

02;11;12

Эмиссия квазитепловых ионов при бомбардировке твердого тела кластерными ионами

© С.Н. Морозов, У.Х. Расулев

Институт электроники им. У.А. Арифова АН Республики Узбекистан,
100125 Ташкент, Узбекистан
e-mail: rasulev@aie.uz

(Поступило в Редакцию 1 июля 2008 г.)

Проведены сравнительные исследования особенностей эмиссии квазитепловых атомарных и кластерных ионов при бомбардировке мишеней из V, Nb, Ta, Au, In кластерными ионами Au_m^- ($m = 1-9$), а также мишеней из Si, Bi кластерными ионами Au_m^- ($m = 1-9$), Bi_m^- ($m = 1-5$) в диапазоне значений энергий $E_0 = 6-21$ keV. При бомбардировке тяжелыми кластерными ионами доля квазитепловой компоненты в энергетических спектрах распыленных атомарных ионов достигала 50% (V, In, Au), 70% (Nb) и более 90% (Ta). Наблюдался также заметный вклад квазитепловых ионов в эмиссию малых кластерных ионов Au_n^+ , In_n^+ , Bi_n^+ ($n = 2-7$). Результаты обобщающих исследований выявляют аргументы в пользу наличия режима тепловых пиков при кластерной бомбардировке и его существенного вклада в эмиссию атомарных и малых кластерных ионов.

PACS: 79.20.Rf, 79.40.+z, 36.40.Wa, 68.49.Sf

Введение

Отклонение экспериментальных данных по распылению твердого тела от линейной теории Thompson—Sigmund при бомбардировке тяжелыми и особенно кластерными ионами объясняется появлением нелинейных каскадов столкновений или так называемых столкновительных пиков [1–3]. В результате выделения большей энергии большинство атомов в каскадах столкновений приходит в движение, а средняя энергия на атом приближается к энергии дефектообразования. Развитие нелинейных каскадов при кластерной бомбардировке приводит к неаддитивному (по количеству атомов в бомбардирующем ионе) увеличению коэффициентов эмиссии вторичных ионов, особенно кластерных [4–6].

Применение линейного уравнения Больцмана, на котором основана линейная теория распыления, в условиях существования плотных столкновительных пиков становится некорректным. Одним из способов интерпретации нелинейных каскадов столкновений является понятие тепловых пиков. Однако единой терминологии не выработано и не все исследователи склонны напрямую связывать эти понятия. Исторически понятие о тепловых пиках возникло гораздо раньше современных концепций распыления в попытке простого термического толкования эмиссионных явлений при взаимодействии ускоренных атомарных ионов с поверхностью. Претерпев серьезную критику в процессе становления современных теорий распыления и на некоторое время забытая, концепция тепловых зон привлекает внимание в новом качестве для описания нелинейных каскадов высокой плотности [7–12].

Предполагается, что тепловые пики — это относительно долгоживущие (до 10^{-11} s) высокотемпературные области, индуцированные столкновением иона с поверхностью, в которых может устанавливаться локаль-

ное термодинамическое равновесие, и распределение кинетических энергий атомов мишени близко по форме к максвелл-больцмановскому. Когда тепловые пики примыкают к поверхности, из них может происходить испарение атомов и ионов, дающее дополнительный вклад в распыление и ионную эмиссию.

Имеется ряд экспериментальных исследований, в которых наблюдались эффекты, связанные с проявлением режима плотных нелинейных каскадов столкновений. При бомбардировке тяжелых металлов тяжелыми ионами в энергетических спектрах распыленных атомов обнаруживался заметный сдвиг максимума в сторону низких энергий, а при бомбардировке кластерными ионами обнаруживался неаддитивный рост коэффициентов распыления [10–13]. Эти особенности анализировались как на основе представлений об испарении из тепловых пиков [7–12], так и в предположении изменения энергии связи атомов в случае плотных нелинейных каскадов [13]. Выполнен ряд теоретических расчетов в рамках модели тепловых пиков, которые качественно описывают наблюдаемое увеличение коэффициентов распыления и изменения в энергетических спектрах распыленных частиц [7,8].

Важно отметить, что большинство экспериментальных работ и соответствующих модельных расчетов выполнено для относительно высоких энергий бомбардирующих ионов от десятков до сотен килоэлектронвольт в условиях протяженных в глубь мишени каскадов столкновений. При этом форма теплового пика представлялась либо сферической, либо цилиндрической, вытянутой в глубь мишени. В таких условиях пересечение теплового пика с поверхностью мишени относительно невелико и влияние его на эмиссию вторичных частиц соответственно не столь значительно.

