

СТРУКТУРА МАТЕРИАЛА И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНО-ИОННОЙ И ИОННО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

© А.А.Дорожкин, А.В.Филимонов, Н.Н.Петров

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 1 февраля 1995 г.)

Протекающие при бомбардировке твердых тел явления (распыление, вторично-ионная эмиссия, ионно-фотонная эмиссия и т. д.) должны зависеть не только от состава облучаемого материала, но и от его структуры — степени кристалличности, наличия микрошероховатостей, аллотропных модификаций и т. п. Благодаря исследованиям, посвященным влиянию на эмиссионные свойства монокристаллических объектов степени разупорядоченности поверхностного слоя и взаимной ориентации монокристалла и направления ионного пучка [1–3], установлено, что интегральные характеристики процесса (коэффициент распыления или эмиссии) существенно зависят от структуры материалов. Представляется интересным изучить, зависят ли дифференциальные характеристики (структура масс-спектров вторичных ионов и энергоспектров вторичных электронов при ионно-электронной эмиссии) от изменения структуры материала. В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования структуры масс-спектров вторичных ионов и структуры спектров оже-электронов при ионном облучении.

Измерения вторично-ионных масс-спектров проводились на ионном микроанализаторе IMS-4f в стандартных для этого прибора условиях [4]. Образцы облучались ионами Ag^+ или O_2^+ с энергией 5.5кэВ при плотностях тока пучка от 10 до 1000 мкА/см². Регистрировались масс-спектры вторичных ионов в диапазоне масс 0–250 ат.ед. с разрешением $M/\Delta M = 500$. Давление остаточных газов в приборе не превышало $2 \cdot 10^{-9}$ Тор при применении криогенной откачки.

Измерения спектров оже-электронов при ионном возбуждении проводились на растровом оже-спектрометре РНИ-660. Возбуждение оже-электронов осуществлялось ионами Ag^+ , ускоренными разностью потенциалов 5кВ. В качестве объекта исследования были выбраны углерод, кремний и алюминий.

Образцы из углерода готовились путем прессования при различном давлении [5]. Полученные при различных давлениях ленты обладают сильно различающимися механическими свойствами. В [6] было показано, что различия обусловлены не изменениями природы межатомных связей (во всех случаях она обусловлена $s-p^2$ -гибридизацией), а структурой лент. С ростом давления прессования растут размеры плоских доменов с упорядоченно расположенными атомами углерода. На рис. 1 приведены спектры таких ионов для двух образцов (для первого давление прессования в 2 раза выше).

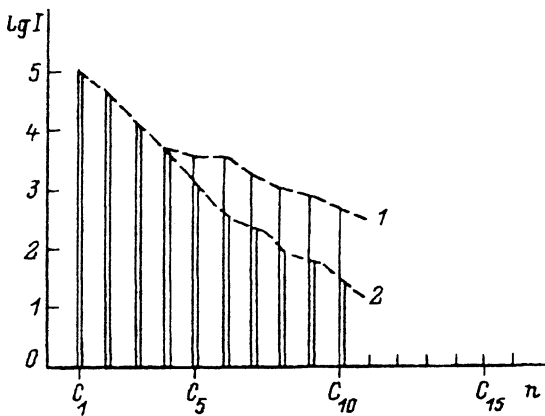


Рис. 1. Зависимость выхода кластерных ионов углерода от числа атомов n , образующих кластер (для образца 1 давление прессования в 2 раза больше).

В результате экспериментов было установлено, что структуры масс-спектров вторичных ионов для таких лент заметно различаются, причем в основном эти различия связаны с изменением относительного выхода многоатомных (кластерных) ионов C_n^+ . Для $n < 4$ относительный выход кластерных ионов практически одинаков, но для частиц с большим n наблюдаются различия, причем для лент с более упорядоченной структурой (большее давление) выход кластеров выше, для $n = 7-8$ различие превышает порядок. Таким образом, структура масс-спектров существенно зависит от структуры пленок, причем наиболее отчетливо эта зависимость проявляется для выхода кластерных ионов. Измерение структуры энергетических спектров электронов при электронном и рентгеновском возбуждении для таких образцов дало практически одинаковый результат.

