

УДК 533.9:621.039.6

## Влияние ионно-индуцированной топографии поверхности на ионно-электронную эмиссию и распыление поликристаллической меди

Н. Н. Андрианова, А. М. Борисов

МАТИ — РГТУ им. К. Э. Циолковского, Москва, Россия

Е. С. Машкова, А. С. Немов

НИИЯФ МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*Изучено влияние ионно-индуцированной топографии поверхности поликристаллической меди при высокодозном облучении ионами  $Ar^+$  с энергией 30 кэВ в диапазоне углов падения ионов на мишень  $\theta_i = 0—86^\circ$  на ионно-электронную эмиссию и распыление. Методом гониофотометрии отраженного света получены распределения  $w(\theta)$  локальных углов падения ионов, с учетом которых проведены коррекция угловых распределений коэффициентов распыления и ионно-электронной эмиссии, рассчитанных для гладкой поверхности меди, и сравнение с экспериментом.*

Вопросы эрозии поверхности и влияния рельефа, развивающегося на поверхности твердых тел при ионной бомбардировке, были и остаются объектом изучения как фундаментальных (теоретических и экспериментальных), так и прикладных работ в области применения ионно-лучевых методов обработки поверхности материалов. Важными являются изменения поверхности в процессах ионного фрезерования, размерной обработки, травления материалов в микро- и нанoeлектронике, а также при анализе состава материалов методами масс-спектрометрии вторичных ионов и др. Процессы распыления при ионной бомбардировке определяют степень изнашиваемости материалов при их эксплуатации в условиях воздействия частиц плазмы и ионных пучков на поверхности деталей летательных аппаратов, космических станций, ядерных реакторов и термоядерных установок [1—3]. Распыление ионной бомбардировкой приводит к изменению исходного рельефа поверхности, его развитию и при длительном облучении к динамически равновесной топографии. Формирующийся на поверхности микрорельеф может влиять на зависимости коэффициентов распыления  $Y$  и ионно-электронной эмиссии  $\gamma$  от номинального угла падения  $\theta_i$  ионов на мишень.

В настоящей работе методом лазерной гониофотометрии (ЛГФ) получены распределения локальных уг-

лов падения  $w(\theta)$  бомбардирующих ионов на микрограницы поверхности поликристаллической меди, характеризующие динамически равновесный рельеф поверхности при высокодозном распылении ионами  $Ar^+$  для различных углов падения  $\theta_i$ , и оценивается влияние  $w(\theta)$  на рассчитанные для гладкой поверхности угловые зависимости коэффициента распыления  $Y(\theta_i)$  и коэффициента ионно-электронной эмиссии  $\gamma(\theta_i)$ .

Эксперимент проводили на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ в условиях, идентичных условиям исследования высокодозного распыления поликристаллической меди в работе [4]. Мишени закрепляли на держателе, позволяющем варьировать угол падения ионов на мишень  $\theta_i$  в пределах  $0—89^\circ$  с шагом угла  $0,25^\circ$  [5]. Мишени облучали ионами аргона с энергией 30 кэВ и плотностью тока  $0,1—0,3$  мА/см<sup>2</sup>, поперечное сечение пучка  $0,35$  см<sup>2</sup>, флюенсы облучения —  $10^{18}—10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>. Температура образцов во время облучения не превышала  $60$  °С.

Предварительная подготовка образцов включала абразивную полировку поверхности, обезжиривание, травление в 50%-ном водном растворе азотной кислоты с последующей промывкой в этаноле и сушкой на воздухе. В результате полировки и химического травления на поверхности образцов полностью исчезали следы механической обработки и окисления. Коэффициент

ионно-электронной эмиссии  $\gamma$  определяли как отношение тока электронов к току первичных ионов с приборной погрешностью не более 2 %. Коэффициент распыления определяли по потере массы мишени. Приводимые значения  $\gamma$  и  $Y$  соответствуют динамически равновесным условиям, когда соответствующие коэффициенты перестают зависеть от флюенса облучения.

