

11;12

## Температурный эффект автоэлектронной эмиссии островков циркония на вольфраме

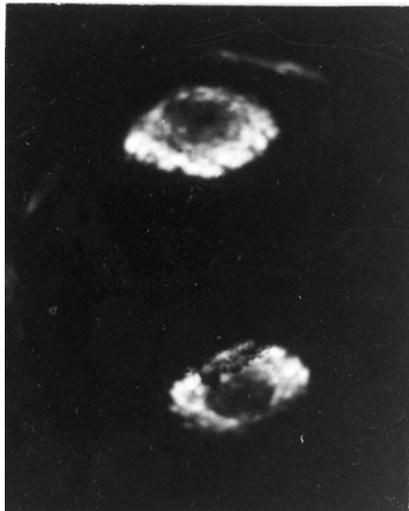
© Е.Л. Конторович, Т.И. Судакова, В.Н. Шредник

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 14 января 1999 г.

Экспериментально определены коэффициенты изменения работы выхода с температурой  $\alpha_T$  для двумерных островков Zr на и в окрестности грани  $\{001\}$ W.  $\alpha_T$  на порядок превышают значения, типичные для чистых металлов. Это связывается с изменением энергии связи адатом–адатом по мере роста температуры.

Двумерные островки циркония формируются в окрестности граней куба  $\{001\}$  кристалла вольфрама и на самих этих гранях. Такие островки наблюдаются как яркие пятна в полевом электронном микроскопе [1,2]. Цирконий обычно напыляют на холодный вольфрам в высоком вакууме. При температуре  $T$  1000–1400 К цирконий перераспределяется по поверхности (еще не диффундируя вглубь и не испаряясь) и скапливается вокруг граней куба. Островки наиболее контрастны, если количество осадка невелико: 0.05–0.1 моноатомного слоя. Специальными экспериментами [1,3] было доказано, что такие островки действительно плоские (моноатомной толщины), а не представляют собой трехмерные микропирамиды, и что их сильная автоэлектронная эмиссия обусловлена снижением работы выхода  $\varphi$  поверхности от 4.4–4.5 eV для исходного чистого вольфрама до 2.5–3 eV [1] для островков. Размер островков невелик, обычно 30–100 Å, что соизмеримо с разрешением полевого электронного микроскопа. Пример таких островков показан на рисунке. Варьируя температуру, островки можно "растворять" (т. е. испарять их в пределах адсорбированного слоя) и снова выращивать. По скорости этих процессов были определены энергии межатомной связи в двумерном кристалле, а также энергии активации, определяющие рост и растворение островков [2,4,5].



Автоэлектронное изображение островков Zr в окрестности граней куба  $\{001\}$  монокристалла W. Zr в количестве около 0.1 моноатомного слоя был напылен на W при комнатной температуре и затем перераспределен в результате прогревов до 1300–1400 К. Снимок сделан при  $T$  W-острия 1000 К, при напряжении  $V = 3790$  кВ и токе эмиссии 40 нА. Масштаб задается расстоянием между центрами граней  $\{001\}$  около 5000 Å.

В итоге обсуждения деталей двумерных фазовых переходов в подобных адсорбционных системах, в частности величин предэкспоненциальных коэффициентов в уравнениях Аррениуса, определяющих кинетику переходов, возникла задача поиска аномалий в температурном коэффициенте работы выхода двумерных адсорбированных фаз [6]. Решение этой задачи для островков Zr на W и является главной целью данной работы. Для этого экспериментально определялся температурный эффект автоэлектронной эмиссии островков, который сравнивался с известной теорией такого эффекта [7].

Многочисленные измерения тока эмиссии островков при комнатной температуре и при повышенной температуре, лежащей ниже температуры их формирования, были проведены в трех стеклянных отпаянных приборах на трех остриях из W. Вакуум в приборах на уровне

$10^{-9}$ – $10^{-11}$  тогг позволял устранить влияние адсорбции остаточных газов на измеряемые токи. Количество исходного осадка Zr варьировалось от 0.05 до 0.5 моноатомного слоя. Островки вокруг граней {100}W формировались при  $T$  около 1400 К. Измерения токов эмиссии (в пределах от 1 до 500 пА) проводились в интервале температур от комнатной (293 К) до 1330 К. Рост тока эмиссии с температурой при  $T$ , начиная от 500 К, был значительным и измеримым. Однако следовало выяснить, в каких случаях этот рост превышает ожидаемый по теории Морфи и Гуда [7] и в какой степени.

