

УДК 537.534:538.911

ИОННО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ И ЭРОЗИЯ ПОВЕРХНОСТИ НАНОСТРУКТУРНОГО НИКЕЛЯ ПРИ ВЫСОКОДОЗНОМ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ АРГОНА С ЭНЕРГИЕЙ 30 кэВ

© 2022 г. А. М. Борисов^а *, Е. С. Машкова^б, М. А. Овчинников^б,
Р. Х. Хисамов^с, Р. Р. Мулюков^с

^аМосковский авиационный институт, Москва, 125993 Россия

^бМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, 127055 Россия

^сИнститут проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, 450001 Россия

*e-mail: anatoly_borisov@mail.ru

Поступила в редакцию 26.06.2021 г.

После доработки 14.08.2021 г.

Принята к публикации 28.08.2021 г.

Приводятся и обсуждаются результаты исследования эрозии и ионно-электронной эмиссии образцов никеля с нано-, микро- и крупнокристаллической структурой при высокодозном облучении ионами аргона с энергией 30 кэВ. Наноструктуру формировали с помощью деформации кручения под высоким давлением. Облучение наноструктурного никеля привело к формированию большой плотности конусов на его поверхности – 1 конус/мкм². Показано, что снижение размера кристаллических зерен до 100 нм, так же, как и наличие или отсутствие конусов, не оказывает влияния на коэффициент ионно-электронной эмиссии. Найдено, что коэффициент ионно-электронной эмиссии никеля уменьшается при увеличении температуры от комнатной до 100–150°C с выходом на плато вплоть до 400°C. Показано, что наличие температурной зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии для никеля может быть обусловлено рассеянием вторичных электронов на фононах.

Ключевые слова: высокодозное облучение ионами, кручение под высоким давлением, наноструктура, никель, ионно-электронная эмиссия, эрозия поверхности, конусы.

DOI: 10.31857/S1028096022030062

ВВЕДЕНИЕ

Многие физические свойства наноструктурных металлов, имеющих средний размер зерен, субзерен, областей когерентного рассеяния не более 100 нм, отличаются от свойств крупнокристаллических металлов [1–4]. В частности, работа выхода электронов наноструктурных металлов ниже по сравнению с работой выхода крупнокристаллических металлов [5–9], что может быть использовано для повышения эффективности холодных катодов в различных газоразрядных приборах, работающих на основе ионно-электронной эмиссии [10]. Так, в [11, 12] изучали влияние на ионно-электронную эмиссию размера кристаллических зерен катода. Найдено, что снижение размера зерен в алюминиево-медном сплаве от 5.5 до 0.25 мкм приводит к двукратному повышению коэффициента ионно-электронной эмиссии при облучении ионами гелия с энергией 700 эВ. Увеличение коэффициента авторы связывают с повышением удельной площади границ зерен на

поверхности образца с зернами малых размеров и присутствием оксидов на их границах. Кроме того, изменение морфологии поверхности катода в процессе ионной бомбардировки также может оказывать влияние на коэффициент ионно-электронной эмиссии. В [13, 14] показано, что ионная бомбардировка поверхности приводит к изменению работы выхода электрона из металлов, и, соответственно, к изменению эмиссии электронов [15–17].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию ионно-электронной эмиссии и эрозии при высокодозном облучении поверхности поликристаллического никеля с различным размером кристаллических зерен ионами аргона с энергией 30 кэВ.

ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В эксперименте использовали поликристаллический никель чистотой 99.99% с различным