Измерения распределений  $w(\theta)$  локальных углов наклона ионно-индуцированного микрорельефа проводили с помощью метода гониофотометрии отраженного света [6]. На рис. 1 приведена схема, поясняющая ориентацию образцов при ионном облучении и последующей фотометрии отраженного света. В качестве источника света использовали He—Ne-лазер с  $\lambda = 0,63$  мкм. Фотометрию отраженного света проводили с помощью полупроводникового фотодиода в плоскости падения лазерного луча, как правило, параллельной плоскости падения ионов. Угловой растр конуса отраженного света, регистрируемого фотодиодом,  $\sim 3^\circ$ . Серия исследований для каждого образца включала измерение индикатрис отраженного света  $I(\theta_D)$  для углов падения лазерного луча  $\theta_L = 0 \pm 45$  и  $\pm 70^\circ$  (угол  $\theta_L$  считали положительным, если он и номинальный угол падения ионов  $\theta_i$  лежат по разные стороны от нормали  $N$  к базовой плоскости мишени), и рефлектограмм  $I(\theta_L)$  при фиксированном угле  $\theta_D$  регистрации отраженного света относительно направления лазерного луча.

В предположении, что поверхность меди является гладкой на атомном уровне, расчет угловых зависимостей коэффициентов распыления и ионно-электронной эмиссии проводили следующим образом. Угловую зависимость коэффициента распыления  $Y$  определяли путем компьютерного моделирования распыления с помощью программы SRIM (версия TRIM-98) [7]. Поверхностная энергия связи атомов меди принималась равной 3,52 эВ, плотность — 8,92 г/см<sup>3</sup>, что соответствует табличным значениям энергии сублимации и плотности меди. Статистика моделирования по бомбардирующим частицам составляла  $5 \cdot 10^4$ . Положение рассеивающего центра для каждого следующего столкновения определяется случайным числом. Методы генерации таковы, что случайные числа повторяются после некоторого большого числа проб, поэтому погрешность коэффициента распыления оценивали по результатам не менее 5 процедур моделирования с различным набором псевдослучайных чисел.

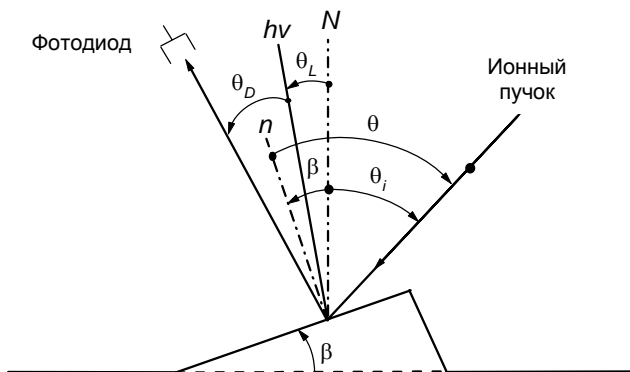


Рис. 1. Схема обозначений углов в эксперименте.

$N$  и  $n$  — макро- и микрономаль к базовой поверхности образца и наклонной микрограницы, соответственно

Расчет угловой зависимости коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии  $\gamma(\theta)$  проводили на основе аналитической теории Парилиса—Кишиневского (Р-К) [8]

$$\gamma_{Р-К}(\theta) = \rho \sigma_e \lambda w / \cos \theta [1 - \lambda / (R_e \cos \theta) \times (1 - \exp(-R_e \cos \theta / \lambda))],$$

где  $\rho$  — атомная плотность мишени;  
 $\lambda$  — длина пробега вторичных электронов в твердом теле;  
 $w$  — вероятность выхода вторичных электронов,  $\theta = \theta_i$ .

Сечение ионизации  $\sigma_e$  в парных атомных столкновениях определяется энергией, передаваемой электронным оболочкам налетающей частицы и атома мишени,

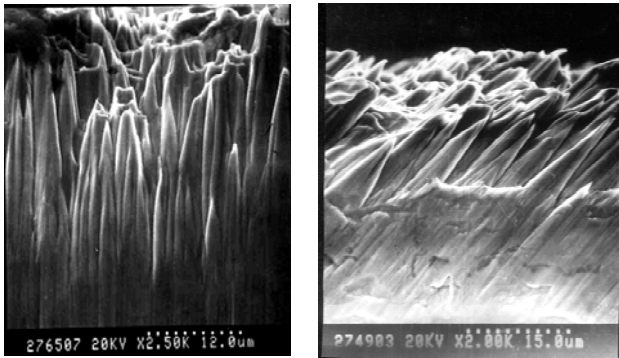
$$\sigma_e(v) = 1,16 a_0 h J^1 [(Z_1 + Z_2)(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{-1}]^2 \times v \arctg [0,6(v - v_0) \cdot 10^{-7}],$$

где  $J$  — энергия ионизации;  
 $v$  — скорость налетающего атома;  
 $v_0$  — пороговая скорость;  
 $a_0$  — первый борковский радиус;  
 $Z_1$  и  $Z_2$  — атомные номера иона и атома мишени, соответственно.

