

Обнаружение эмиссии положительных и отрицательных ионов в результате трех- и четырехкратных столкновений в твердом теле при бомбардировке ионами аргона кэВ-энергий

П. Ю. Бабенко¹⁾, А. П. Шергин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 июня 2006 г.

После переработки 28 августа 2006 г.

В энергетических спектрах положительных и отрицательных ионов, эмитированных при облучении мишеней из С, Si, Ge и In ионами Ar^+ с энергией $2 \div 5$ кэВ, обнаружены частицы, покинувшие твердое тело в результате нескольких последовательных парных соударений. Появление структуры в спектрах, отвечающей последовательности из трех и четырех столкновений в твердом теле, может быть обусловлено селективной ролью поверхности, наподобие эффекта каналирования в кристаллах.

PACS: 34.50.Dy

Изучению процессов рассеяния, распыления и вторичной ионной эмиссии при ионной бомбардировке поверхности посвящено большое количество работ [1], так как на основе этих процессов созданы эффективные, широко используемые в настоящее время методы анализа поверхности. Доля заряженных положительных или отрицательных ионов в полном потоке частиц, вылетающих с поверхности при ионной бомбардировке, меняется в широких пределах $10^{-7} \div 10^{-1}$. Как известно, характерными особенностями энергетического спектра рассеянных частиц являются пики однократного и двукратного рассеяний налетающего иона на атомах мишени и пик частиц отдачи. Спектр распыленных вторичных ионов описывается каскадной теорией [1] и имеет максимум в области энергий $E = 10 \div 20$ эВ для положительных ионов и $E = 2 \div 4$ эВ – для отрицательных. При больших энергиях спектр вторичных ионов спадает, как $1/E^2$. В ряде случаев [2] в спектрах рассеянных положительных ионов наблюдался второй максимум с энергией в несколько сотен электронвольт, сравнимый по интенсивности с главным максимумом. Было предположено [3], что появление вторичных ионов с такими энергиями обусловлено распылением атома мишени в возбужденном состоянии с вакансией во внутренней оболочке. О каких-либо других особенностях энергетических спектров положительно заряженных ионов в литературе не упоминается. Что касается спектров рассеянных или распыленных отрицательных ионов, то данных по их исследованию очень мало.

В настоящей работе измерялись энергетические распределения заряженных частиц, возникающих при ионной бомбардировке поверхности. Использовались аморфные мишени из С и In и монокристаллы Si(111) и Ge(111). Измерения проводились на высоковакуумной установке, описанной в [4]. Ионы, рассеянные на малые углы $\theta = 0 \div 30^\circ$ (по отношению к направлению первичного пучка), анализировались электростатическим анализатором Юза–Рожанского с разрешением $9 \cdot 10^{-3}$ (исследовался случай зеркального рассеяния, когда угол падения ионов на мишень α равен половине угла рассеяния $\alpha = \theta/2$). Частицы, эмитированные под углом $\theta = 129^\circ$ к направлению первичного пучка, анализировались по энергии в цилиндрическом анализаторе с разрешением $4 \cdot 10^{-2}$. В этом случае угол падения пучка на мишень $\alpha = 20^\circ$. Остаточное давление в аналитической камере составляло 10^{-9} мм.рт.ст. Для очистки поверхности мишени перед измерениями подвергались травлению первичным пучком ионов Ar^+ при плотности тока на образец ~ 10 мкА/см². При вышеуказанном давлении в камере и плотности тока первичных ионов на мишень число частиц, распыляемых с поверхности, на 2–3 порядка больше, чем число молекул остаточного газа, падающих на поверхность за то же время, то есть поверхность мишени “динамически” чистая.

В спектрах положительных частиц наблюдались первичные ионы Ar^+ , рассеянные мишенью, и ионы отдачи M^+ (M^+ – обозначение атома мишени). При работе с отрицательными частицами регистрировались электроны и ионы отдачи M^- , обладающие сродством к электрону. В качестве примера на рис.1 приведены энергетические спектры отрицательных