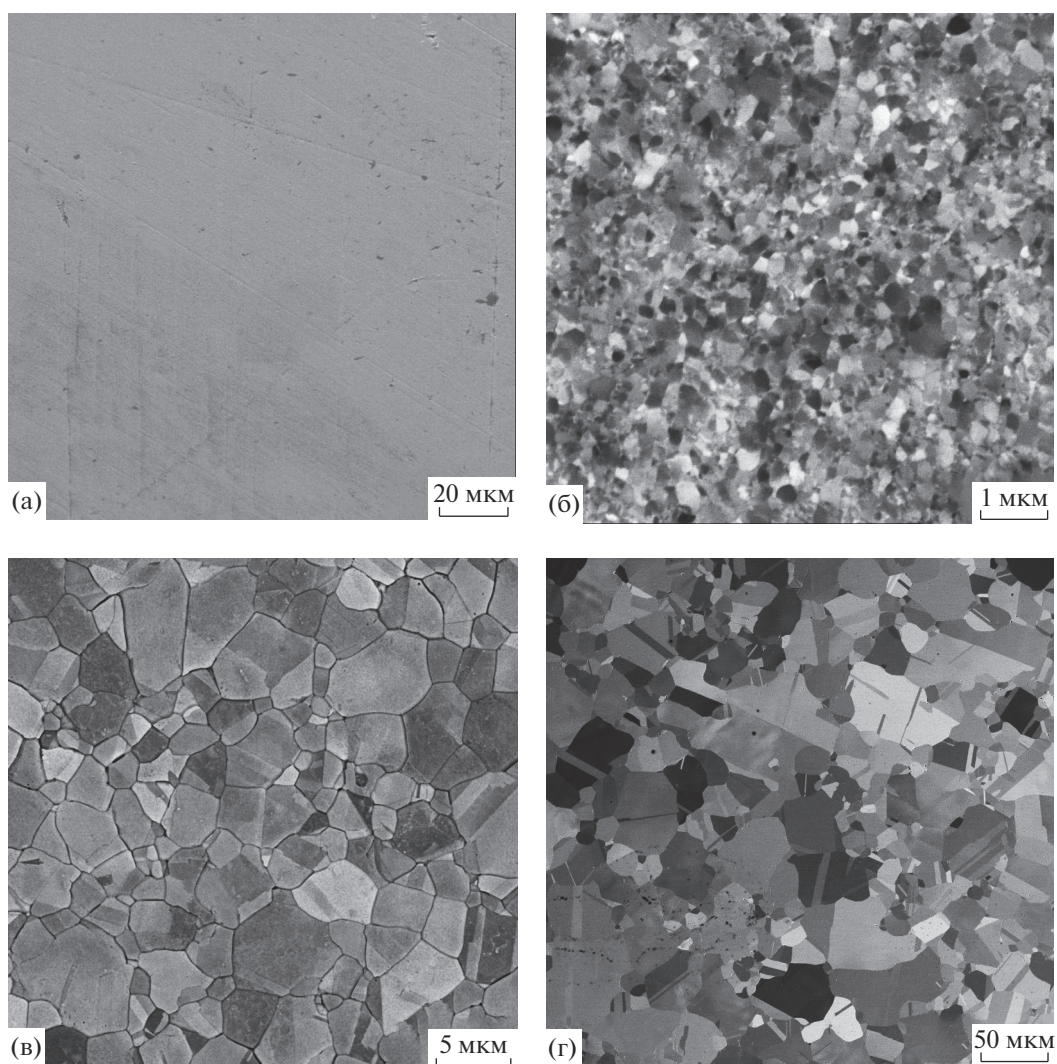


Рис. 1. РЭМ-изображения образцов никеля: а – поверхность до облучения наноструктурного никеля в режиме детектирования вторичных электронов; б, в, г – микроструктура, соответственно, наноструктурного (средний размер зерен 300 нм), микрокристаллического (4 мкм) и крупнокристаллического (30 мкм) образцов никеля в режиме детектирования обратно отраженных электронов.

средним размером зерен. Наноструктурные образцы получали с помощью интенсивной пластической деформации методом кручения под высоким давлением. Деформацию осуществляли в наковальнях Бриджмена с углублениями в их центре размером 0.25 мм, диаметром 12 мм [18]. При деформации задавали давление 5 ГПа, количество оборотов 10, скорость вращения 2 об./мин. Полученные наноструктурные образцы были в форме дисков диаметром 12 мм и толщиной порядка 0.5 мм. Для сравнительных измерений использовали образцы с микро- и крупнокристаллической структурой. Образцы с микроструктурой получили отжигом наноструктурных образцов при температуре 500°C в течение получаса. Исходные, до деформации, образцы никеля имели крупнокристаллическую структуру.

Перед облучением образцы подвергали механической полировке и очищали в ультразвуковой ванне в этиловом спирте. Пример изображения поверхности образцов до облучения, полученного в растровом электронном микроскопе (РЭМ), приведен на рис. 1а. Измерения шероховатости с помощью лазерного сканирующего микроскопа LSM 5 (Carl Zeiss, Германия) показали среднее арифметическое отклонение профиля R_a около 0.3 мкм для всех исследованных образцов.

