

силенко Г. И. Восстановление сигналов. М., 1983. [6] Василенко Г. И., Тараторкин А. А. Распознавание образов. М., 1986. [7] Яковлев В. П., Хургиян Я. Г. Финитные функции в технике. М., 1972. [8] Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., 1986.

Поступила в редакцию  
21.12.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 1

УДК 537.534.8

## УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ

В. М. Буханов, К. Ф. Миннебаев, И. Ф. Уразильдин, В. С. Черныш

(кафедра физической электроники)

Приводятся результаты экспериментальных исследований угловых и энергетических распределений вторичных ионов, распыленных из поликристалла алюминия, бомбардируемого ионами аргона. Сделаны выводы о применимости различных моделей распыления и ионной эмиссии.

1. Введение. При бомбардировке твердого тела пучком ионов распыляемые частицы покидают поверхность в различных зарядовых состояниях. Большой практический интерес для анализа поверхности представляет вторичная ионная эмиссия (ВИЭ), используемая, в частности, в методе масс-спектрометрии вторичных ионов. Однако эта методика до сих пор носит полуколичественный характер, поскольку не существует единой, детально разработанной теории ВИЭ. Описание различных моделей ВИЭ можно найти в обзорах [1, 2].

Серьезным препятствием на пути создания модели ВИЭ является отсутствие достаточного количества надежных экспериментальных данных, полученных в хороших вакуумных условиях. Причем наиболее ценным инструментом проверки эффективности той или иной модели ВИЭ является исследование энергетических (ЭРВИ) и угловых распределений вторичных ионов (УРВИ). К настоящему времени опубликовано незначительное число работ, посвященных одновременному (т. е. выполненному в одинаковых условиях) исследованию УРВИ и ЭРВИ [3—5].

Целью данной работы было одновременное изучение УРВИ и ЭРВИ при нормальной бомбардировке динамически чистой поверхности поликристаллического алюминия ионами аргона с энергией 4 кэВ и использование полученных результатов для проверки применимости тех или иных моделей ВИЭ и распыления.

2. Методика эксперимента. Изучение УРВИ и ЭРВИ проводилось на установке, ранее описанной [6, 7]. Схема измерительной системы представлена на рис. 1. Пучок первичных ионов  $I_p$ , сепарированный по массам, падал на мишень  $M$  по оси  $O_1$ . Мишень могла вращаться вокруг оси  $O_1$ , что позволяло изменять азимутальный угол наблюдения в пределах  $360^\circ$ . Энергоанализатор, состоящий из  $180^\circ$ -го и  $90^\circ$ -го сферических медных дефлекторов ( $SD$ ) и электростатических линз  $L1-L3$ , был размещен на платформе, вращающейся вокруг оси  $O_2$ , совпадающей с оптической осью масс-спектрометра и проходящей через центр падающего пучка на поверхности мишени. Стандартный монополюсный масс-спектрометр ( $MS$ ) АПДМ-1 вместе с ВЭУ были закреплены неподвижно на фланце рабочей камеры.

Такая геометрия позволяла проводить независимые измерения азимутальных или полярных распределений вторичных ионов. Угол регистрации вторичных ионов  $\theta$  можно было изменять от  $\theta_{\min} = 11^\circ$  до  $\theta_{\max} = 90^\circ$ .

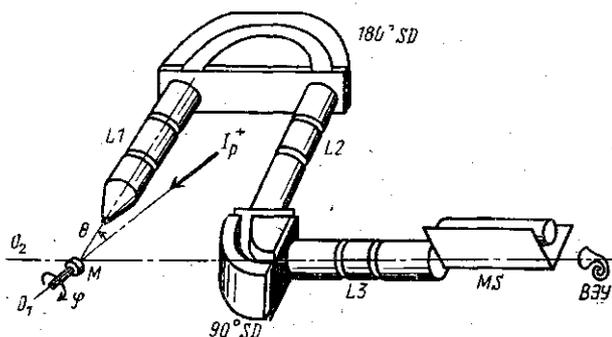


Рис. 1

Сканирование по энергии осуществлялось путем ускорения (торможения) вторичных ионов в линзе  $L1$ . Сферический дефлектор настраивался на постоянную энергию пропускания  $E_0 = 50$  или  $20$  эВ, что обеспечивало постоянную полосу пропускания энергоанализатора  $\Delta E$ . Рабочий вакуум в камере составлял  $1 \cdot 10^{-8}$  Тор. Плотность тока в пучке была  $1 \cdot 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>, что обеспечивало условия динамической очистки.