Известно, что выход распыленных частиц происходит из тонкого поверхностного слоя, составляющего по

оценкам 0.2–0.4 nm [14,15]. Очевидно, что испарение вторичных частиц происходит только из поверхностного слоя атомов. Наиболее четко переход к режиму нелинейных каскадов и тепловых пиков наблюдается при бомбардировке тяжелыми кластерными ионами.

Кластерная бомбардировка дает уникальную возможность резкого увеличения плотности выделяемой энергии при торможении кластерного иона, поскольку удельная потеря энергии dE/dx пропорциональна количеству атомов в кластере в условиях одинаковой начальной энергии, приходящейся на атом. При этом очень существенным, а возможно и определяющим, фактором является то обстоятельство, что достаточная для образования тепловых пиков плотность выделения энергии при торможении ($\sim 5\text{--}10\text{ keV/nm}$) достигается уже при относительно низких кинетических значениях энергии до 2–5 keV на атом для кластерных бомбардирующих ионов и мишеней из тяжелых элементов. Образуются приповерхностные тепловые пики, которые могут приводить к различного рода тепловым эмиссионным процессам.

Одним из проявлений тепловых пиков должна быть эмиссия вторичных ионов с тепловыми энергиями. Несмотря на важность этого явления с точки зрения технических приложений, например для диагностики поверхности, до сих пор ему не уделялось должного внимания. Впервые выраженная эмиссия квазитепловых атомарных ионов наблюдалась в работе [16] при бомбардировке тантала кластерными ионами Au_m^- ($m = 1\text{--}9$) в диапазоне энергий до нескольких килоэлектронвольт на атом в бомбардирующем кластере. В последующей серии экспериментальных исследований для ряда металлов [6,17–19] были получены аналогичные результаты по эмиссии квазитепловых ионов V^+ , Nb^+ , Ta^+ , Au^+ , Au_2^+ , In^+ , In_2^+ , In_3^+ при кластерной бомбардировке. Наблюдалось значительное неаддитивное увеличение выхода квазитепловых ионов с ростом количества атомов в бомбардирующих кластерах.

Наиболее естественно связать эмиссию квазитепловых ионов с возникновением режима примыкающих к поверхности тепловых пиков. Эти исследования могут продвинуть фундаментальные представления по распылению и вторичной ионной эмиссии в условиях образования плотных каскадов столкновений.

В настоящей работе обобщаются и дополняются результаты исследований проявления режима тепловых пиков во вторичной ионной эмиссии при бомбардировке широкого круга металлов (V, Nb, Ta, Au, In, Si и Bi) различными кластерными ионами (Au_m^- , B_m^- , C_m^- , Si_m^-) с энергией $E_0 = 6\text{--}21\text{ keV}$, выполненных в одинаковых экспериментальных условиях.

Методика

Использовалась модернизированная экспериментальная установка, имеющая в своем составе источник кластерных ионов, магнитный сепаратор первичных ионов

и магнитный анализатор вторичных ионов на базе масс-спектрометра МИ 1201 [20]. Первичные отрицательные кластерные ионы Au_m^- , Bi_m^- , Si_m^- и C_m^- получались путем распыления соответственно золота, висмута, кремния и графита ионами Cs^+ с энергией 4.5 keV. Бомбардировка мишеней кластерными ионами производилась под углом 45° , а сбор вторичных ионов осуществлялся по нормали к поверхности, при этом на мишень подавался положительный потенциал 2000 V.

Токи первичных кластерных ионов, измеренные с помощью цилиндра Фарадея в области исследуемой мишени, составляли для Au_1^- , Au_2^- , Au_3^- , Au_5^- , Au_7^- , Au_9^- — 1, 0.22, 0.35, 0.035, 0.012, 0.005 nA, для Bi_1^- , Bi_2^- , Bi_3^- , Bi_4^- , Bi_5^- — 0.1, 0.4, 0.28, 0.1, 0.11 nA, для Si_1^- , Si_2^- , Si_3^- , Si_4^- , Si_5^- , Si_6^- — 1.1, 1.5, 0.4, 0.1, 0.04, 0.02 nA, а для C_1^- , C_2^- , C_4^- , C_6^- , C_8^- , C_{10}^- — 1, 3.5, 0.65, 0.15, 0.045, 0.018 nA соответственно. Плотность тока первичных ионов Au_m^- , Bi_m^- , Si_m^- и C_m^- на мишени составляла от 0.3 до 50 nA/cm² для разных m . Диапазон энергий бомбардирующих ионов составлял $E_0 = 6\text{--}21\text{ keV}$. Распределения по энергиям вторичных ионов определялись из анализа формы соответствующих масс-спектрометрических линий с учетом энергетического разрешения установки. На стадии измерений откачка производилась только ионно-сублимационными насосами, при этом вакуум был не менее $3 \cdot 10^{-6}$ Pa. Очистка поверхности тугоплавких металлов V группы (V, Nb, Ta) достигалась прогревом до температур, близких к температуре плавления. Поверхность Si-мишени очищалась прогревом до 800°C. Поверхность мишеней In, Au и Bi очищалась путем травливания нескольких атомных слоев длительной ионной бомбардировкой. Чистота поверхности контролировалась по отсутствию ионов окислов во вторичных масс-спектрах.