Облучение образцов проводили ионами аргона с энергией 30 кэВ при нормальном падении на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ [19]. Ток ионов на мишень составлял около 100 мкА при плотности 0.3 мА/см². Флуенс в процессе облучения достигал порядка 10¹⁸ см⁻². Температуру ми-

шени варьировали от 20 до 400°C, контроль температуры осуществляли с помощью хромель-алюмелевой термопары, спай которой укрепляли на облучаемой стороне мишени вне зоны облучения. В процессе облучения периодически измеряли коэффициент ионно-электронной эмиссии γ , который определяли, как отношение тока электронов, эмитированных с образца, к току бомбардирующих ионов. Погрешность измерения γ не превышала 2%. Исследование поверхности образцов после ионного облучения проводили с помощью РЭМ Mira 3LHM (Tescan, Чехия). Размеры кристаллических зерен в образцах оценивали методом дифракции обратно отраженных электронов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В результате кручения под высоким давлением (5 ГПа, 10 об.) в образцах никеля была сформирована наноструктура со средним размером зерен 300 нм (рис. 1б). Размер субзерен и область когерентного рассеяния составили около 100 нм. Анализ спектра разориентации границ зерен методом дифракции обратно отраженных электронов показал, что около 75% границ являются “высокоугловыми” (угол разориентации между зернами более 12°), что свидетельствует о сформировавшейся преимущественно зеренной структуре. В результате отжига наноструктурных образцов при 500°C в течение получаса образовалась микрокристаллическая структура со средним размером зерен 4 мкм (рис. 1в). Размер зерен в исходном крупнокристаллическом образце никеля составил около 30 мкм (рис. 1г).

С целью определения влияния наноструктуры (в частности, влияния среднего размера зерен) на ионно-электронную эмиссию коэффициент γ для наноструктурных образцов измеряли в сравнении с микро- и крупнокристаллическими образцами. Измерения проводили при нагреве до 45 и 120°C. Нагрев выше 120°C не осуществляли, чтобы избежать роста зерен в наноструктурном образце, который начинается при температурах выше 150°C [9].

При нагреве образцов как до 45°C, так и до 120°C в первые 5 мин облучения наблюдались повышенные значения коэффициента γ , он уменьшался со временем облучения и затем стабилизировался (рис. 2). Повышенный коэффициент γ в начале облучения связывают с распылением оксидных слоев и адсорбированных атомов на поверхности [20]. Коэффициент γ наноструктурного, микрокристаллического и крупнокристаллического образцов составил 2.15 э/ион при нагреве до 45°C и 2.04 э/ион при нагреве до 120°C (установившиеся значения γ на рис. 2 обозначены пунктиром). Таким образом, измерения показывают, что коэффициент ионно-электронной эмиссии исследованных образцов никеля практически не

зависит от размера зерен, а уменьшение γ связано с увеличением температуры облучаемых образцов. Это подтверждает приведенная на рис. 3 температурная зависимость коэффициента γ крупнокристаллических образцов. Данные соответствуют равновесным значениям γ , когда они перестают зависеть от флуенса облучения. Видно, что коэффициент γ уменьшается при увеличении температуры от комнатной до 100–150°C с выходом на плато вплоть до 400°C. Для металлов такой эффект не является характерным [20]. На рис. 3 в качестве примера приведены данные, подтверждающие отсутствие температурной зависимости $\gamma(T)$ для меди [21].

На рис. 4 представлены РЭМ-изображения образцов никеля с различной структурой в результате облучения ионами аргона с энергией 30 кэВ при нормальном падении, полученные в режиме детектирования вторичных электронов. В результате ионного облучения наноструктурного образца, нагретого до 45°C, на его поверхности образовалось большое количество выступов (рис. 4а, 4б). Выступами являются как зерна, заостренные при вершине, так и отдельные конусы. Высота выступающих зерен и конусов достигает 1 мкм. Радиус закругления зерен при вершине составляет около 100–300 нм, конусов – 30–50 нм. Плотность конусов на поверхности составляет около 1 конус/мкм². После облучения наноструктурного образца, нагретого до 120°C, на поверхности также образовались заостренные при вершине выступающие зерна и конусы. Однако по сравнению с поверхностью наноструктурного образца, нагретого до 45°C, зерна и конусы несколько увеличились при основании и вершине, а их высота осталась такой же – около 1 мкм.

Ионное облучение микрокристаллического образца, нагретого до 45°C, привело к более выраженному рельефу с перепадом высот между зернами вследствие большего размера зерен по сравнению с размером зерен наноструктурного образца (рис. 4в, 4г). В отличие от наноструктурного образца, нагретого до этой же температуры, где зерна имеют заостренный вид при вершине, на микрокристаллическом образце поверхность выступающих зерен более пологая и ровная. На некоторых зернах сформировались ямки травления. На поверхности зерен, которые протравились сильнее, появились конусы. Перепад высот между зернами, так же, как и высота конусов, составляет 1–2 мкм. Плотность конусов на поверхности около 0.05 конус/мкм², что гораздо меньше по сравнению с наноструктурным образцом. Нагрев микрокристаллического образца, так же, как и наноструктурного образца, до 120°C приводит к уширению конусов при основании и вершине. Рельеф с перепадом высот между зернами сглаживается.