Длину пробега вторичных электронов в меди  $\lambda = 1,8$  нм оценивали по эмпирической формуле:  $\lambda$  [нм] =  $1,9 N_A \rho^{-1} Z_2^{-0,6}$ , где  $N_A$  — число Авогадро [9]. Величину пути  $R_e$ , на котором бомбардирующий ион сохраняет способность ионизовать атомы мишени, полагали равной 23 нм, что близко к проектному пробегу ионов аргона энергии 30 кэВ в меди.

Напомним, что характеристики отражения света поверхностью часто используют для получения параметров шероховатости поверхности [10—12]. Методы обработки данных по отражению света зависят от степени шероховатости и являются существенно различными для зеркальных поверхностей и поверхностей, отражающих свет диффузно [11, 12]. Исследования топографии поверхности меди с помощью растровой электронной микроскопии показали, что как при нормальном, так и при наклонном падении ионов на мишень поверхность оказывается покрытой системой конусов, в том числе сростков конусов, а также конусов сплюснутой формы (рис. 2). При скользящих углах падения ионов на мишень (за максимумом коэффициента распыления на кривых  $Y(\theta_i)$ ) наблюдается рельеф в виде системы борозд с гладкими стенками, почти параллельных плоскости падения ионов (см. в [4], рис. 5, а). Характерные размеры топографических элементов составляют величину порядка единиц микрон. Анализ индикатрис и рефлектограмм показывает, что подвергнутая высокодозному облучению поверхность меди вызывает диффузное рассеяние света, характерное для шероховатых поверхностей с размером

неровностей, сопоставимым с длиной волны зондирующего излучения ( $\lambda = 0,63$  мкм).



а

б

Рис. 2. Микроструктура поверхности меди при облучении ионами  $Ar^+$  энергии 30 кэВ при нормальном (а) ( $\theta_i = 0^\circ$ ) и наклонном (б) ( $\theta_i = 35^\circ$ ) падении ионов на мишень

Согласно модели диффузного отражения света (см., например, [11, 12]) индикатрисы  $I(\theta_D)$  и рефлектограммы  $I(\theta_L)$  могут быть преобразованы в зависимости интенсивности отраженного света  $I(\beta)$  от локального угла наклона  $\beta = \theta_L + \theta_D/2$  микрограней рельефа поверхности, а также в распределения  $f(\beta)$ , т. е. в распределения проекций локальных нормалей  $n$  к микрограням на базовую плоскость исследуемой поверхности. В первом приближении  $f(\beta) \propto I(\theta_L) \cdot \cos\theta_L$ .

Ионное облучение существенно модифицирует микрорельеф поверхности, и при прочих равных условиях характер изменений определяется номинальным углом  $\theta_i$  падения ионов. Выделяют два фактора, обуславливающих различия в угловых зависимостях  $Y(\theta_i)$  и  $\gamma(\theta_i)$  для гладкой и шероховатой поверхности: наличие на шероховатой поверхности совокупности локальных углов падения  $\theta$  бомбардирующих ионов, определяемых распределением  $w(\theta)$ , и затенение отдельными участками поверхности потоков как падающих, так и отраженных и распыленных частиц [13—15]. Анализ ионно-индуцированной топографии поверхности меди позволил положить в основу оценок гребневидную модель рельефа (см. рис. 1), в рамках которой, когда локальный угол падения  $\theta = \beta + \theta_i$ , нормированную функцию распределения этих углов

$$w(\theta) = W(\theta) / \int_{-\pi/2}^{\pi/2} W(\theta) d\theta$$

можно для данного угла падения  $\theta_i$  связать с распределением локальных углов наклона  $f(\beta)$  посредством соотношения  $W(\theta) = f(\beta) \cdot \cos(\beta + \theta_i) / \cos\beta$ . Если  $Y_{SRIM}(\theta)$  — зависимость коэффициента распыления, а  $\gamma_{P-K}(\theta)$  — теоретическая угловая зависимость ионно-электронной эмиссии от угла падения для гладкой поверхности мишени, то их средние значения

$$\langle Y \rangle_{\theta_i} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} Y_{SRIM}(\theta) w(\theta) d\theta$$