Результаты и их обсуждение

Исследована эмиссия вторичных ионов V_n^+ ($n = 1\text{--}14$), Nb_n^+ ($n = 1\text{--}19$), Ta_n^+ ($n = 1\text{--}11$), Au_n^+ ($n = 1\text{--}9$), In_n^+ ($n = 1\text{--}15$), Si_n^+ ($n = 1\text{--}11$) и Bi_n^+ ($n = 1\text{--}9$) при бомбардировке соответствующих мишеней кластерными ионами Au_m^- ($m = 1\text{--}9$).

Для сравнения, при бомбардировке мишени Bi использовались также ионы Bi_m^- ($m = 1\text{--}5$), а при исследованиях с кремниевой мишенью ионы Bi_m^- ($m = 1\text{--}5$), C_m^- ($m = 1\text{--}6$) и Si_m^- ($m = 1\text{--}6$).

В качестве примера на рис. 1 приведено семейство нормированных на первичный ионный ток масс-спектров вторичной ионной эмиссии при бомбардировке мишени из ниобия кластерными ионами Au_m^- ($m = 1\text{--}9$) с энергией 21 keV. Сравнительный анализ измеренных в одинаковых экспериментальных условиях масс-спектров и энергетических распределений вторичных ионов при распылении мишеней из V, Nb, Ta, Au, In, Si и Bi различными кластерными ионами выявил следующие основные закономерности.

Во всех случаях наблюдается существенное нелинейное увеличение эмиссии вторичных кластерных ионов

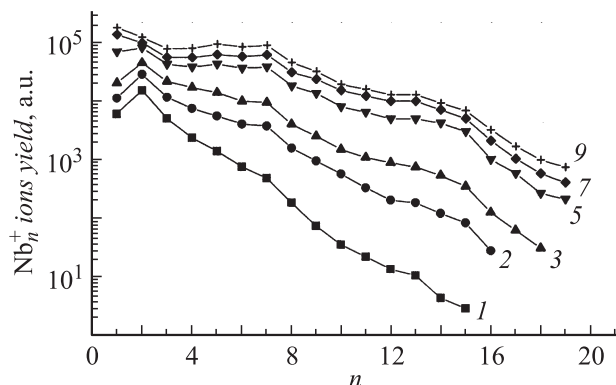


Рис. 1. Нормированные на первичный ионный ток масс-спектры вторичной ионной эмиссии при бомбардировке мишени из ниобия кластерными ионами Au_m^- ($m = 1-9$) с энергией 21 keV. Номера кривых соответствуют значениям m . n — количество атомов в ионах Nb_n^+ .

с ростом числа атомов в бомбардирующем кластерном ионе. Как правило, приращение выхода эмиссии с ростом количества атомов, составляющих бомбардирующий кластер, наиболее существенно проявляется для вторичных кластерных ионов с большим количеством атомов.

Наглядную количественную оценку нелинейности и неаддитивности увеличения эмиссии вторичных ионов при переходе от атомарной к кластерной бомбардировке дают коэффициенты неаддитивности $K_{mm'}(n)$. Эти коэффициенты характеризуют дополнительный неаддитивный рост выхода вторичных n -атомных кластерных ионов при переходе от бомбардирующих кластерных ионов, состоящих из m' атомов к ионам, состоящим из m атомов. Для определения коэффициентов неаддитивности необходимо проведение измерений эмиссии при равных кинетических энергиях, приходящихся на атом в бомбардирующем кластере ($E_0 m = \text{const}$).