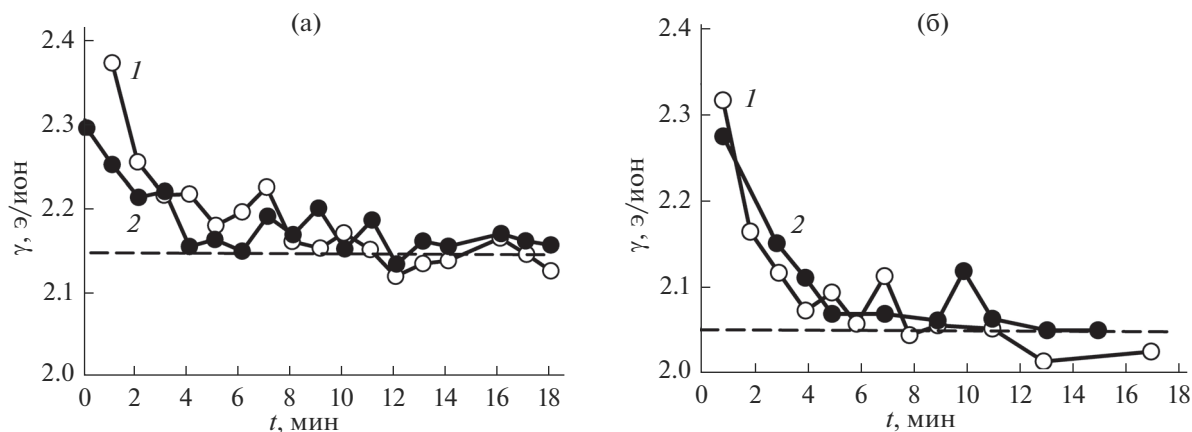


Рис. 2. Коэффициент γ ионно-электронной эмиссии в зависимости от времени облучения для наноструктурного (1) и микрокристаллического (2) образцов никеля при нагреве до: а – 45; б – 120°C.

В результате ионного облучения крупнокристаллического образца на поверхности сформировался рельеф с перепадом высот между зернами от нескольких единиц до 10–20 мкм (рис. 4д, 4е). На поверхности зерен образуются ямки травления. В редких местах образовались конусы. Их плотность крайне мала по сравнению с наноструктурными и микрокристаллическими образцами и не превышает 10^{-3} конус/мкм².

Детальное изучение РЭМ-изображений показывает, что конусы образуются преимущественно вблизи границ зерен никеля. Это отчетливо наблюдается на изображениях наноструктурных и микрокристаллических образцов, снятых по нормали (рис. 4а, 4в). Конусы, образованные вблизи границ зерен, также можно обнаружить и на крупнокристаллическом образце (рис. 4е). Веро-

ятно, что границы зерен предпочтительны для образования конусов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Согласно теории кинетической ионно-электронной эмиссии, развитой Парилсом и Кишиневским для металлов [22, 23], коэффициент γ ионно-электронной эмиссии равен:

$$\gamma = \frac{n\sigma\lambda W \left[1 - \frac{\lambda}{R\cos\theta} \left(1 - \exp\left(-\frac{R\cos\theta}{\lambda}\right) \right) \right]}{\cos\theta}, \quad (1)$$

где n – атомная плотность металла, λ – глубина выхода вторичных электронов, W – вероятность выхода вторичных электронов, R – расстояние, на котором ион способен ионизировать атомы, θ – угол падения ионов. Сечение ионизации σ в парных атомных столкновениях зависит от энергии, передаваемой электронным оболочкам налетающего иона и атома металла:

$$\sigma = 1.16a_0hJ^{-1} \left[\frac{(Z_1 + Z_2)}{(Z_1^{-1/2} + Z_2^{-1/2})} \right]^2 V_0 \times \arctg \left[0.6(V - V_0) \times 10^{-7} \right], \quad (2)$$

где J – средняя энергия ионизации для внешних оболочек атома металла, a_0 – первый борковский радиус, h – постоянная Планка, Z_1 и Z_2 – атомные номера налетающего иона и атома металла соответственно, V и V_0 – скорость налетающего иона и пороговая скорость [см/с], при которой в металле образуются вторичные электроны.

