеров растет и этот рост почти линейный в области малых давлений, где наблюдаются пороговые давления в соответствии с имеющимися данными [16]. Пороговые значения являются различными для разных ускоряющих напряжений, в то время как в

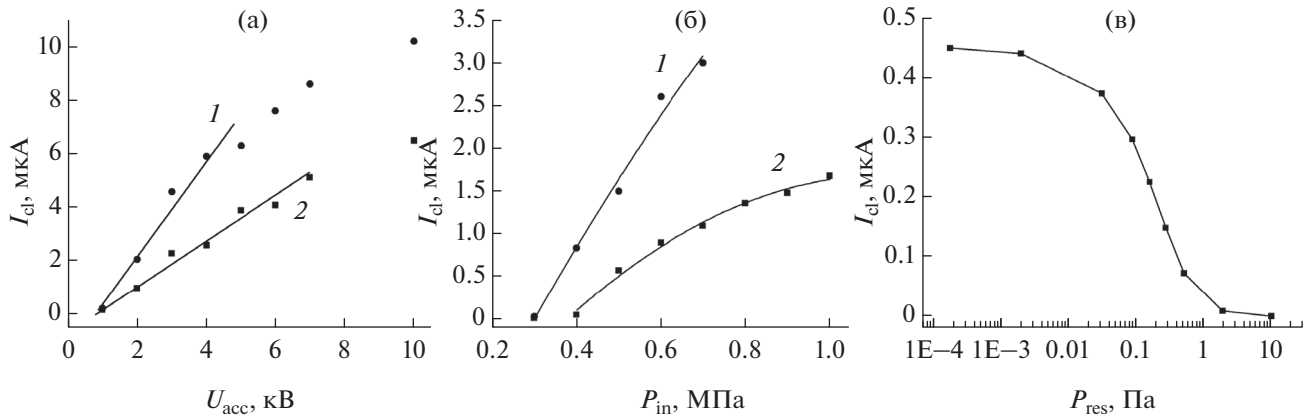


Рис. 2. Зависимость кластерного тока I_{cl} от: (а) ускоряющего напряжения U_{acc} при давлении газа в источнике P_{in} и диаметре критического сечения сопла d , равных 0.24 МПа и 90 мкм (1) и 0.46 МПа и 70 мкм (2); (б) от давления газа в источнике при энергии ионизирующих электронов $E_e = 140$ эВ и диаметре критического сечения $d = 70$ мкм для различных ускоряющих напряжений: 5 кВ (1) и 3 кВ (2); (в) от остаточного давления газа в камере при $U_{acc} = 10$ кВ, $E_e = 60$ эВ, $P_{in} = 0.4$ МПа; $d = 100$ мкм.

работе [22] появление порога кластерообразования связывалось только с газодинамическими характеристиками потока газа из сопла и взаимным расположением сопла и скиммера. При повышенных давлениях наблюдается насыщение тока, и в нашем случае это может быть связано с повышением давления остаточного газа в камере ускорителя, в результате чего изменяются условия ионизации из-за уменьшения тока эмиссии с катода.

Далее мы исследовали зависимость тока от давления напускаемого воздуха в камере мишени (рис. 2в), сведя к минимуму изменение давления в камере ускорителя. Камеры разделялись диафрагмой с диаметром 5 мм, и расстояние между диафрагмой и детектором в камере мишени было равно 32 см. В качестве основного механизма ослабления тока с ростом давления можно рассматривать потерю кластером составляющих его мономеров в результате множественных столкновений с молекулами остаточного газа в камере. Так как скорость и размер кластера много больше, чем у молекул остаточного газа, то длина свободного пробега может быть представлена в виде [23]:

$$\lambda = \frac{1}{n\pi R^2} = \frac{kT}{p\pi R^2},$$

где n – концентрация молекул газа, R – радиус кластера, T и p – температура и давление газа и k – постоянная Больцмана. Однако, в случае столкновения тяжелого кластера, состоящего из 1000 и более мономеров, с молекулой длина свободного пробега кластера не является сколь либо значимой характеристикой, так как кластер может претерпеть много столкновений перед тем, как отклониться или окончательно разрушиться [24].

На рис. 3а показаны масс-спектры кластерных пучков, сформированных соплом с диаметром 90 мкм при давлении 10^6 Па. Видно, что спектры

существенно зависят от энергии ионизирующих электронов. С ростом E_e максимум спектра смещается в сторону более легких масс. Такой сдвиг объясняется формированием в ионизаторе многократно ионизованных кластеров, в результате чего кластерные ионы приобретают большую скорость [25]. Сдвиг максимума начинается при энергии электронов $U_{Ar} < E_e < 2U_{Ar}$, где $U_{Ar} = 15.76$ эВ – первый потенциал ионизации аргона. Это свидетельствует о присутствии в кластере более одного положительно заряженного иона Ar^+ .