Парциальные коэффициенты неаддитивности выхода вторичных ионов определяются по формуле:

$$K_{mm'}(n) = m' Y_{nm} / m Y_{nm'},$$

где Y_{nm} и $Y_{nm'}$ — выходы n -атомного вторичного кластерного иона под действием m - и m' -атомного бомбардирующего иона при одинаковых энергиях на атом в первичном кластере. Коэффициенты неаддитивности для всех исследованных мишеней достигали значительных величин. Например, при переходе от бомбардировки атомарными ионами Au^- к кластерным ионам Au_3^- с энергией $E_0/m = 6$ keV соответствующие коэффициенты неаддитивности K_{31} эмиссии вторичных кластерных ионов с количеством составляющих их атомов $n = 9-10$ для ряда металлических мишеней и кремния достигали следующих величин: 60 (Ta), 75 (Nb), 80 (V), 20 (In), 80 (Au), 50 (Si), 15–20 (Bi). Сравнение коэффициентов неаддитивности выхода вторичных кластерных ионов для кремниевой и висмутовой мишени при бомбардировке кластерными ионами Au_m^- и Bi_m^- показало, что

коэффициенты неаддитивности повышаются при переходе к более тяжелым бомбардирующим ионам Bi_m^- при равном количестве составляющих их атомов. Например, коэффициенты K_{31} для Si-мишени в среднем возрастают на 30–40% при переходе от Au_m^- к Bi_m^- бомбардирующим ионам.

Измерение относительных распределений по кинетическим энергиям вторичных ионов показало, что практически для всех исследованных мишеней при увеличении количества атомов в бомбардирующих кластерных ионах начиная с определенного порогового значения наблюдается резкий рост эмиссии вторичных атомарных ионов с квазитепловыми энергиями. Пороговое значение количества атомов в бомбардирующем кластерном ионе, после которого происходит резкий рост тепловой компоненты вторичной ионной эмиссии, зависит от комбинации ион-мишень.

На рис. 2 представлены относительные распределения по кинетическим энергиям расплывенных атомарных ионов V^+ при бомбардировке мишени из ванадия различными кластерными ионами золота. Там же для сравнения приведен контур испаренного пика V^+ , измеренного при нагреве мишени до 1800 K в отсутствие ионной бомбардировки, который, являясь тепловым, характеризует энергетическое разрешение масс-спектрометра. Аналогичные спектры получены для атомарных ионов Ta^+ , Nb^+ , Au^+ и In^+ [6,16–19]. Для всех спектров при бомбардировке атомарными ионами наблюдаются закономерности свойственные каскадно-столкновительному механизму эмиссии, а именно: максимумы энергетических распределений атомарных вторичных ионов сдвинуты относительно испаренных пиков на 2–3 eV для Au^+ , In^+ и 4–5 eV для Ta^+ , Nb^+ , V^+ , что составляет примерно половину от энергии сублимации, а падение интенсивности с ростом энергии относительно медленное.

С увеличением количества атомов в бомбардирующих ионах (начиная с $m = 2$ для Au^+ , In^+ , с $m = 3$ для Ta^+ и с $m = 5$ для V^+ , Nb^+) в распределениях по энергиям

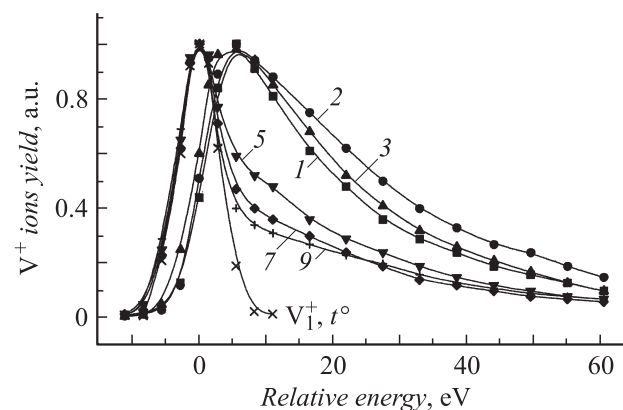


Рис. 2. Нормированные энергетические распределения вторичных атомарных ионов V^+ при бомбардировке кластерными ионами Au_m^- ($E_0 = 18$ keV). Номера кривых соответствуют значениям m .

вторичных ионов появляется квазитепловая компонента, которая резко возрастает с увеличением m . В результате максимумы энергетических распределений смещаются, а сами энергетические распределения трансформируются и в целом приближаются к квазитепловым (максвелл-большмановским). Если для металлов V группы (V, Nb, Ta) квазитепловая компонента появлялась только в эмиссии атомарных ионов, то в случае золота аналогичное явление наблюдалось и для вторичных ионов димеров Au_2^+ , а в случае индия — для ионов димеров и тримеров In_2^+ и In_3^+ .