Величины, входящие в выражения (1) и (2), напрямую не зависят от размера зерен в металле. В то же время значения λ и R порядка единиц и десятков нанометров соответственно, если и зависят от размера зерен, то, как показали измере-

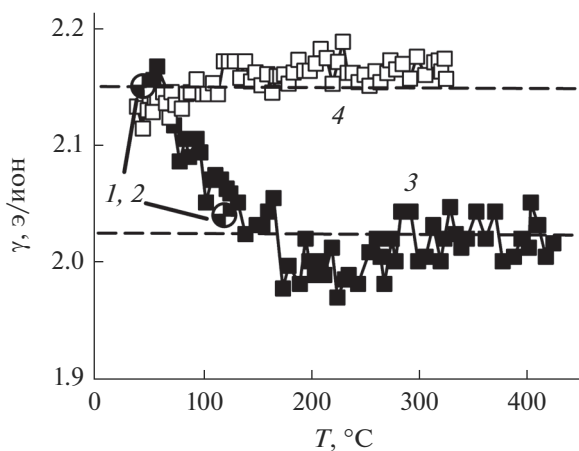


Рис. 3. Зависимость коэффициента γ ионно-электронной эмиссии от температуры для образцов никеля: 1 – наноструктурного; 2 – микрокристаллического; 3 – крупнокристаллического; 4 – данные для меди [21].

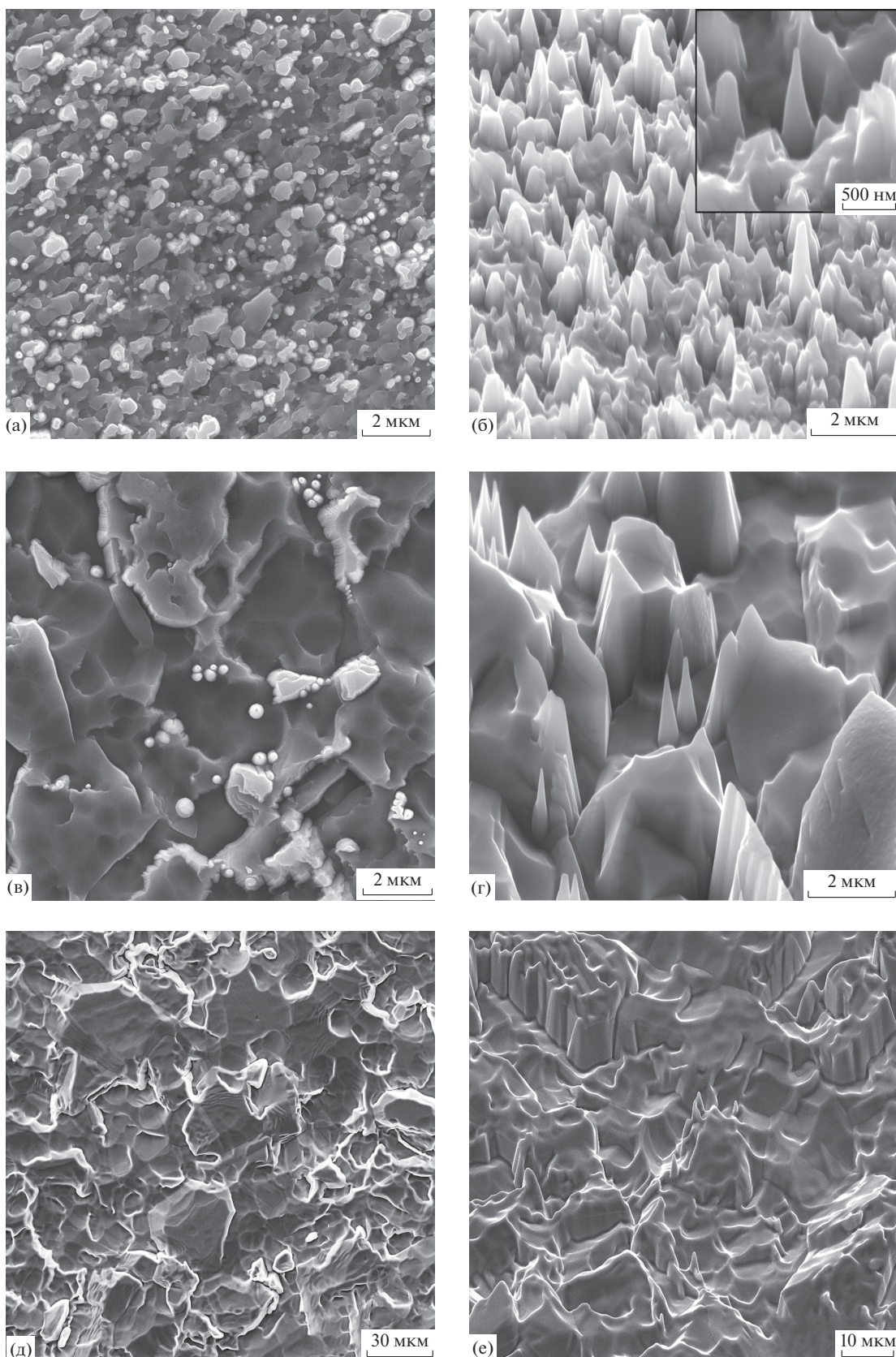


Рис. 4. РЭМ-изображения наноструктурного (а, б), микрокристаллического (в, г) и крупнокристаллического (д, е) образцов никеля после облучения ионами аргона с энергией 30 кэВ при нормальном падении и углах детектирования вторичных электронов 0° (а, в, д) и 45° (б, г, е).