На рис. 3б показана зависимость среднего размера кластера от параметра Хагены Γ^* . Давление газа в источнике изменялось в пределах $(2-10) \times 10^5$ Па, также приведены две эмпирические зависимости [15, 26]. Для малых значений параметра конденсации ($\Gamma^* < 7000$) экспериментальные данные находятся в согласии с зависимостью Хагены. Для больших значений Γ^* , т.е. больших давлений или больших размеров кластеров, наблюдается отклонение от этой зависимости, что связано с появлением многократно ионизованных кластерных ионов и занижением измеренного размера кластера.

В настоящее время одной из основных областей применения кластерных пучков является сглаживание поверхности твердого тела. На рис. 4 представлена морфология поверхности титанового покрытия до и после облучения кластерным пучком. На исходной поверхности (рис. 4а) видно множество наночастиц титана размерами 50–100 нм. Такие наночастицы, а также одиночные более крупные частицы вносят основной вклад в шероховатость поверхности, которая равняется $R_q = 3.87$ нм. После облучения (рис. 4б) наблюдается значительное уменьшение шероховатости (до величины $R_q = 0.78$ нм), а также почти полное удаление всех частиц с поверхности (в пределах чувствительности АСМ).

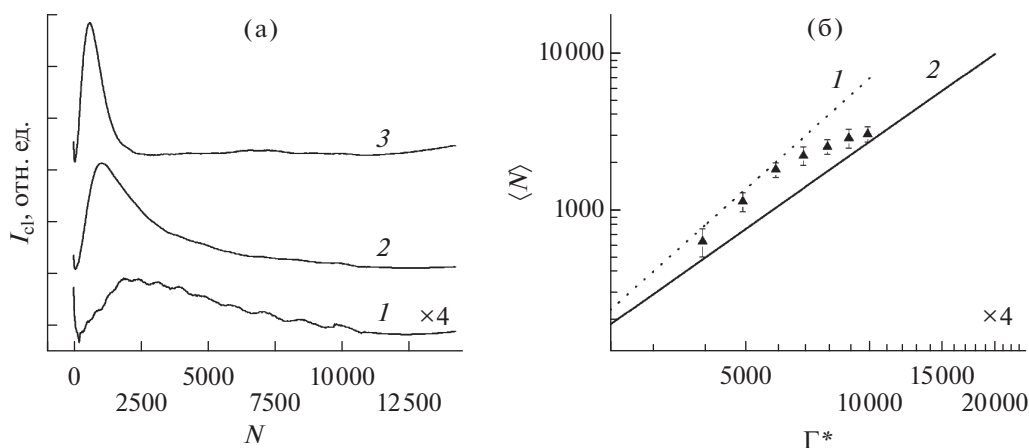


Рис. 3. Масс-спектры аргонового кластерного пучка (N – число атомов аргона в кластере), измеренные при $U_{\text{acc}} = 3$ кВ, $P_{\text{in}} = 1$ МПа и $d = 90$ мкм, для различных E_e : 1 – 16 эВ, 2 – 33 эВ и 3 – 69 эВ (а); средний размер кластеров как функция параметра Хагены при $U_{\text{acc}} = 2$ кВ, $E_e = 26$ эВ и $d = 90$ мкм, экспериментальные данные показаны в виде точек, также даны эмпирические зависимости (1) [15] и (2) [23] (б).