На рис. 3 представлены нормированные на единицу относительные энергетические распределения выхода ионов Au_2^+ , In_2^+ и In_3^+ при бомбардировке кластерными ионами Au_m^- с энергией $E_0 = 18 \text{ keV}$. Как видно из графиков, наблюдается обогащение энергетических спектров квазитепловыми ионами при увеличении количества атомов в бомбардирующих кластерах. Вероятно, из области

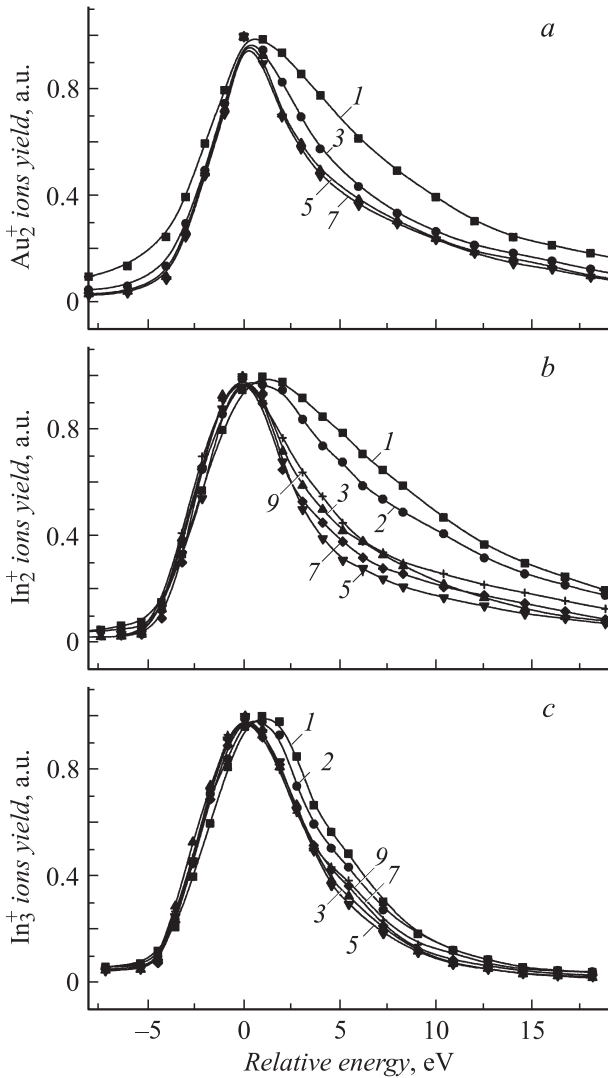


Рис. 3. Нормированные энергетические распределения вторичных ионов Au_2^+ (a), In_2^+ (b), In_3^+ (c) при бомбардировке кластерными ионами Au_m^- ($E_0 = 18 \text{ keV}$). Номера кривых соответствуют значениям m .

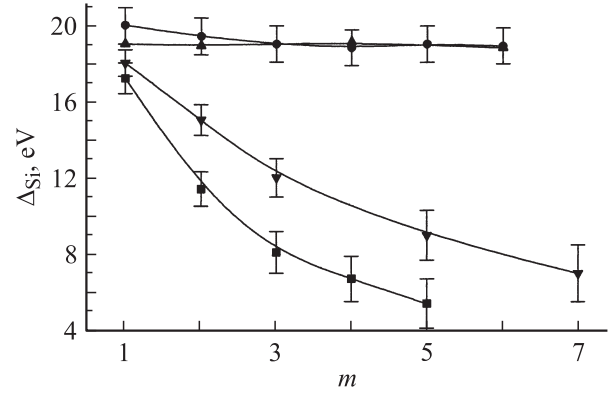


Рис. 4. Графики зависимости ПШПМ (Δ_{Si}) вторичных ионов Si^+ для различных типов бомбардирующих кластерных ионов ($\blacksquare - \text{Vi}_m^-$, $\bullet - \text{Si}_m^-$, $\blacktriangle - \text{C}_m^-$, $\blacklozenge - \text{Au}_m^-$). m — количество атомов в бомбардирующих ионах.

теплового пика происходит эффективное испарение, в том числе в виде ионов димеров золота и тримеров индия. Известно, что некоторые металлы, в частности с достраиваемой p -оболочкой, склонны к испарению в виде небольших кластеров.

При кластерной бомбардировке Si-мишени наблюдалось характерное изменение формы энергетических распределений вторичных атомарных ионов Si^+ и появление низкоэнергетической квазитепловой компоненты, которая резко возросла с увеличением количества атомов в бомбардирующих кластерных ионах. Для сравнения энергетических распределений распыленных атомарных ионов измерена полная ширина энергетических спектров на полувысоте максимума распределения (ПШПМ) при распылении кремния кластерными ионами Au_m^- , Vi_m^- , а также Si_m^- и C_m^- .

На рис. 4 приведены графики зависимости ПШПМ вторичных ионов Si^+ от количества атомов в различных бомбардирующих ионах. При бомбардировке тяжелыми ионами Vi_m^- и Au_m^- происходит резкое уменьшение ПШПМ атомарных ионов Si^+ с увеличением количества атомов (m) в бомбардирующих кластерных ионах, связанное с ростом вклада квазитепловых вторичных ионов. При бомбардировке относительно легкими кластерными ионами Si_m^- и C_m^- ширина энергетических спектров практически не меняется, демонстрируя, что режим каскадов высокой плотности или тепловых пиков не достигается при бомбардировке кремниевой мишени легкими кластерными ионами.