В масс-спектрах ВИМС для алюминия наблюдались эффекты, в определенной мере аналогичные имевшим место для углерода. При введении пластической деформации в образец относительный выход кластерных ионов Al_n^+ с $n > 3$ заметно изменялся, причем для деформированного образца он был заметно меньше (в 5-10 раз).

Отметим, что сходные результаты наблюдались в масс-спектрах, полученных при лазерном возбуждении в режиме генерации кластерных ионов. Для наблюдения влияния кристаллографической структуры вещества были проведены измерения с монокристаллическим кремнием. Известно, что при ионной бомбардировке монокристалла Si при не слишком высоких температурах происходит разупорядочение приповерхностного слоя образца вплоть до полной его аморфизации [7]. Учитывая полученные для углерода результаты, основные наблюдения велись за выходом ионов Si_n^+ . Предполагали наблюдать за изменением выхода кластерных ионов в зависимости от времени облучения образца, т. е. по мере аморфизации приповерхностного слоя кристалла самим зондирующим пучком. На рис. 2 представлена зависимость выхода ионов Si_n^+ от времени бомбардировки, полученная в следующих условиях: Ar^+ , $E_0 = 5.5$ кэВ, $j_0 = 20$ мкА/см², облучалась грань (100). На начальном участке эти зависимости имеют достаточно сложный характер ($t < 4$ мин), а далее приобретают одинаковый вид, причем от-

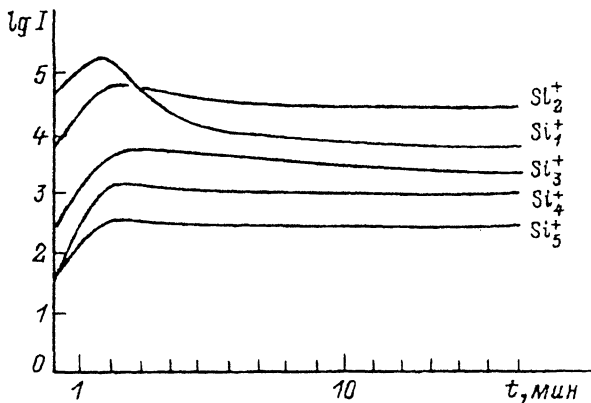


Рис. 2. Зависимость выхода кластерных ионов кремния от времени бомбардировки при плотностях тока первичного пучка $j_0 = 20 \text{ мкА/см}^2$.

носительный выход кластерных ионов ($\text{Si}_n^+/\text{Si}_1^+$) остается постоянным. Очевидно, что в этих условиях мы имеем дело с неизменной во времени, полностью аморфизованной поверхностью. Все интересующие нас эффекты имеют место для $t < 4$ мин. Для более детального анализа этого участка были проведены измерения при уменьшенной плотности тока первичного пучка ($j_0 = 2 \text{ мкА/см}^2$). Полученные результаты приведены на рис. 3. Начальный участок, на котором изменения выхода кластерных ионов различаются в зависимости от n , теперь вытянулся до 15 мин. Прежде чем говорить о характере этих различий, следует отметить, что вызваны они могут быть двумя причинами. Во-первых, на поверхности образцов в исходном состоянии всегда присутствует пленка инородных загрязнений (адсорбированные частицы, естественный слой окисла и т. д.), толщина которой $< 30\text{--}50 \text{ \AA}$, причем последняя неоднородна по толщине. По мере ее распыления должен меняться и выход ионов кремния (как кластерных, так и атомарных). Во-вторых, собственно интересующий нас эффект, обусловленный аморфизацией образца. Непосредственно разделить эти два механизма по тем или иным характеристикам явления пока не представляется возможным.

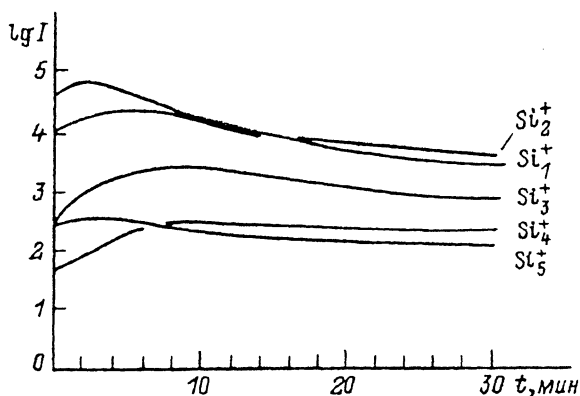


Рис. 3. Зависимость выхода кластерных ионов кремния от времени бомбардировки при плотности тока первичного пучка $j_0 = 2 \text{ мкА/см}^2$.