¹⁾e-mail: babenko@npd.ioffe.ru

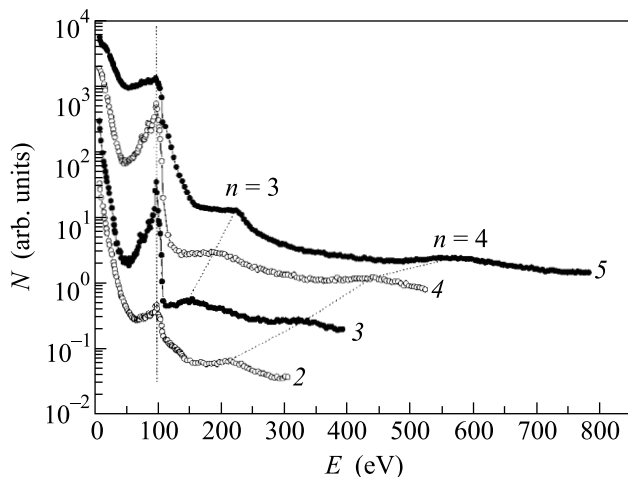


Рис.1. Энергетические спектры отрицательных частиц, эмитированных при бомбардировке мишени из Si ионами Ar^+ с энергией E_0 : $2 \div 5$ кэВ (значения E_0 указаны цифрами рядом с соответствующими кривыми). Угол наблюдения $\theta = 129^\circ$. (Максимумы, интерпретируемые нами как результат трех- и четырехкратных столкновений в твердом теле соединены пунктирными линиями и обозначены $n = 3$ и $n = 4$, соответственно

частиц, образующихся при бомбардировке мишени из Si. Хорошо виден пик оже-электронов с энергией ~ 100 эВ, связанный с образованием и распадом L -вакансии в атоме кремния. При больших энергиях в спектрах наблюдаются два широких распределения, положение которых, в отличие от оже-пика, меняется прямо пропорционально энергии первичного пучка E_0 .

Для понимания природы обнаруженных широких распределений на рис.2 приведены спектры частиц, измеренные при двух существенно разных углах наблюдения. На рис.2а показан спектр для угла наблюдения $\theta = 12^\circ$ в случае мишени из Si. В спектре хорошо видны пики однократного (SS) и двукратного (DS) рассеяния ионов Ar^+ и пик (RS) ионов Si^+ , выбитых в результате столкновения первичного иона Ar^+ с атомом мишени. На рис.2б показаны спектры положительных и отрицательных частиц при работе с мишенью из Ge, измеренные для угла наблюдения $\theta = 129^\circ$. Спектр положительных ионов состоит из: низкоэнергетической части, связанной с каскадным распылением атомов мишени, пика однократно рассеянных ионов Ar^+ (SS), интенсивного пика двукратно рассеянных ионов Ar^+ (DS), и широкого распределения, расположенного правее пика двукратного рассеяния. В спектре отрицательных частиц видны два максимума при $E/E_0 \cong 0.02$ и 0.2 . Как показали измерения, положение этих максимумов прямо про-

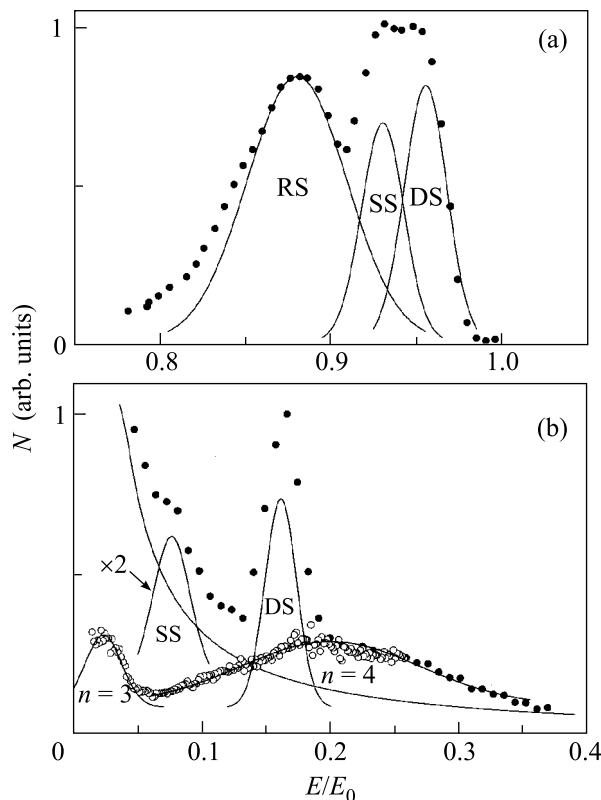


Рис.2. а) Энергетический спектр положительных ионов, образованных при бомбардировке мишени из Si ионами Ar^+ с энергией $E_0 = 5$ кэВ для угла наблюдения $\theta = 12^\circ$. б) Спектры положительных и отрицательных частиц при бомбардировке мишени из Ge ионами Ar^+ (энергия бомбардирующих ионов при измерении спектра положительных частиц $E_0 = 2$ кэВ, отрицательных – $E_0 = 3$ кэВ. Угол наблюдения $\theta = 129^\circ$