Измерения масс-спектров эмиссии вторичных ионов при бомбардировке висмутовой мишени кластерными ионами Au_m^- и Vi_m^- выявили некоторые особенности по сравнению с другими металлами.

На рис. 5 приведены графики ПШПМ вторичных ионов Vi_n^+ для бомбардирующих ионов Au_m^- и Vi_m^- , скорректированные с учетом энергетического разрешения экспериментальной установки. Как видно, с увеличением количества атомов в бомбардирующих ионах энергетические распределения вторичных ионов сужаются и

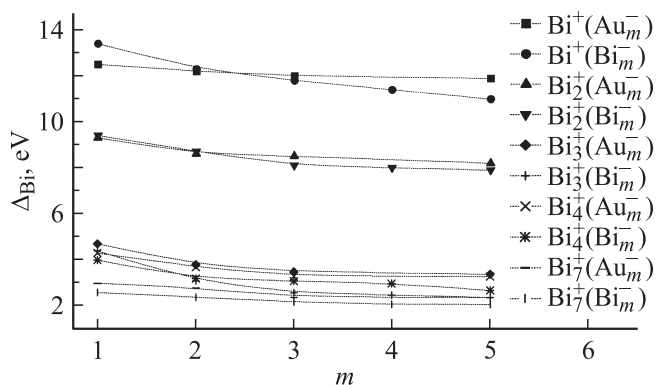


Рис. 5. Графики зависимости ПШПМ (Δ_{Bi}) вторичных кластерных ионов Bi_n^+ от количества атомов (m) в бомбардирующих кластерных ионах Au_m^- и Bi_m^- .

для вторичных кластеров с числом составляющих их атомов $n > 2$ приближаются к квазитепловым. Однако в отличие от других исследованных металлов, когда наиболее характерным индикатором перехода к режиму теплового пика был резкий рост выхода квазитепловых атомарных ионов, в случае висмута энергетические распределения атомарных ионов и ионов димеров остаются уширенными, хотя и имеют тенденцию к сужению с ростом m . Вероятно, это связано с большим вкладом рассеянных (в случае $Bi_m^- \rightarrow Bi$) и прямо выбитых ионов в пик атомарных ионов, с учетом близости масс бомбардирующих атомов и атомов мишени.

Действительно, расчет с помощью программного пакета ТРИМ показывает, что выход отраженных частиц составляет порядка 10% от первичного ионного пучка. Кроме того, атомарные ионы висмута имеют относительно большие потенциалы ионизации, а димеры имеют квазизаполненную внешнюю электронную оболочку — $6p$ -электронов и эти обстоятельства приводят к относительно низкой эффективности их ионизации в области теплового пика. Исходя из экспериментально наблюдаемых низких энергий вторичных кластерных ионов Bi_n^+ со значениями n до 5–7 можно предположить, что в случае бомбардировки Bi -мишени тяжелыми кластерными ионами выход вторичных ионов с n до 5–7 в большой мере определяется испарением из области тепловых пиков. Усиление влияния режима теплового пика с увеличением количества атомов в бомбардирующем кластере проявляется в неаддитивном росте выхода малых вторичных кластеров и уменьшении значений кинетической энергии.

Есть основания полагать, что эмиссия квазитепловых ионов в результате испарения из области тепловых пиков дает вклад во вторичную эмиссию наряду с обычным каскадно-столкновительным механизмом и является дополнительным каналом ионообразования. Эти процессы можно считать независимыми, поскольку установление локального термодинамического равновесия в каскаде, а следовательно, и процесс испарения ионов, существенно запаздывают во времени относительно выхода ионов, связанного со столкновительным механизмом.

Характерное время существования столкновительного каскада 10^{-13} с, а оценка времени развития теплового пика — 10^{-11} с [21]. Исходя из этого предположения по форме энергетических спектров можно выделить квазитепловую компоненту эмиссии атомарных ионов путем вычитания обычной каскадно-столкновительной компоненты, характерной для бомбардировки атомарными ионами. Выделенная таким образом квазитепловая компонента эмиссии атомарных ионов достигает 50–60% (V, In, Au), 70% (Nb) и более 90% (Ta) от суммарного выхода соответствующих ионов при бомбардировке ионами Au_9^- . Выход квазитепловых атомарных ионов неаддитивно возрастает с ростом количества атомов в бомбардирующих кластерных ионах, а также с увеличением энергии бомбардирующих ионов. Типичные графики соответствующих зависимостей даны на рис. 6.