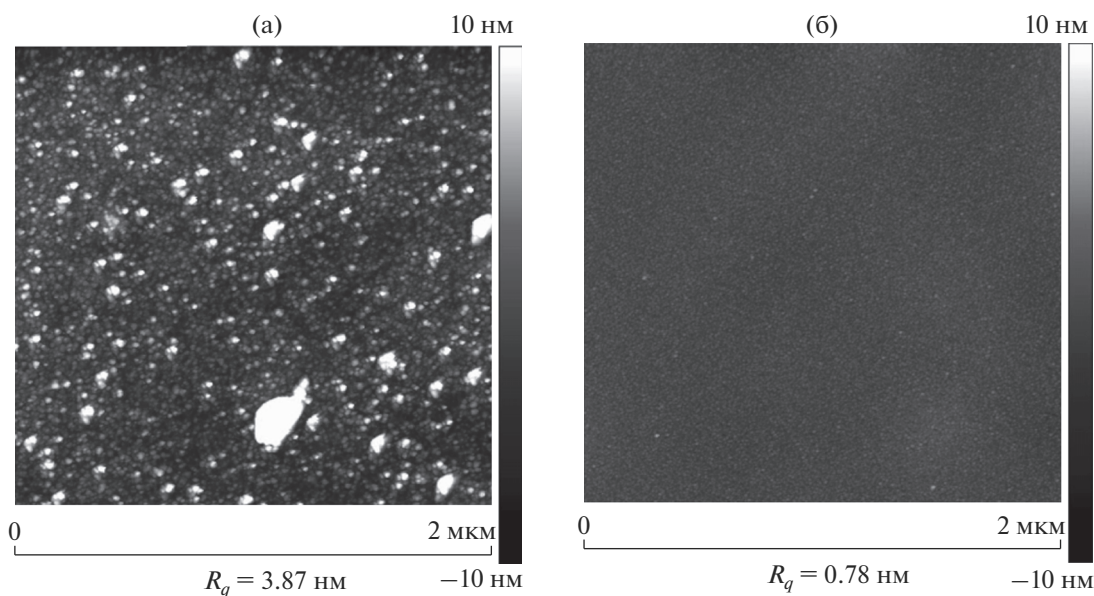


Рис. 4. Изображения поверхности титанового покрытия, полученные с помощью атомного силового микроскопа: до (а) и после облучения (б) кластерным пучком с энергией 10 кэВ и дозой 1.25×10^{16} см $^{-2}$.

На рис. 5 показана поверхность прессованного порошка нанокремния до и после облучения кластерным пучком. Видно, что основной вклад в шероховатость вносят отпечатки царапин пресс-формы, а также сами наночастицы с размерами 60 нм. Обработка поверхности кластерным пучком уменьшает шероховатость с 10.5 до 4.7 нм. Кроме эффекта сглаживания, на поверхности также наблюдаются кратеры, которые возникают в результате столкновения отдельного кластера с поверхностью. Внутренний радиус кратеров (без ободка) находится в диапазоне 50–60 нм, внешний радиус (с ободком) – 150–200 нм, что более чем на порядок превосходит аналогичные размеры кратеров, наблюдаемые на поверхности моно-

кристаллического кремния. Глубина кратеров 3–7 нм, что также в несколько раз больше, чем для монокристаллического кремния [14].

Известна формула, позволяющая вычислить радиус кратера r (нм) в зависимости от энергии кластера и твердости бомбардируемого материала:

$$r = 1.45 \left(\frac{E}{B} \right)^{1/3}, \quad (3)$$

где E – энергия кластера (эВ), B – твердость по Бринеллю. Для случая монокристаллического кремния с твердостью 950 НК (НК – твердость по Кнупу, одного порядка с твердостью по Бринеллю), облученного кластерами с энергией 30 кэВ,