и

$$\langle \gamma \rangle_{\theta_i} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \gamma_{P-K}(\theta) w(\theta) d\theta.$$

На рис. 3 приведены примеры экспериментально полученных функций распределения локальных углов падения ионов  $w(\theta)$ , полученных с помощью ЛГФ для номинальных углов  $\theta_i = 40, 60$  и  $80^\circ$ , и зависимость коэффициента распыления для гладкой поверхности  $Y_{SRIM}(\theta)$ , рассчитанная посредством компьютерного моделирования с помощью программы SRIM. Сопоставление графиков зависимостей  $w(\theta)$  и  $Y_{SRIM}(\theta)$  дает наглядное представление о влиянии ионно-индуцированного микрорельефа на распыление мишени. Причем это влияние существенно зависит от значения номинального угла падения  $\theta_i$  ионов на мишень. В области углов падения  $\theta_i < 60^\circ$  распределения  $w(\theta)$  являются широкими — это отражает тот факт, что в случае гребневидной (конусообразной) структуры топографических элементов локальные углы падения больше номинальных:  $\theta > \theta_i$ . Поэтому учет распределений  $w(\theta)$  приводит к значительному возрастанию расчетного коэффициента распыления  $\langle Y \rangle_{\theta_i}$  шероховатой поверхности по сравнению с соответствующим значением для гладкой поверхности. При наклонных и скользящих углах падения ( $\theta_i > 60^\circ$ ), где для гребневидной структуры  $\theta < \theta_i$ , распределения  $w(\theta)$  резко сужаются, положение их максимума становится близким к номинальному углу падения  $\theta_i$ , и шероховатость приводит к некоторому уменьшению расчетного значения коэффициента распыления:  $\langle Y \rangle_{\theta_i} < Y_{SRIM}(\theta)$ .

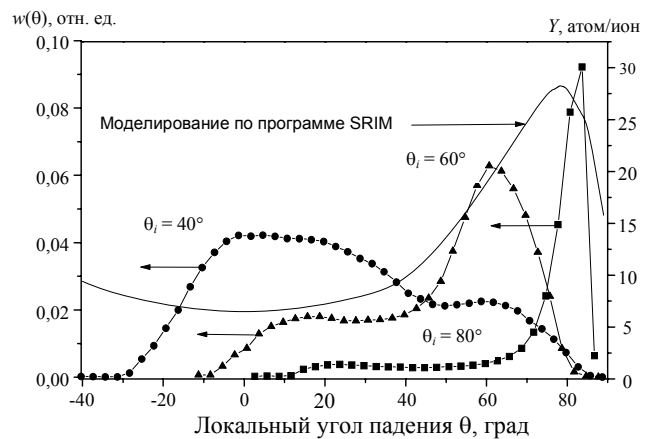


Рис. 3. Распределения локальных углов падения  $w(\theta)$  бомбардирующих ионов на микрогранях поверхности облученной меди при  $\theta_i = 40, 60$  и  $80^\circ$

Сравнение расчетных значений  $\langle Y \rangle_{\theta_i}$ , полученных с учетом распределений  $w(\theta)$  с экспериментальной зависимостью  $Y(\theta_i)$  для распыления меди ионами  $Ar^+$  энергии 30 кэВ из работы [4], приведено на рис. 4, а. Здесь же дана расчетная зависимость  $Y_{SRIM}(\theta_i)$  для гладкой мишени, полученная с помощью компьютерного моделирования по программе SRIM. Видно, что учет шеро-

ховатости в рамках модели гребневидной структуры поверхности приводит к хорошему количественному согласованию данных моделирования и эксперимента. Проведены расчеты  $\langle Y \rangle_{\theta_i}$  с учетом микро топографии поверхности.