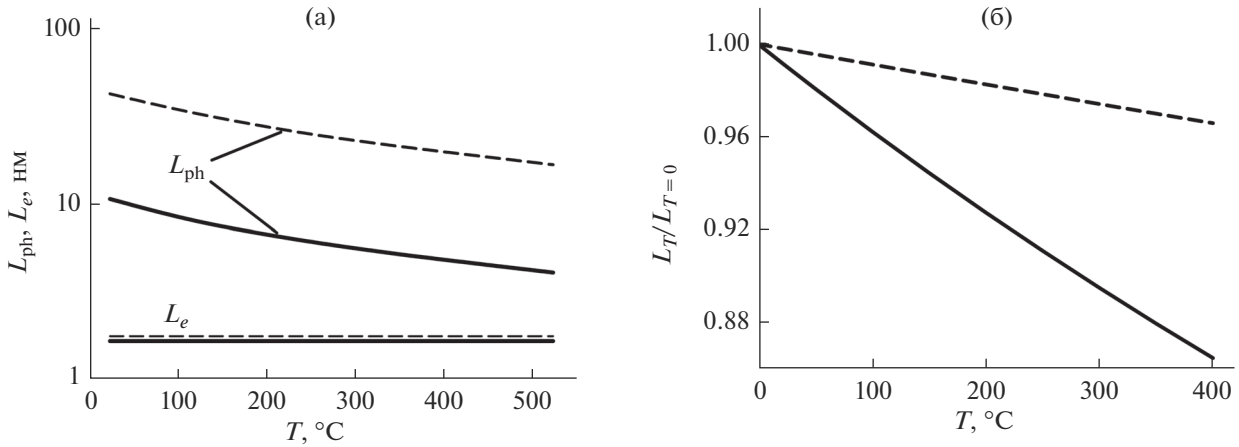


Рис. 5. Зависимость от температуры: а – длины свободного пробега электронов L_e и L_{ph} в никеле (сплошная линия) и меди (пунктирная линия); б – общей длины пробега электронов L в соответствующих металлах.

ния коэффициента γ , слабо. Однако можно ожидать, что если структурные элементы металла, в частности размер зерен, будут близки по значению λ и R , то коэффициент γ может существенно отличаться от коэффициента γ металла с крупнокристаллической структурой.

Обнаруженную температурную зависимость γ для никеля можно объяснить зависимостью глубины выхода вторичных электронов λ от температуры, хотя и считается, что коэффициент γ металлов не зависит от температуры [24]. Для этого надо учесть, что величина λ может зависеть не только от неупругого рассеяния вторичных электронов при электрон-электронном взаимодействии, которое не зависит от температуры. Так, уменьшение с температурой коэффициента γ для диэлектриков связывают с изменением глубины λ при электронно-фононном рассеянии, которое сильно зависит от температуры. Можно предположить, что в случае никеля уменьшение γ с ростом температуры связано с уменьшением глубины выхода вторичных электронов λ в результате рассеяния электронов на фононах.

Длина пробега вторичных электронов L , определяющая их глубину выхода, по правилу Матиссена аддитивно зависит от длин пробега при электрон-электронном L_e и электронно-фононном L_{ph} рассеянии (например, [20, 25]):

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_e} + \frac{1}{L_{ph}}. \quad (3)$$

Длина L_e не зависит от температуры. Длина L_{ph} зависит от температуры, для электронов проводимости ее величина определяется известным выражением [26]:

$$L_{ph} = \frac{2mV_F}{\rho_0(1 + \alpha T)n_e e^2}, \quad (4)$$

где m – масса электрона, V_F – скорость электрона проводимости на уровне Ферми, ρ_0 – удельное электрическое сопротивление металла при $T = 273$ К, α – температурный коэффициент, T – температура (в градусах Кельвина), n_e – концентрация электронов проводимости, e – заряд электрона.

Расчитанные температурные зависимости L_{ph} для никеля и меди (для сравнения) приведены на рис. 5а. На рисунке приведены также не зависящие от температуры значениями L_e , рассчитанными по эмпирической формуле [27]:

$$L_e = 1.9 \times 10^{-7} \frac{A}{\rho Z_2^{0.6}}, \quad (5)$$

где A и ρ – атомная масса и плотность металла соответственно, Z_2 – атомный номер металла.