Вся система в целом и каждая ее отдельная часть были прокалбированы с помощью источника термоионов  $Li^+$ . Коэффициент пропускания энергоанализатора оставался постоянным при сканировании по энергетическому спектру и несколько уменьшался при энергиях меньше 10 эВ. Полоса пропускания энергоанализатора, измеренная на половине высоты, составляла  $\Delta E = 1,4$  эВ при  $E_0 = 20$  эВ и  $\Delta E = 3$  эВ при  $E_0 = 50$  эВ. Коэффициенты пропускания составляли  $K = 0,1$  для  $E_0 = 50$  эВ и  $K = 0,02$  для  $E_0 = 20$  эВ.

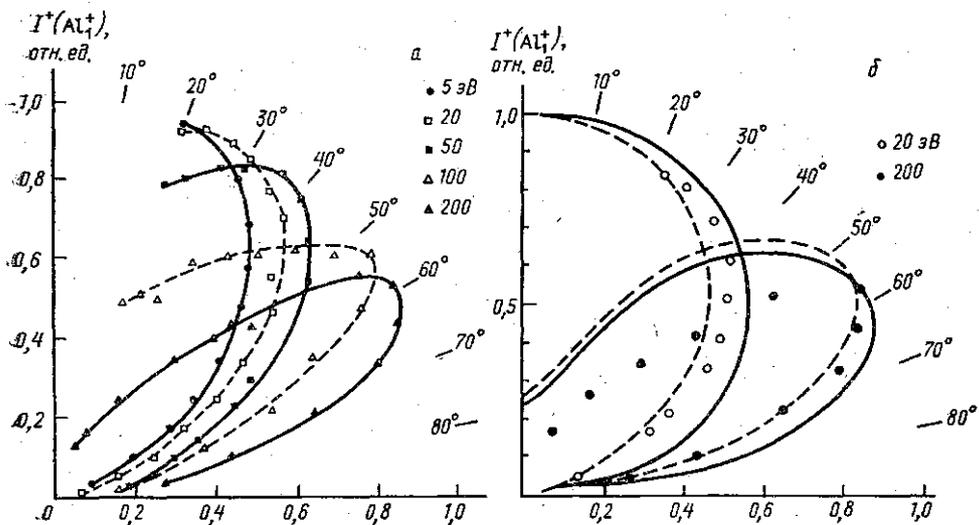


Рис. 2

3. **Результаты эксперимента.** Результаты измерения углового распределения для ионов материала мишени  $Al_1^+$  различных энергий представлены на рис. 2, а. Для вторичных ионов с небольшой энергией ( $E < 20$  эВ) интенсивность эмиссии плавно уменьшается при отклонении направления эмиссии от нормали. С увеличением энергии эмитируемых ионов в УРВИ появляется немонотонность в виде максимума, который удаляется от нормали и при этом сужается. Такая закономерность для вторичных ионов наблюдается впервые.

ЭРВИ  $Al_1^+$ ,  $Al_2^+$ ,  $Al_3^+$ ,  $Al^{++}$  и  $Cr_1^+$  (примесь) были измерены для различных  $\theta$  от  $19^\circ$  до  $63^\circ$ . На рис. 3 представлены ЭРВИ  $Al_1^+$ , а на рис. 4 — ЭРВИ  $Al_1^{++}$ . С увеличением количества атомов в эмитируемом ионе ЭРВИ сужается, а сдвиг положения максимума не обнаруживается, ЭРВИ  $Al_1^{++}$  шире и сдвинуто в сторону больших энергий. С ростом угла эмиссии максимум ЭРВИ сдвигается в область более высоких энергий и ширина его на полувысоте возрастает. Этот эффект, наблюдаемый впервые для кластерных, двухзарядных и примесных ионов, проявляется больше для двухзарядных ионов  $Al_1^{++}$  (рис. 4) и меньше для кластерных ионов  $Al_2^+$ ,  $Al_3^+$  по сравнению с  $Al_1^+$ .