На рис. 4, б представлены экспериментально измеренная и рассчитанные как для гладкой поверхности мишени, так и с учетом шероховатости угловые зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии. Штрихпунктиром отмечена угловая зависимость величины  $\gamma \cos \theta$ , подчеркивающая отклонение  $\gamma(\theta)$  от закона обратного косинуса, проявляющееся при скользких углах падения [8]. Видно, что расхождения между экспериментом и рассчитанной для гладкой поверхности угловой зависимости коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии имеют такую же тенденцию, как и в случае распыления, однако в рассматриваемом варианте расхождения меньше, чем при распылении. В области углов  $\theta_i < 60^\circ$  учет шероховатости (так же как и в случае распыления) сглаживает расхождения. Однако в области скользких углов в эксперименте, в отличие от расчета, наблюдается максимум. Отсутствие максимума в теоретической зависимости  $\gamma_{P-K}(\theta)$  связано с тем, что теория Парилуса-Кишиневского не учитывает влияния отраженных частиц.

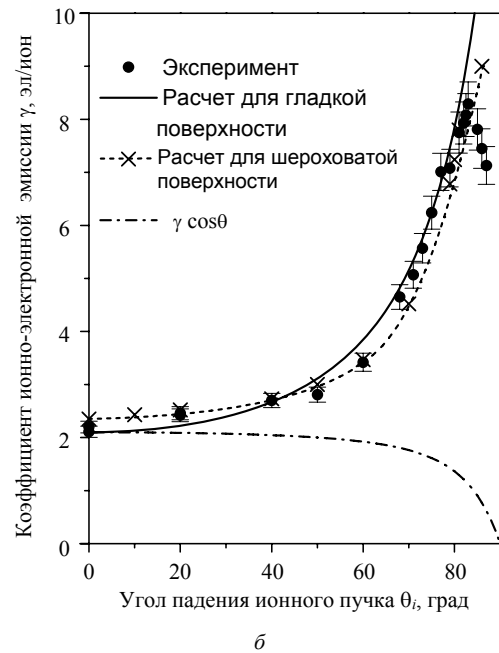
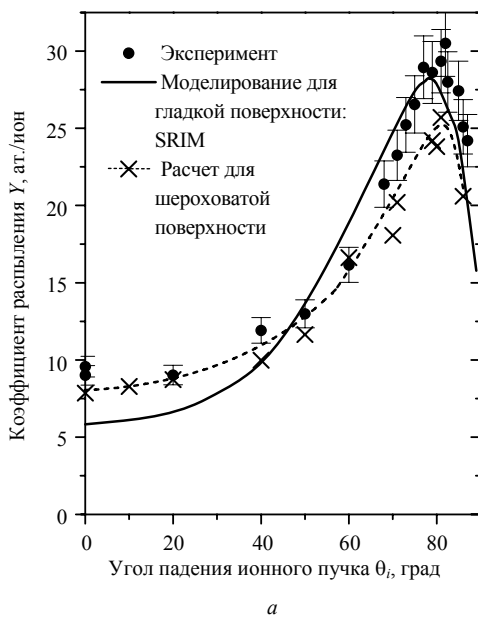


Рис. 4. Зависимость от угла падения  $\theta_i$  ионов  $Ar^+$  с энергией 30 кэВ коэффициента:

а — распыления меди; б — ионно-электронной эмиссии меди

В работе рассмотрено влияние ионно-индуцированной топографии поверхности на коэффициенты распыления и ионно-электронной эмиссии поликристаллической меди в зависимости от угла падения ионов  $Ar^+$  энергии 30 кэВ на мишень. Методом лазерной гониофотометрии получены распределения локальных углов падения ионов и проведена коррекция угловых зависимостей  $Y$  и  $\gamma$ , рассчитанных в предположении гладкой поверхности. Показано, что учет микро топографии поверхности приводит к хорошей согласованности результатов моделирования и теоретического расчета с экспериментальными данными  $Y(\theta_i)$  и  $\gamma(\theta_i)$ . Выявлено, что для гребневидной структуры при нормальном и близком к нормальному углу падения ионов на мишень  $\theta > \theta_i$  учет распределений  $w(\theta)$  приводит к значительному возрастанию расчетных значений коэффициентов распыления  $\langle Y \rangle_{\theta_i}$  и ионно-электронной эмиссии  $\langle \gamma \rangle_{\theta_i}$  шероховатой поверхности. При наклонных и скользких углах падения, когда  $\theta < \theta_i$ , распределения  $w(\theta)$  сужаются, положение их максимума становится близким к номинальному углу падения  $\theta_b$ , и шероховатость приводит к уменьшению расчетных значений коэффициентов распыления и кинетической ионно-электронной эмиссии:  $\langle Y \rangle_{\theta_i} < Y_{SRIM}(\theta)$  и  $\langle \gamma \rangle_{\theta_i} < \gamma_{P-K}(\theta)$ . Отметим, что наличие ионно-индуцированной шероховатости отражается на зависимости  $Y(\theta_i)$  в большей степени, чем на зависимости  $\gamma(\theta_i)$ , что обусловлено более сильной, чем  $1/\cos \theta$ , угловой зависимостью  $Y(\theta)$ .