Коэффициенты неаддитивности увеличения выхода квазитепловых ионов при увеличении m в бомбардирующих ионах Au_m^- достигают высоких значений. Например, для квазитепловых вторичных ионов Ta^+ фактор неаддитивности $K_{39} \sim 30$ при энергии 2 keV/atom в бомбардирующем ионе Au_m^- ; для вторичных ионов In^+ $K_{25} \sim 60$ при энергии 3 keV/atom в бомбардирующих кластерных ионах Au_m^- .

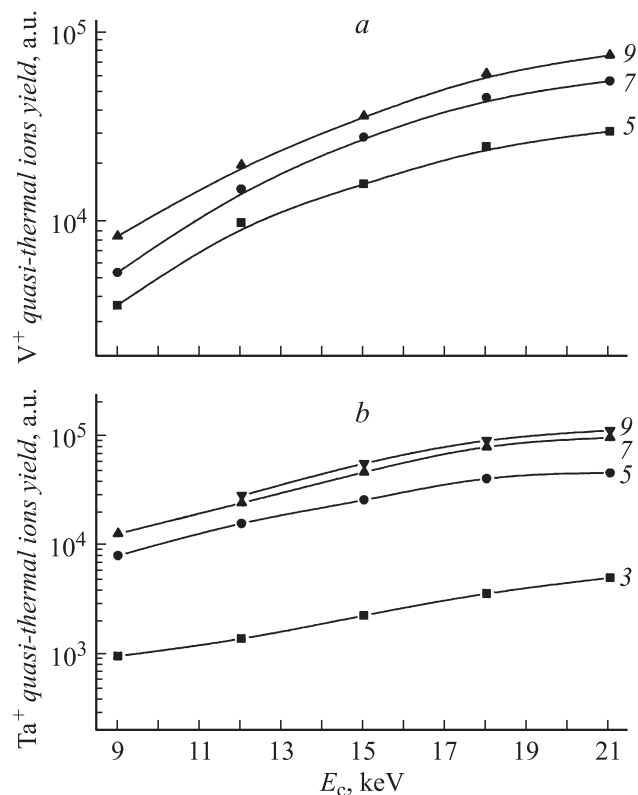


Рис. 6. Нормированный на ток первичных ионов выход квазитепловых ионов V^+ (a) и Ta^+ (b) при бомбардировке кластерными ионами Au_m^- . Номера кривых соответствуют значениям m .

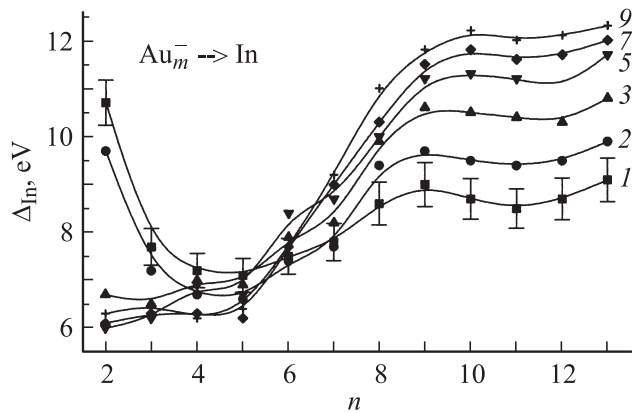


Рис. 7. Графики значений ПППМ Δ_{In} энергетического распределения ионов In_n^+ в зависимости от количества атомов в распыленном (n) и бомбардирующем (m) ионе. Номера кривых соответствуют значениям m .

Появление квазитепловой компоненты при кластерной бомбардировке характерно для атомарных распыленных ионов металлов V группы (V^+ , Nb^+ , Ta^+) для Si^+ , Au^+ , Au_2^+ , In^+ , In_2^+ , In_3^+ и Bi_n^+ ($n = 2-7$). Как правило, для большинства исследованных металлов энергетические распределения вторичных кластерных ионов с $n > 3$ значительно шире тепловых и уширяются с ростом числа атомов в бомбардирующем кластере. Из исследованных металлических мишеней только у индия и висмута зона влияния теплового испарения на выход вторичных кластеров охватывает и малые вторичные кластерные ионы с количеством составляющих их атомов до 4–5 (In) и до 7 (Bi).