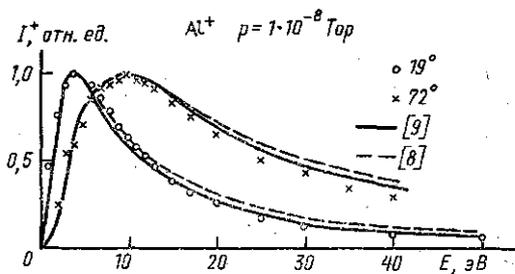


Рис. 3

4. **Обсуждение результатов.** Пространственные и энергетические распределения вторичных ионов определяются соответствующими распределениями нейтральных частиц и вероятностью ионизации. Обозначим  $S^0(E, \theta)$  число нейтральных частиц, распыленных под углом  $\theta$  от нормали с энергией  $E$  в расчете на один бомбардирующий ион. Каскадная теория распыления Зигмунда [8] приводит к угловой зависимости  $S^0(\theta) \sim \cos \theta$ . Нетрудно показать, что использование данной зависимости дает угловое распределение вторичных ионов  $S^+ \approx S^0 R^+$  с максимумом при  $\theta = 0$  при любой известной форме вероятности ионизации  $R^+$  ( $S^+(E, \theta)$  определяется подобно  $S^0(E, \theta)$ ). Следовательно, в рамках теории Зигмунда не могут быть объяснены особенности угловых распределений  $S^+(E, \theta)$  (см. рис. 2, а).

Более общий подход [9], учитывающий анизотропию каскада, для нормального падения первичного пучка приводит к выражению

$$S^0(E, \theta) \sim \frac{E \cos \theta}{(E + U)^3} [1 - 3C(E_0) \sqrt{E \cos^2 \theta + U}], \quad (1)$$

где  $E$  — энергия вторичной частицы,  $U$  — энергия связи,  $C$  — параметр, зависящий от энергии пучка  $E_i$  (обычно пропорционален  $E_i^{-1/2}$ ), соотношения масс первичной и вторичной частиц и способа инициирования каскада столкновений. В случае больших энергий первичного пучка и малых энергий вторичных частиц, т. е. когда  $C(E_0) \ll 1$ , выражение (1) переходит в следующее:  $S^0(E, \theta) \sim E \cos \theta / (E + U)^3$  — в соответствии с теорией Зигмунда. Выражение (1) применительно к экспериментальным условиям дает угловые распределения, изображенные на рис. 2, б ( $S^0$  — сплошные линии,  $S^+$  — пунктир). Экспериментальные распределения согласуются с соответствующими теоретиче-

скими распределениями для  $S^0(\theta)$ . Умножение на  $R^+$  (выбор вида  $R^+$  будет обоснован ниже) дает лишь некоторое смещение положения максимума и изменение формы распределения, не изменяя характера особенности распределения. Следовательно, анизотропия экспериментальных угловых распределений связана именно с анизотропией каскада столкновений.

В целом следует отметить хорошее качественное согласие экспериментальных кривых УРВИ с теоретическими, построенными по формуле (1) (даже без учета измерений, связанных с умножением на  $R^+$ ). Однако быстрый спад  $S^+(\theta)$  для ионов с энергией более 20 эВ при уменьшении  $\theta$  на рис. 2 не может быть объяснен, на наш взгляд, в рамках какой-либо теоретической модели и связан скорее всего с экспериментальными причинами.

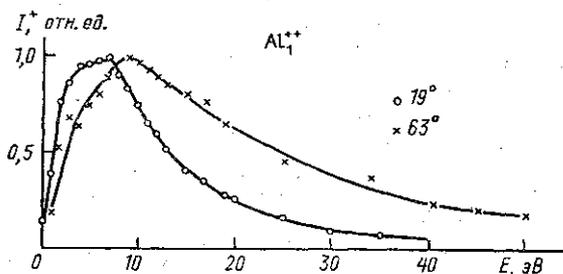


Рис. 4

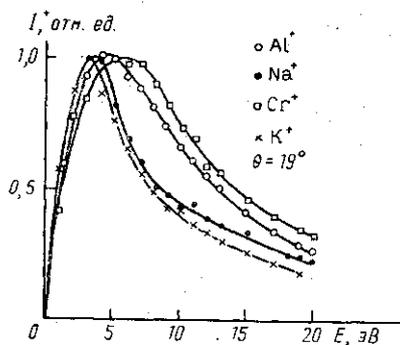


Рис. 5

Выясним, какой из механизмов ионизации распыленных частиц наилучшим образом соответствует полученным ЭРВИ и УРВИ. По теории электронного туннелирования [10] вероятность ионизации распыленных частиц

$$R^+ \sim \exp(-v_0/v \cos \theta), \quad (2)$$

где  $v_0 = \pi(I - \phi)/(2\gamma ch)$ ,  $I$  — потенциал ионизации,  $\phi$  — работа выхода,  $\gamma$  — параметр, характеризующий протяженность взаимодействия атом-поверхность,  $c$  — константа, уменьшающая разность  $(I - \phi)$  за счет сил электростатического изображения,  $v$  — скорость вылетевшей частицы.