Однако некоторые предварительные соображения можно высказать уже сейчас. Оценки показывают, что для удаления слоя толщиной 30 \AA в условиях эксперимента необходимо время 6–8 мин. Если это действительно так и слой поверхностных загрязнений имеет такую толщину, то зависимости $J(t)$ для интервала $8 < t < 15$ мин обусловлены структурными изменениями в материале. Чтобы проверить это предположение, были проведены измерения для образцов, поверхность которых перед установкой в прибор подвергалась существенно различной предварительной обработке (полировке, травлению). В этом случае все эффекты, связанные со слоем загрязнений, должны различаться, тогда как после его удаления условия измерений для таких образцов становятся идентичными. На рис. 4 приведены результаты измерений для образца, поверхность которого в отличие от предыдущего не подвергалась электрохимической полировке. Характер зависимостей в целом подобен представленным на рис. 3, но детальное рассмотрение позволяет отметить следующее. Аморфизация приповерхностного слоя материала наступает при $t > 25$ мин. Характер зависимостей $\text{Si}_n^+/\text{Si}_1^+$ для двух образцов существенно различен для $t < 10$ мин, а при больших значениях t практически одинаков. Этот результат в определенной мере подтверждает, что для интервала $10 < t < 25$ мин мы имеем дело со структурными эффектами. По мере аморфизации монокристаллического Si относительный выход кластерных ионов изменяется, причем эти изменения различаются для различных n . Общая тенденция — выход кластерных ионов по мере аморфизации образцов уменьшается. Это качественно согласуется с результатами, полученными для углерода. Однако зависимость выхода ионов от числа атомов в кластере n носит иной характер: изменение выхода ионов Si_n^+ немонотонно зависит от n (для четных n зависимость от t — степени аморфизации очень слабая, тогда как для нечетных она очень четкий спад).

Для наблюдения за влиянием пластических деформаций использовалась алюминиевая лента, часть поверхности которой подвергалась сжатию на гидравлическом прессе при давлениях $P = 6$ Гпа. Предварительно поверхность образцов подвергалась очистке ионами Ag^+ ($j_i = 40 \text{ мкА/см}^2$), после чего измерялись оже-спектры на деформиро-

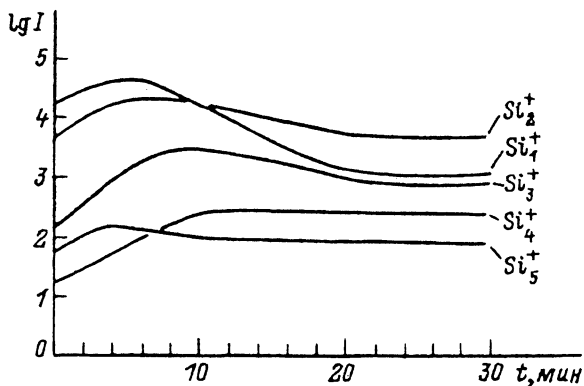


Рис. 4. Зависимость выхода кластерных ионов кремния от времени бомбардировки (поверхность образца не подвергалась электрохимической полировке), $j_0 = 2 \text{ мкА/см}^2$.

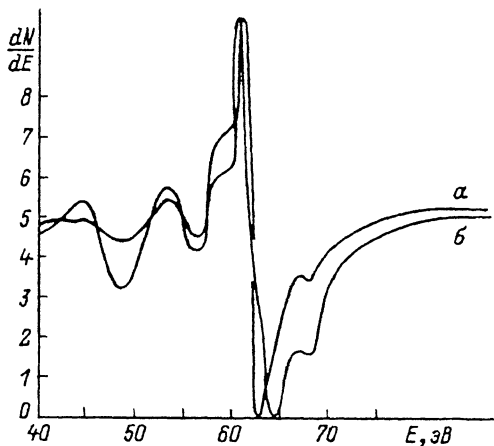


Рис. 5. Спектры оже-электронов при ионном возбуждении для исходного (а) и деформированного (б) участков образца Al ($E_p = 5$ кэВ, $j = 40$ мкА/см²).