*Работа выполнена при финансовой поддержке правительства Москвы.*

#### Л и т е р а т у а

1. Распыление под действием бомбардировки частицами. Вып. 3. Характеристики распыленных частиц, применения в технике/ Под ред. Р. Бериша и К. Виттмака. — М.: Мир, 1998. — 551 с.
2. Federici G., Skinner C. H., Brooks J. N., Coad J. P., Grisolia C., Haasz A. A., Hassanein A., Philipps V., Pitcher C. S., Roth J., Wampler W. R., Whyte D. G.// Plasma-Material Interactions in Current Tokomaks and their Implications for Next-Step Fusion Reactors, IPP-Report. 2001.V. 9/128.
3. Аусилло О., Ибботсон Д. И., Флэм Д. Л.// Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел: Сб. статей 1986—1987 гг.: Пер. с англ./Сост. Е. С. Машкова. — М.: Мир, 1989. С. 309.
4. Жукова Ю. Н., Машкова Е. С., Молчанов В. А., Сотников В. М., Эжитайн В.// Изв. АН. Сер. физ. 1994. № 58. С. 92.
5. Машкова Е. С., Молчанов В. А., Фаязов И. М., Эжитайн В.// Поверхность. 1994. № 2. С. 33.

6. Andrianova N. N., Borisov A. M., Mashkova E. S., Nemov A. S.// Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Research. 2005. V. 230/1—4. P. 583.
7. Эжитайн В. Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. — М.: Мир, 1995. — 319 с.
8. Borisov A. M., Mashkova E. S., Nemov A. S., Parilis E. S.// Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Research. 2005. V. 230/1—4. P. 443.
9. Бронштейн Н. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука. 1969.
10. Бугер П. Оптический трактат о градации света/ Пер. с фр. Н. А. Толстого и П. П. Феофилова. — М.: Изд-во АН СССР, 1950. — 485 с.
11. Кожеляев Е. М., Бородулин В. П., Замбржицкий А. П., Пузанов А. А.// Вестник Московского университета. Серия физика и астрономия. 1977. Т. 18. № 5.
12. Топорец А. С. Оптика шероховатой поверхности. — М.: Машиностроение, 1988. — 191 с.
13. Littmark U., Hofer W. O.// J. Mater. Sci. 1978. V. 13. P. 2577.
14. Mischler J., Maurel B., Benazeth N.// Rad. Effects. 1989. V. 108. P. 147.
15. Борисов А. М., Машкова Е. С., Немов А. С., Камнева С. А., Курнаев В. А., Трифонов Н. Н.// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2004. № 2. С. 65.

*Статья поступила в редакцию 22 декабря 2005 г.*

## The effect of ion-induced surface topography on ion-electron emission and sputtering of polycrystalline copper

*N. N. Andrianova, A. M. Borisov*

MATI — Russian State Technology University, Moscow, Russia

*E. S. Mashkova, A. S. Nemov*

Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

*The effect of ion-induced surface topography of polycrystalline copper developed under high-dose 30 keV Ar<sup>+</sup> ion bombardment in the range angles of incidence  $\theta_i = 0—86^\circ$  on ion-electron emission and sputtering has been studied. The correction of the angular dependences of sputtering and ion-electron emission yields calculated for a smooth copper surface taking into account the distribution of local angles of incidence  $w(\theta)$  on surface microfacets obtained by a method of reflected light goniophotometry and comparison with experimental data have been produced.*

\* \* \*