порционально зависит от энергии E_0 , как и в случае спектров на рис.1. Высокоэнергетический участок спектра при $E/E_0 \geq 0.2$ в спектре положительных частиц хорошо согласуется с куполообразным распределением в спектре отрицательных частиц. Такое согласие говорит о том, что механизм возникновения широких распределений один и тот же для ионов обоих знаков. Как отчетливо видно из рис.2б, наблюдению широких максимумов в спектрах положительных частиц мешают рассеянные ионы Ar (которые отсутствуют в спектрах отрицательных частиц, так как отрицательных ионов Ar не существует). Для угла наблюдения $\theta > 90^\circ$ невозможно появление частиц отдачи в результате однократного соударения, то есть возможная причина возникновения обнаруженных нами максимумов – несколько последовательных столкновений атомов мишени друг с другом.

На рис.3 приведены энергии обнаруженных нами максимумов для мишеней из C, Si, Ge и In в зави-

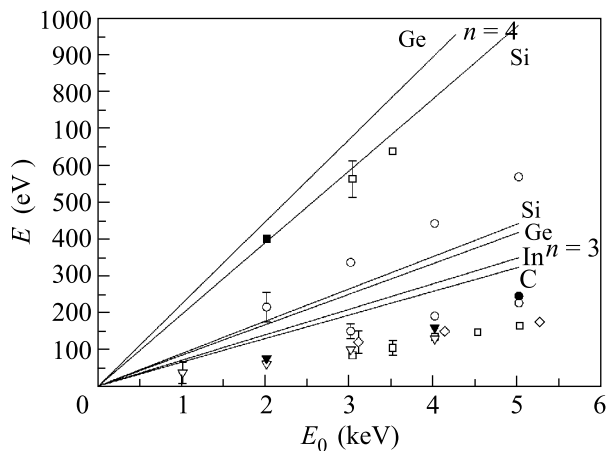


Рис.3. Энергии максимумов в ионных спектрах в зависимости от E_0 . Значки – эксперимент, мишени: С – треугольники, Si – кружки, Ge – квадратики и In – ромбы. Пустые значки – данные для отрицательных ионов, сплошные – для положительных. Линии – расчет по формуле (1)

симости от E_0 . Компактная группа точек в диапазоне энергий $\sim 50 \div 250$ эВ соответствует низкоэнергетическим максимумам в спектрах отрицательных частиц. Одной из причин появления максимумов в спектрах мог бы быть кислород, адсорбированный на поверхности мишеней, но очистка поверхности образцов перед измерениями и условия проведения эксперимента исключают такую возможность. Видно, что энергии этих максимумов для всех исследованных мишеней с хорошей точностью прямо пропорциональны первоначальной энергии пучка E_0 . Такая зависимость от начальной энергии говорит о том, что обнаруженные максимумы есть результат последовательности парных столкновений, типа $Ar+M \rightarrow M$, $\{M+M \rightarrow M, \dots M+M \rightarrow M\}$.

Оценим энергию частицы отдачи после n таких соударений для случая упругого рассеяния. Формулу запишем при следующих упрощающих предположениях: траектории движения частиц лежат в одной плоскости, угол между направлением движения атома мишени и направлением первичного пучка ионов увеличивается после каждого столкновения, в последовательных столкновениях атомов мишени между собой угол рассеяния частиц отдачи один и тот же. При сделанных допущениях формула имеет вид

$$E_n = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot \cos^2(\beta) \cdot \cos^{2(n-1)} \left(\frac{\theta - \beta}{n - 1} \right) E_0, \quad (1)$$

где M_1 – масса бомбардирующего иона, M_2 – масса атома мишени, β – угол рассеяния частицы мишени в первом акте столкновения $Ar+M \rightarrow M$. При сравнении

результатов расчета по формуле (1) с экспериментом необходимо принять во внимание, что формула написана для упругих соударений и, таким образом, дает завышенные значения энергий эмитированных частиц. Если учесть, что в реальном эксперименте в исследованном диапазоне энергий первичных ионов E_0 и углов рассеяния θ неупругая потеря энергии Q составляет приблизительно 3–4% от начальной энергии E_0 [4], то наилучшее согласие расчета и эксперимента достигается при угле рассеяния в акте соударения первичного иона с атомом мишени $\beta \sim 20^\circ$. Полученная величина β представляется вполне разумной, поскольку для исследованного нами рассеяния назад необходимо, чтобы после первого соударения частица мишени не ушла в глубь твердого тела, но в то же время приобрела достаточно большую кинетическую энергию для следующего столкновения.