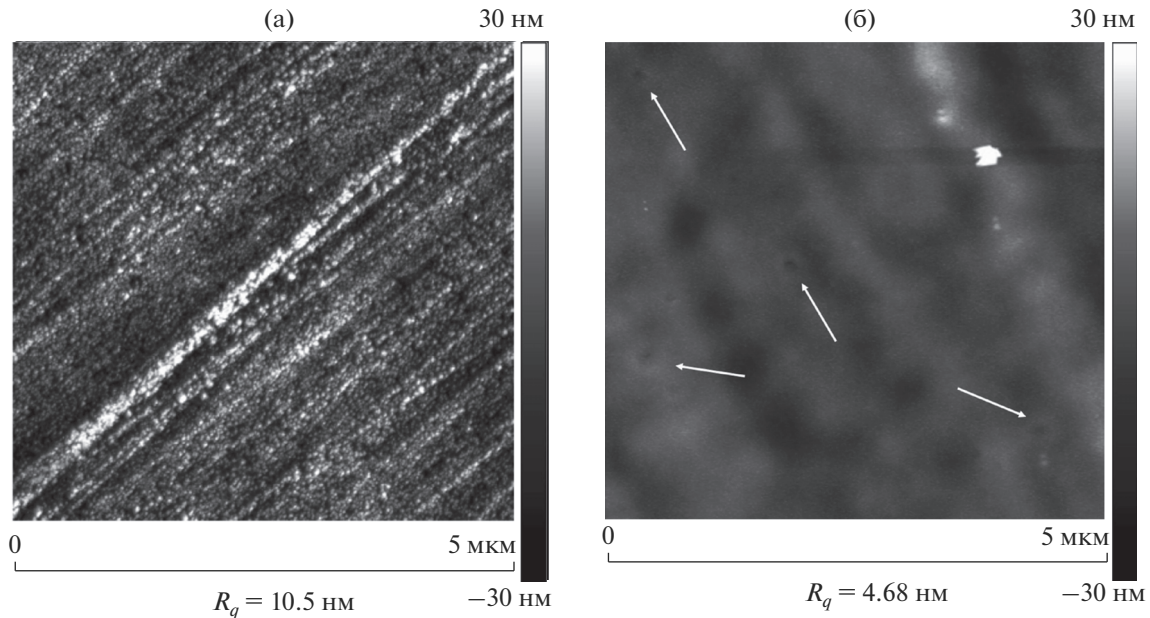


Рис. 5. Изображения поверхности образца из прессованного кремниевого нанопорошка: до (а) и после облучения (б) кластерным пучком с энергией 10 кэВ и дозой $1.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Стрелками показаны кратеры, образованные в местах ударов кластеров.

авторы работы [13] обнаружили кратеры с радиусами в диапазоне 1.5–3 нм, что согласуется с формулой (3). В нашем случае энергия кластеров составляла 10 кэВ, твердость мишени – 50 НК, и вычисление по формуле (3) дает значение радиуса кратера $r \sim 8.5$ нм, что в несколько раз меньше экспериментального значения. Расхождение можно объяснить следующим фактом. При измерении твердости материала размер следа алмазного индентора составляет несколько десятков мкм, что на три порядка больше размера самих наночастиц. В случае же удара кластера о поверхность, состоящую из наночастиц, область взаимодействия захватывает только одну или несколько наночастиц. В таких случаях (т.е. когда образец состоит из наночастиц) твердость материала должна отличаться от измеренной для массивного образца. Отсюда можно сделать вывод о неприменимости формулы (3) для прессованного нанопорошка. Возможность формирования кратеров с заданным размером, причем в широком диапазоне его изменений, может представлять интерес для нанотехнологий, например, при выращивании углеродных нанотрубок с использованием кратеров, заполненных кобальтовым катализатором [27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана конструкция газового кластерного источника. Для формирования газовых кластеров используется адиабатический процесс расширения газа из конического сопла. В качестве рабочего газа используется Ag, хотя конструкция позволяет работать с CO_2 , N_2 и O_2 . Пи-