ванном и недеформированном участках при облучении теми же ионами. Измерения методом ЭОС показали, что на поверхности образцов содержание инородных загрязнений не превышало 0.01%.

Наблюдаемые оже-спектры при электронном возбуждении совпадают по форме с данными, приводимыми в атласах, и в пределах точности эксперимента одинаковы для обоих образцов. Напротив, аналогичные спектры, полученные при ионном возбуждении, указывают на существенную разницу между исходными (а) и деформированными (б) образцами (рис. 5). Если для исходных спектров структура близка к известным из литературы данным и почти не зависит от j_i , то после введения деформации форма спектра заметно меняется — увеличивается относительная амплитуда низкоэнергетических сателлитов и резко возрастает пик 68 эВ ($L_{23}MM$), достигая по величине амплитуды пика 63 эВ ($L_{23}VV$). Кроме того, наблюдается отчетливая зависимость формы спектра от j_i , ее увеличение приводит к относительному росту пика ($L_{23}MM$). Отсутствие изменений спектров ЭОС показывает, что заметного изменения энергетической электронной структуры металла при создаваемой нами пластической деформации не происходит, а следовательно, наблюдаемые при ионном возбуждении эффекты обусловлены спецификой этого процесса.

Можно полагать, что все наблюдаемые эффекты обусловлены изменением развития каскадов упругих столкновений в твердом теле в результате изменения его структуры. Одновременно с возбуждением атому мишени передается значительная (\sim кэВ) энергия поступательного движения, он выбивается из исходного положения и излучает частицу, движущуюся в твердом теле или в вакууме. После деформации изменяются межатомные силы, что влияет на формирование состояния движущейся частицы, по-видимому, растет время, в течение которого движущийся атом находится в состоянии с ионизованной внешней оболочкой. Кроме того, увеличение атомной плотности при деформации должно приводить к увеличению плотности валентных электронов в металле, что увеличивает вероятность их участия в оже-переходах. Поэтому можно сделать вывод: при ионной бомбардировке такие диф-

ференциальные характеристики вторично-эмиссионных процессов, как структура масс-спектров вторичных ионов и оже-спектров, являются чувствительными к структуре образца в отличие от аналогичных характеристик вторичных процессов при электронном возбуждении.

Список литературы

- [1] *Машкова Е.С., Молчанов В.А.* Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980.
- [2] *Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Берриша.* М.: Мир, 1986.
- [3] *Брусиловский Б.И.* Кинетическая ионно-электронная эмиссия. М.: Атомиздат, 1990.
- [4] *Venninhoven A., Rudcnauer F.G., Werner W.* Secondary ion massspectrometry. J. Willey a.s.
- [5] *Коулсон Ч.* Валентность. М.: Мир, 1960.
- [6] *Дорожкин А.А., Коварский А.П., Ли-Фату А.В., Мансуров В.Н.* // Письма в ЖТФ. 1992. Вып. 6.
- [7] *Лейман К.* Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов. М.: Атомиздат, 1979.

05;07;12

Журнал технической физики, т. 66, в. 5, 1996

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МИШЕНИ

© *К.Б.Абрамова, И.П.Шербаков, И.Я.Пузонто, А.М.Кондырев*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 29 ноября 1995 г.)

Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с веществом приводит ко множеству разнообразных эффектов: углубление рельефа облучаемой поверхности, изменение коэффициента поглощения, загорание плазменного факела, возникновение акустической волны и термонапряжений [1,2]. Все это может приводить к возникновению в металлической мишени механических напряжений, которые в свою очередь провоцируют эмиссионные явления, например эмиссию фотонов, атомов и т. д.

В работах [3-5] показано, что механоэмиссия фотонов благородных металлов и меди может возбуждаться вследствие выхода подвижных дислокаций на поверхность и определяется межзонными переходами в твердом теле. Квантовый выход люминесценции составляет примерно 10^{-9} . Реально интенсивность люминесценции, как следует из оценок [5] и экспериментов [6], не превышает 10^{-10} Вт/см² и зависит от скорости нагружения. Наибольшая интенсивность излучения при нагружении медных образцов была зарегистрирована в опытах, использующих тыльный откол [7], а наименьшая — при статическом нагружении в режиме ползучести [8]. До сих пор нам неизвестны опыты, в которых регистрировалась бы люминесценция при неоднократном нагружении