Расчеты общей длины L показывают, что для никеля из-за более низких значений L_{ph} зависимость $L(T)$ больше убывает с температурой по сравнению с $L(T)$ для меди. Это отчетливо видно, если отнести длину L при заданной температуре к длине L при $T = 273$ К (рис. 5б). Таким образом, можно предположить, что глубина выхода вторичных электронов λ для никеля существенно снижается с увеличением температуры за счет рассеяния на фононах, и это является причиной снижения коэффициента γ для никеля с ростом температуры в эксперименте.

Что касается описанных выше закономерностей развития рельефа поверхности при ионном облучении, увеличение плотности конусов при снижении размера зерен в никеле можно объяснить повышением относительной протяженности границ зерен. Известно, что конусы часто образуются в местах пересечения ямок травления с границами зерен металла [28–30]. Причина образования конусов вблизи и на границах зерен, ве-

роятно, связана с особенностями кристаллической структуры границ. Возможно, что на границах зерен благодаря высокой концентрации собственных кристаллических дефектов могут формироваться локальные области с низким коэффициентом распыления, что приводит к образованию конусов.

Оценим влияние относительной протяженности границ зерен на значимую плотность конусов, образующихся на поверхности наноструктурного и микрокристаллического образцов никеля. На поверхности наноструктурного образца относительная протяженность границ зерен p при среднем размере зерен $d = 300$ нм, рассчитанная по формуле $p \approx \pi/2d$ [31], составляет около 5 мкм^{-1} . На поверхности микрокристаллического образца со средним размером зерен $d = 4$ мкм протяженность p равна 0.4. Принимая во внимание плотность конусов N на поверхностях образцов, можно оценить плотность конусов N , приходящуюся на единицу длины границ зерен p . Оценка показывает, что для наноструктурного образца соотношение N/p составляет около 0.2 конус/мкм. Тем же порядком величины характеризуется отношение $N/p = 0.1$ для микрокристаллического образца. Близкие значения отношений N/p для образцов с различной структурой наглядно показывают корреляцию между относительной протяженностью границ зерен и плотностью ионно-индуцированных конусов на поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование ионно-электронной эмиссии и эрозии поверхности никеля с нано-, микро- и крупнокристаллической структурой при высокодозном облучении ионами аргона с энергией 30 кэВ.

Найдено, что коэффициент ионно-электронной эмиссии никеля практически не зависит от среднего размера зерен от 100 нм и выше. Уменьшение размера зерен приводит к формированию большой плотности конусов на поверхности порядка 1 конус/мкм². Наличие конусов на поверхности практически не влияет на коэффициент ионно-электронной эмиссии.

Обнаружена температурная зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии никеля – коэффициент уменьшается при увеличении температуры от комнатной до 100–150°C с выходом на плато вплоть до 400°C.

Показано, что при анализе ионно-электронной эмиссии металлов следует учитывать рассеяние вторичных электронов на фононах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПСМ РАН. Электронно-микроскопические исследования проведены на базе ЦКП ИПСМ РАН “Структурные и физико-механические исследования материалов”.