тание сопла осуществляется в импульсном режиме, что улучшает условия откачки, а также дает возможность повысить давление газа в зоне стагнации до 15 атм и тем самым получить кластеры большего размера. Энергия кластерных ионов может варьироваться в диапазоне 3–20 кэВ. Максимальный ток кластерных ионов с энергией до 20 кэВ достигает 20 мкА с максимальной плотностью 3 мкА/см². В работе исследуется влияние ускоряющего напряжения, энергии электронов и остаточного давления газа на ток кластерного пучка. Методом времяпролетной спектроскопии получены масс-спектры аргонных кластеров при различных давлениях газа и энергии ионизирующих электронов. Средний размер кластеров рассматривается как функция параметра конденсации Γ^* . Пучки кластеров Ag используются для сглаживания поверхности титанового покрытия и прессованного нанопорошка кремния, шероховатость уменьшается с 3.87 до 0.78 нм и с 10.5 до 4.68 нм соответственно. В случае титанового покрытия также наблюдается эффект удаления микрочастиц с поверхности. В случае же кремния бомбардировка кластерами с энергией 10 кВ приводит к образованию кратеров со средним диаметром 100 нм.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта 11375133 Национального Фонда Естественных Наук Китайской Народной Республики (National Natural Science Foundation of China).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Insepov Z., Yamada I.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 1996. V. 112. № 1–4. P. 16. doi 10.1016/0168-583X(95)01127-7
2. *Yamada I., Matsuo J., Toyoda N. et al.* // Mater. Sci. Eng. R. 2001. V. 34. № 6. P. 231. doi 10.1016/S0927-796X(01)00034-1
3. *Yamaguchi T., Matsuo J., Akizuki M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 1995. V. 99. № 1–4. P. 237. doi 10.1016/0168-583X(94)00701-2
4. *Toyoda N., Kitani H., Hagiwara N. et al.* // Mater. Chem. Phys. 1998. V. 54. № 1–3. P. 262. doi 10.1016/S0254-0584(98)00101-1
5. *Ieshkin A.E., Ermakov Yu.A., Chernysh V.S.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2015. V. 354. P. 226. doi 10.1016/j.nimb.2014.11.065
6. *Chen H., Chen F., Wang X. M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. № 10. P. 103504. doi 10.1063/1.2041829
7. *Takeuchi D., Shimada N., Matsuo J. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 1997. V. 121. № 1–4. P. 345. doi 10.1016/S0168-583X(96)00451-X
8. *Kirkpatrick A.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2003. V. 206. P. 830. doi 10.1016/S0168-583X(03)00858-9
9. *Kitagawa T., Yamada I., Toyoda N. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2003. V. 201. № 2. P. 405. doi 10.1016/S0168-583X(02)01739-1
10. *Toyoda N., Yamada I.* // Surf. Coat. Tech. 2007. V. 201. № 19–20. P. 8620. doi 10.1016/j.surfcoat.2006.02.070
11. *Ninomiya S., Ichiki K., Nakata Y. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2007. V. 256. № 1. P. 528. doi 10.1016/j.nimb.2006.12.074
12. *Yamada I., Matsuo J., Toyoda N. et al.* // Curr. Opin. Sol. St. M. 2015. V. 19. № 1. P. 12. doi 10.1016/j.cossms.2014.11.002
13. *Nakamura K., Houzumi S., Toyoda N. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2007. V. 261. № 1–2. P. 660. doi 10.1016/j.nimb.2007.04.268
14. *Houzumi S., Mochiji K., Toyoda N. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2005. V. 44. № 8. P. 6252. doi 10.1143/JJAP.44.6252
15. *Hagena O.F.* // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. № 4. P. 2374. doi 10.1063/1.1142933
16. *Matsuo J., Abe H., Takaoka G.H. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 1995. V. 99. № 1–4. P. 244. doi 10.1016/0168-583X(95)00338-X
17. *Seki T., Matsuo J.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2005. V. 237. № 1–2. P. 455. doi 10.1016/j.nimb.2005.05.021
18. *Andreev A.A., Chernysh V.S., Ermakov Yu.A. et al.* // Vacuum. 2013. V. 91. P. 47. doi 10.1016/j.vacuum.2012.11.001
19. *Zarvin A.E., Kalyada V.V., Korobeishchikov N.G. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2016. V. 59. № 2. P. 294. doi 10.1134/S0020441216010176
20. *Nechay A.N., Salashchenko N.N., Chkhalo N.I.* // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2017. V. 11. № 1. P. 496. doi 10.7868/S0207352817050122
21. *Seki T., Matsuo J., Takaoka G.H.* // AIP Conf. Proc. 2003. V. 680. P. 715.
22. *Иешкин А.Е., Ермаков Ю.А., Черныш В.С.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. № 22. С. 8.
23. *Berkling K., Helbing R., Kramer K. et al.* // Z. Phys. 1962. V. 166. P. 406.
24. *Seki T., Matsuo J.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2007. V. 261. № 1–2. P. 647. doi 10.1016/j.nimb.2007.04.004
25. *Gspann J., Körting K.* // J. Chem. Phys. 1973. V. 59. № 9. P. 4726
26. *Karnbach R., Joppien M., Stapelfeldt J. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 1993. V. 64. № 10. P. 2838. doi 10.1063/1.1144371
27. *Toyoda N., Kimura A., Yamada I.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2016. V. 371. P. 317. doi 10.1016/j.nimb.2015.11.021

Development of a Gas Cluster Ion Source and Its Application for Surface Treatment

**V. O. Pelenovich, X. M. Zeng, A. E. Ieshkin, V. S. Chernysh,
A. B. Tolstogouzov, B. Yang, D. J. Fu**

A custom-built gas cluster ion source with energy up to 20 keV has been constructed. Ar, CO₂, N₂ and O₂ are used as working gases. Clusters are formed by metal conical nozzles with critical diameters of 65–135 μm and cone angle of 14 deg. To facilitate evacuation of chambers we use pulse mode of nozzle feeding. This allows increasing the gas pressure in the stagnation zone (inlet pressure) up to 15 bar. The current of the clusters with energy of 20 keV is 20 μA, the maximal current density is 3 μA/cm². Mass-spectra of the argon clusters formed at different pressures and ionizing electron energy are studied by time-of-flight spectroscopy. Inlet pressure dependence of the mean cluster size is considered as a function of the condensation parameter Γ*. Argon cluster beam is used to smooth surface of a titanium coating and pressed nano powder of the silicon. Roughness of the Ti coating surface decreases from 3.87 to 0.78 nm, removal of micro particles from the surface is also observed. In the case of Si surface, besides the smoothing effect formation of 100 nm craters is observed.

Keywords: crater formation, gas cluster ion beam, surface smoothing, time-of-flight mass-spectra.