Энергии, рассчитанные по формуле для $n = 3$, представлены на рисунке линиями. Разница между расчетными и экспериментальными данными в точности соответствует экспериментальной величине неупругой потери энергии $Q/E_0 = 0.04$. На рис.3 также представлены экспериментальные энергии широких куполообразных распределений, обнаруженных в спектрах отрицательных частиц при больших энергиях, для мишеней из Si и Ge. Видно, что экспериментальные величины для германиевой мишени хорошо согласуются с зависимостью, рассчитанной для четырех последовательных столкновений ($n = 4$). Существенное расхождение расчетных и экспериментальных энергий для четырехкратного рассеяния в случае кремниевой мишени может быть связано с существенно большим значением неупругой потери из-за образования внутренней вакансии в атоме Si и последующего распада ее в результате оже-перехода.

Приведенная выше интерпретация пиков согласуется с результатами сравнения величин экспериментального и расчетного отношений вероятностей трех- и четырехкратных соударений W_3/W_4 . В работе Машковой и Молчанова [5] предложена формула для оценки вероятности двукратного рассеяния, которая в наших обозначениях принимает следующий вид:

$$W_2(\theta) \sim \frac{1}{d^2} \cdot \sigma_{ArM}(\beta) \cdot \sigma_{MM}(\theta - \beta), \quad (2)$$

где d – расстояние между соседними атомами, на которых происходит рассеяние, $\sigma_{ArM}(\beta)$ – дифференциальное сечение рассеяния атома мишени M на угол β в результате соударения с ионом Ar , $\sigma_{MM}(\theta - \beta)$ – дифференциальное сечение рассеяния атома M на другом атоме M на угол $(\theta - \beta)$. По аналогии с

формулой (2) запишем выражение для вероятности n -кратного рассеяния на угол θ :

$$W_n(\theta) \sim \frac{1}{(d^2)^{n-1}} \cdot \sigma_{AgM}(\beta) \cdot \left[\sigma_{MM} \left(\frac{\theta - \beta}{n - 1} \right) \right]^{n-1}. \quad (3)$$

Для случая столкновения ионов Ag с кремниевой мишенью, изображенного на рис.1, расчетное отношение W_3/W_4 равно ~ 15 для $d = 0.543$ нм (постоянная решетки для кремния), что с учетом грубости оценки хорошо согласуется с величиной экспериментального отношения $W_3/W_4 \sim 5$.

Представляется довольно неожиданным проявление структуры в виде максимумов, отвечающих последовательности из трех и тем более четырех столкновений. Казалось бы, с ростом числа последовательных соударений возрастает набор возможных траекторий частиц – партнеров столкновений в твердом теле и, соответственно, разброс по энергии эмитированных частиц, что должно приводить к размытию структуры энергетического распределения. (С этим согласуется большая ширина максимумов, отвечающих четырехкратным соударениям, по сравнению с трехкратными.) Однако завершиться эмиссией иона могут только те из трех- или четырехкратных столкновений, траектории которых лежат вблизи поверхности и направлены к границе раздела твердое тело –

вакуум. То есть поверхность твердого тела отбирает те траектории, которые приводят к эмиссии иона в вакуум, и играет ту же роль, что и атомные цепочки в кристаллах, обуславливающие эффект каналирования частиц.

Таким образом, в спектрах отрицательных и положительных частиц, рассеянных под большим углом к направлению первичного пучка, обнаружены максимумы, отвечающие вылету частиц мишени в результате трех- и четырехкратных столкновений в твердом теле. Обнаруженные максимумы могут быть объяснены селективирующей ролью поверхности твердого тела, подобной эффекту каналирования в кристаллах.

Настоящее исследование выполнено при поддержке программы Президиума РАН “Низкоразмерные квантовые структуры” (6.3).

1. И. Ф. Уразгильдин, Изв. РАН (Сер. физ.) **60**(6), 44 (1996).
2. А. Г. Коваль, Радиотехника и электроника **37**, 2055 (1992).
3. V. I. Veksler, Vacuum **33**, 159 (1983).
4. А. П. Шергин, А. В. Шайкин, Изв. РАН (Сер. физ.) **66**, 467 (2002).
5. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, ФТТ **8**, 1517 (1966).