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gleiter H. // Progress Mater. Sci. 1989. V. 22. P. 223. [https://doi.org/10.1016/0079-6425\(89\)90001-7](https://doi.org/10.1016/0079-6425(89)90001-7)
2. Nazarov A.A., Mulyukov R.R. // Handbook of Nano-Science. Engineering and Technology. Boca Raton: CRC Press, 2002. P. 22. <https://doi.org/10.1201/9781420040623>
3. Zhu Y.T., Langdon T.G. // JOM. 2004. V. 56. P. 58. <https://doi.org/10.1007/s11837-004-0294-0>
4. Мулюков Р.Р. // Российские нанотехнологии. 2007. Т. 2. № 7–8. С. 38. ISSN: 1992-7223.
5. Li W., Li D.Y. // Surf. Rev. Lett. 2004. V. 11. P. 173. <https://doi.org/10.1142/S0218625X04006025>
6. Loskutov S.V. // Surf. Sci. 2005. V. 585. P. L166. <https://doi.org/10.1016/j.susc.2005.04.011>
7. Mulyukov R.R. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2006. V. 24. P. 1061. <https://doi.org/10.1116/1.2174024>
8. Хисамов Р.Х., Сафаров И.М., Мулюков Р.Р., Юмагузин Ю.М., Зубаиров Л.Р., Назаров К.С. // ЖТФ. 2011. Т. 81. С. 122. <https://doi.org/10.1134/S1063784211110132>
9. Хисамов Р.Х., Сафаров И.М., Мулюков Р.Р., Юмагузин Ю.М. // ФТТ. 2013. Т. 55. С. 3. <https://doi.org/10.1134/S1063783413010186>
10. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский дом “Интеллект”, 2009. 736 с.
11. Smith P.C., Hu B., Ruzic D.N. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1994. V. 12. P. 2692. <https://doi.org/10.1116/1.579090>
12. Leybovich A., Kuniya T., Smith P.C., Hendricks M.B., Ruzic D.N. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1994. V. 12. P. 1618. <https://doi.org/10.1116/1.579024>
13. Horvath A., Nagy N., Schiller R. // Rad. Phys. Chem. 2016. V. 124. P. 38. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.12.012>
14. Horvath A., Vertesy G., Schiller R. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2020. V. 466. P. 12. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.01.004>
15. Cazaux J. // Appl. Surf. Sci. 2010. V. 257. P. 1002. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2010.08.007>
16. Yang J., Cui W., Li Y., Xie G., Zhang N., Wang R., Hu T., Zhang H. // Appl. Surf. Sci. 2016. V. 382. P. 88. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2016.03.060>
17. Hu X.-C., Cao M., Cui W.-Z. // Micron. 2016. V. 90. P. 71. <https://doi.org/10.1016/j.micron.2016.08.008>
18. Хисамов Р.Х., Тимирязев Р.Р., Сафаров И.М., Мулюков Р.Р. // Письма о материалах. 2020. Т. 10. № 2. С. 223. <https://doi.org/10.22226/2410-3535-2020-2-223-226>

19. *Mashkova E.S., Molchanov V.A.* Medium-Energy Ion Reflection from Solids. Amsterdam: North-Holland, 1985. 444 p.
20. *Брусиловский Б.А.* Кинетическая ионно-электронная эмиссия. М.: Энергоатомиздат, 1990. 184 с.
21. *Borisov A.M., Mashkova E.S., Nemov A.S.* // *Vacuum*. 2004. V. 73. P. 65.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2003.12.042>
22. *Парилус Э.С., Кишиневский Л.М.* // *ФТТ*. 1967. Т. 3. С. 1219.
23. *Borisov A.M., Mashkova E.S., Nemov A.S., Parilis E.S.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*. 2005. V. 230. P. 443.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.12.081>
24. *Hasselkamp D.* Particle Induced Electron Emission II. N.Y.: Springer-Verlag, 1992. V. 123. 95 p.
25. *Kanter H.* // *Phys. Rev. B*. 1970. V. 1. P. 522.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.1.522>
26. *Левич В.Г.* Курс теоретической физики. Т. II. М.: Наука, 1971. 936 с.
27. *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 408 с.
28. *Carter G., Nobes M.J., Whitton J.L.* // *Appl. Phys. A*. 1985. V. 38. P. 77.
<https://doi.org/10.1007/BF00620458>
29. *Carter G.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2001. V. 34. P. R1.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/3/201>
30. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Вып. II. Распыление сплавов и соединений, распыление под действием электронов и нейтронов, рельеф поверхности / Ред. Бериш Р. М.: Мир, 1986. 488 с.
31. *Салтыков С.А.* Стереометрическая металлография. М.: Металлургия, 1970. 376 с.

Ion-Induced Electron Emission and Surface Erosion of Nanostructured Nickel under High-Fluence Irradiation with 30 keV Argon Ions

A. M. Borisov^{1, *}, E. S. Mashkova², M. A. Ovchinnikov², R. K. Khisamov³, R. R. Mulyukov³

¹*Moscow Aviation Institute, Moscow, 125993 Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Scobel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 127055 Russia*

³*Institute for Metals Superplasticity Problems RAS, Ufa, 450001 Russia*

*e-mail: anatoly_borisov@mail.ru

The results of studying the erosion and ion-induced electron emission of nickel samples with nano-, micro- and coarse-crystalline structures under high-fluence irradiation with 30 keV argon ions are presented and discussed. The nanostructure has been formed by high pressure torsion deformation. Irradiation of nanostructured nickel led to the formation of a high surface cone density $1 \text{ cone}/\mu\text{m}^2$. It is shown that a decrease in the size of crystal grains to 100 nm, as well as the presence or absence of cones, does not affect the ion-induced electron emission yield. It is found that the ion-induced electron emission yield for nickel decreases with an increase in temperature from room temperature to 100–150°C, reaching a plateau up to 400°C. It is shown that the temperature dependence of the ion-induced electron emission yield for nickel can be due to the scattering of secondary electrons by phonons.

Keywords: high-fluence irradiation, high-pressure torsion, nanostructure, nickel, ion-induced electron emission, surface erosion, cones.