Максимум энергетического распределения  $S^0(E, \theta)$ , равный  $E = U/2$ , смещается в область высоких энергий при умножении на  $R^+$  (выражение (2) можно записать в виде  $R^+ \sim \exp(-B/\sqrt{E})$ ), причем положение максимума однозначно определяется значением  $B(\theta)$ , где  $B(\theta)$  — зависящая от угла вылета константа. Вычислив значение  $B$  для одного из углов наблюдения  $\theta_0$  по положению максимума энергетического распределения  $S^+(E, \theta)$ , можно проследить изменение энергетического спектра с изменением угла  $\theta$ .  $B(\theta_0)$  определяется следующим образом:

$$B(\theta_0) = \left( \frac{2E - U}{E + U} \right) \cdot 2\sqrt{E} \Big|_{E=E_{\max}(\theta_0)},$$

$$B(\theta) = B(\theta_0) \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta}.$$

На рис. 3 представлены экспериментальные и теоретические энергоспектры для двух значений углов  $\theta$ . Нетрудно заметить, что выбранный вид  $R^+$  хорошо описывает изменение формы и положение максимума энергоспектров с изменением угла. Положение максимума энергораспределений сдвигается в сторону больших энергий с увеличением угла эмиссии, что согласуется с результатами работ [4].

Следует отметить, что в противоположность вышерассмотренному механизму, приводящий к зависимости  $R^+ \sim v^n (\cos \theta)^m$  [11—13], не дает изменения энергоспектра с углом  $\theta$ , как и любой другой вида  $R^+(E, \theta) = f(E)g(\theta)$ , т. е. допускающий разделение переменных  $E$  и  $\theta$ .

Параметр  $v_0$  (или  $B$ ) может быть определен также из углового распределения, как, например, это делается в работе [14], где строился график зависимости  $\ln(S^+/\cos \theta)$  от  $1/\cos \theta$  и по тангенсу угла наклона прямой определялось  $v_0$ .

Однако поскольку найденные здесь УРВИ соответствуют выражению (1), а не закону косинуса, строился график зависимости  $\ln[S^+/\cos \theta [1 - 3C(E_0) \sqrt{E \cos^2 \theta + U}]]$  от  $1/\cos \theta$  и по тангенсу угла наклона линейного участка определялось  $v_0$ .

Значения  $v_0$ , полученные двумя методами, совпадают и оказываются равными  $v_0 = 6 \cdot 10^5$  см/с. Это дает основание считать, что выбранный вид  $R^+$  хорошо описывает основные закономерности вторичной эмиссии. Численные значения  $v_0$  неплохо согласуются также и с полученными в [4] ( $v_0 = 5 \cdot 10^5$  см/с), хотя, как отмечают сами авторы [4], качественное согласие с экспериментом при использовании этого  $v_0$  наблюдается только в области низких энергий. Достаточно близкие значения получены и в работе [14], однако для каждой энергии вторичной частицы  $E$  при определении  $v_0$  из угловых распределений получается свое значение. При увеличении  $E$  до 200 эВ  $v_0$  меняется примерно по линейному закону от  $1,0 \cdot 10^6$  до  $3,5 \cdot 10^6$  см/с. При сопоставлении же экспериментальных и теоретических ЭРВИ авторам [14] удалось добиться хорошего согласия в области  $E > 25$  эВ, но уже при значении  $v_0 = 4,4 \cdot 10^6$  см/с [5], что приводит к максимуму энергораспределения  $E_{\max} \approx 25$  эВ, не согласующемуся с большинством экспериментальных работ, которые дают  $E_{\max} < 10$  эВ. В результате авторы [14] приходят к выводу, что вероятность ионизации в форме  $R^+ \sim \sim \exp(-v_0/v_{\perp})$  не описывает основных закономерностей вторичной эмиссии, и отдают предпочтение выражению из [11—13]:

$$R^+(E, \theta) \sim E^m \cos^{2m} \theta.$$

В нашем случае получается неплохое качественное согласие при  $v_0 = \text{const}$  во всем диапазоне энергий вторичных ионов, причем следует отметить, что использование выражения (1) для  $S^0(E, \theta)$  при анализе энергетических распределений также предпочтительнее, чем  $S^0(E, \theta)$  из [8]. Из рис. 3 видно, что штриховая линия, отвечающая энергораспределению с  $S^0(E, \theta)$  в соответствии с [8], хуже описывает «хвост» распределения. Использование выражения (1), учитывающего анизотропию каскада столкновений, в некоторой степени эквивалентно увеличению значения  $v_0$  с энергией.

Выбранный вид  $R^+$  хорошо описывает также сдвиги максимумов ЭРВИ примесных элементов, имеющих другие значения потенциала ионизации  $I$ . Действительно, величина и направление сдвига в соответствии с  $R^+$  определяются соотношением между  $(I_i - \phi) \sqrt{m_i}$  и

$(I_{AI}-\varphi)\sqrt{m_{AI}}$ , причем если первая величина больше, то сдвиг происходит вправо, если наоборот — то влево. Измерения энергетических распределений ионов  $\text{Sr}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Na}^+$ , для которых  $I_i=6,76$ ;  $5,14$  и  $4,34$  эВ, показали соответствующие изменения энергоспектров (рис. 5). Возможные изменения энергии связи  $U$  для примесных элементов не могут привести к наблюдаемым изменениям ЭРВИ.

В заключение подчеркнем, что впервые были проведены совместные исследования зависимости угловых распределений от энергии вторичных ионов и угловой зависимости ЭРВИ разных типов в условиях динамически чистой поверхности. Установленные закономерности позволяют сделать вывод, что наиболее последовательное описание экспериментальных результатов достигается, если использовать теорию распыления, учитывающую анизотропию каскада столкновений [9] и механизм вторичной ионной эмиссии, основанный на электронном тунелировании [10].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Васильев М. А. // Металлофизика. 1978. № 72. С. 3. [2] Williams P. // Appl. Surf. Sci. 1982. 13, N 1/2. P. 241. [3] Falcone G., Oliva A., Sroubek Z. // Surf. Sci. 1986. 177. P. 221. [4] Komori K., Okano J. // Int. J. Mass Spectr. Ion. Phys. 1978. 27. P. 379. [5] Garret R. F., MacDonald R. J., O'Connor D. J. // Surf. Sci. 1984. 138. P. 432. [6] Андреев А. А., Бачурин В. И., Линник С. П., Черныш В. С. // Вторичная ионная и ионно-фотонная эмиссия. Харьков, 1983. С. 309. [7] Миннебаев К. Ф., Черныш В. С. // Вторичная ионная и ионно-фотонная эмиссия. Харьков, 1988. Ч. 2. С. 141. [8] Зигмунд П. // Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. М., 1984. Т. 1. С. 23. [9] Roosendaal H. E., Sanders J. B. // Rad. Eff. 1980. 52. P. 137. [10] Norskov J. K., Lundquist B. J. // Phys. Rev. 1979. B19. P. 5661. [11] Shroer J. M., Rhodin J. N., Bradley R. C. // Surf. Sci. 1973. 34. P. 571. [12] Sroubek Z. // Surf. Sci. 1974. 44. P. 47. [13] Sroubek Z. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1982. 194. P. 533. [14] Garret R. F., MacDonald R. J., O'Connor P. J. // Ibid. 1983. 218. P. 333.

Поступила в редакцию  
22.12.88

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 548.0:535.42

### ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ РЕШЕТКАХ, ВОЛНОВОДНЫЙ РЕЖИМ

А. Л. Александровский, В. В. Тарасенко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Учет возмущения волнового числа, которому соответствует «размазывание» волновой поверхности, позволяет выделить волноводный режим дифракции. Волноводный режим реализуется, когда возмущение перекрывает расстройки.

**Введение.** В последнее время дифракцию света на объемных фазовых решетках стали обсуждать на языке, принятом в нелинейной оптике. Дифракция на акустических волнах, объемных голограммах, сегнетоэлектрических доменах анализировалась с применением векторных схем процесса и «укороченных» уравнений для связанных волн [1, 2]. Эффективность этого подхода оказалась не ниже традиционных, разработанных Бриллюэном, Раманом и Натом, Рытовым [3]