Характерный переход в поведении выхода квазитепловых вторичных кластерных ионов с ростом количества атомов в бомбардирующих кластерах иллюстрируется на рис. 7 для индиевой мишени. Как видно из графиков, в области $n < 5$ разброс энергий вторичных ионов уменьшается с ростом количества атомов в бомбардирующем ионе и приближается к тепловым для больших m . При увеличении n больше 5 происходит рост энергий вторичных ионов и инверсия зависимости от количества атомов в бомбардирующем кластере. Энергии вторичных кластеров становятся существенно больше тепловых и монотонно возрастают с ростом m . Разница в поведении энергетических спектров малых ($n \leq 5$) и больших распыленных кластеров, возможно, указывают на вклад различных механизмов их образования. Так, вероятно, в области $n \leq 5$ (In) и $n \leq 7$ (Bi) существенный вклад в эмиссию вторичных кластерных ионов вносит испарение из тепловых пиков, образующихся при бомбардировке кластерными ионами. Таким образом, кластерная бомбардировка создает новый канал эмиссии атомарных ионов и малых вторичных кластерных ионов, связанный с испарением из области приповерхностных тепловых пиков.

Заключение

В процессе распыления образцов чистых металлов кластерными ионами Au_m^- ($m = 1-9$), Bi_m^- ($m = 1-5$) обнаружен резкий рост эмиссии вторичных ионов V^+ , Nb^+ , Ta^+ , Au^+ , Au_2^+ , In^+ , In_2^+ , In_3^+ , Si^+ и Bi_n^+ ($n = 2-7$) с квазитепловыми энергиями при увеличении количества атомов в бомбардирующем кластерном ионе. Квазитепловая компонента в эмиссии вторичных ионов наблюдается начиная с характерных для каждого металла пороговых значений количества атомов в бомбардирующих кластерных ионах.

Выход квазитепловых вторичных ионов возрастает с ростом энергии бомбардирующих ионов и для ряда металлов может давать основной вклад во вторичную эмиссию атомарных ионов при бомбардировке тяжелыми кластерными ионами с количеством составляющих их атомов $m \geq 5-7$.

Результаты проведенных исследований являются экспериментальным свидетельством образования тепловых пиков и их существенной роли в распылении и вторичной ионной эмиссии при бомбардировке кластерными ионами с относительно небольшими энергиями до нескольких килоэлектронвольт на атом. Изучение влияния режима теплового пика при кластерной бомбардировке на вторично-эмиссионные процессы важно для более глубокого понимания физики ионного распыления и может найти важные технические приложения, например для усовершенствования метода анализа поверхности с помощью вторично-ионной масс-спектропии.

Список литературы

- [1] Распыление под действием бомбардировки частицами / Пер. с англ.; под ред. Р. Бериша и К. Виттмака. Вып. III. М.: Мир, 1998. 551 с.
- [2] Andersen H.H. // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1993. Vol. 43. P. 127.
- [3] Sigmund P. // Nucl. Instr. Meth. B. 1987. Vol. 27. P. 1.
- [4] Bounaau S., Brunelle A., Della-Negra S., Depauw J., Jacquet D., Le Beyec Y., Pautrat M., Fallavier M., Poizat J.C., Andersen H.H. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 144 106.
- [5] Belykh S.F., Habets B., Rasulev U.Kh., Samartsev A.V., Stroeve L.V., Vervovkin I.V. // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. Vol. 164–165. P. 809.
- [6] Morozov S.N., Rasulev U.Kh. // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. Vol. 203. P. 192.
- [7] Sigmund P., Claussen C. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. P. 990.
- [8] Claussen C. // Nucl. Instr. Meth. 1982. Vol. 194. P. 567.
- [9] Merkle K.L., Jager W. // Philos. Mag. A. 1981. Vol. 44. N 4. P. 741.
- [10] Andersen H.H., Bay H.L. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. P. 953.
- [11] Ahmad S., Farmey B.W., Thompson M.W. // Nucl. Instr. Meth. 1980. Vol. 170. P. 327.
- [12] Ahmad S., Farmery B.W., Thompson M.W. // Philos. Mag. 1981. Vol. 44. P. 1383.
- [13] Johar S.S., Thompson D.A. // Surface Science. 1979. Vol. 90. P. 319.

- [14] *Kelly R., Oliva A.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1986. Vol. 13. P. 283.
- [15] *Falcone G.* // EAY. 1992. Т. 162. С. 71.
- [16] *Морозов С.Н., Расулев У.Х.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 2. С. 77.
- [17] *Morozov S.N., Rasulev U.Kh.* // Appl. Surf. Sci. 2004. Vol. 231–232. P. 78.
- [18] *Морозов С.Н., Расулев У.Х.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. № 3. С. 393.
- [19] *Морозов С.Н., Расулев У.Х.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 8. С. 1192.
- [20] *Akhunov Sh., Morozov S.N., Rasulov U.Kh.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. Vol. 203. P. 146.
- [21] *Sigmund P. and Szymanski M.* // Appl. Phys. A. 1984. Vol. 33. P. 141.