По теории [7] отношение тока автоэлектронной эмиссии при температуре  $T$   $I(T)$  к току при 0 К  $I(0)$  в тех случаях, когда  $I(T)/I(0) < 10$ , подчиняется формуле

$$I(T)/I(0) = \pi\omega / \sin \pi\omega, \quad (1)$$

где

$$\omega = 4\pi\sqrt{2m} \cdot k\sqrt{\varphi} \cdot t(y) \cdot T/he \cdot E, \quad (2)$$

$m$  — масса электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\varphi$  — работа выхода,  $h$  — постоянная Планка,  $T$  — абсолютная температура,  $E$  — напряженность электрического поля,  $t(y)$  — табулированная функция поправочного характера (см., например, в [8]), близкая к 1.

Если измерять  $\varphi$  в eV, а  $E$  в  $V \cdot \text{cm}^{-1}$ , принять  $t(y) \approx t(0.5) = 1.044$  [8] и подставить значения всех констант, получим

$$\omega \approx 9.22 \cdot 10^3 \sqrt{\varphi} \cdot T/E. \quad (3)$$

Практически минимальный ток измеряется не при 0 К, а при комнатной температуре ( $T_k = 293$  К), и к нему относится ток при высокой  $T(I(T))$ . Опыты проводятся при одном и том же  $E$ , и в первом приближении предполагается, что  $\varphi$  при повышенной  $T$  не изменяется.<sup>1</sup> Тогда

$$I(T)/I(T_k) = T \cdot \sin \pi\omega_k / T_k \cdot \sin \pi\omega_T, \quad (4)$$

где  $\omega_k$  и  $\omega_T$  — значения  $\omega$  при  $T_k$  и  $T$  соответственно. Для удобства сравнения измеренных и рассчитанных  $I(T)/I(T_k) \equiv D(T)$  были рассчитаны подробные таблицы  $D$  в зависимости от  $T$  и от параметра  $P = (\sqrt{\varphi}/E) \cdot 10^7$  ( $\varphi$  в eV,  $E$  в  $V \cdot \text{cm}^{-1}$ ).

<sup>1</sup> Если затем учесть изменение  $\varphi$  с ростом  $T$ , это даст лишь небольшую поправку к величинам  $\alpha_T$ , указанным в конце статьи.

Измерения  $D$  для сильно эмиттирующих пятен на и вокруг  $\{001\}$ W обнаружили, что не всякие подобные образования из Zr отличаются температурным эффектом эмиссии, выходящим за рамки теоретического. Слабым избыточным над (4) эффектом обладали как малоконтрастные островки ( $\varphi \approx 4.2$  eV), образующиеся при малых количествах осадка на начальных стадиях формирования островков, так и слишком плотные, выглядящие сплошными, образования вокруг полюсов  $\{001\}$  при относительно больших количествах осадка (от 0.3 моноатомного слоя и более). Сильным температурным эффектом обладали контрастные по  $\varphi$  островки ( $\varphi$  от 2.5 до 3 eV), формирующиеся при нагреве осадка с исходной концентрацией 0.05–0.15 моноатомного слоя (типа данного на рисунке). Для таких островков  $D$  превышало расчетное в зависимости от параметров  $\varphi, E, T$  в  $N$  раз. В зарегистрированных случаях  $N$  варьировалось от 1.2 до 4.9.

Избыточный рост  $D$  относился за счет снижения  $\varphi$  с ростом температуры, и при известной величине  $E$  на основе теории Фаулера–Нордгейма [8] находилась пониженная работа выхода  $\varphi_T$ , а затем делением изменения  $\varphi \Delta\varphi$  на температурный интервал  $\Delta T = T - T_K$  находился средний температурный коэффициент работы выхода  $\alpha_T$ :

$$\alpha_T = (\varphi_T - \varphi_K) / \Delta T, \quad (5)$$

где  $\varphi_T$  и  $\varphi_K$  — работа выхода при  $T$  и  $T_K$  соответственно.

Такого рода вычисления были проведены для новых измерений  $D$  в интервале  $\Delta T$  от 500 до 1000 grad, а также для измерений  $D$ , проведенных в [3], в интервале 200–400 grad. Все они обнаружили коэффициенты  $\alpha_T$ , на порядок превышающие типичные для металлов  $\alpha_T$ , лежащие в пределах  $10^{-5}$  eV grad $^{-1}$  [9]. Для островков с работой выхода  $\varphi$  от 2.5 до 3 eV при изменении  $\Delta T$  от 500 до 1000 grad коэффициент  $\alpha_T$  составлял  $-(1.6 \div 2.2) \cdot 10^{-4}$  eV grad $^{-1}$ . Для островков с  $\varphi$  от 2.5 до 4 eV для  $\Delta T$  300–400 grad было получено  $\alpha_T = -(3 \div 7.5) \cdot 10^{-4}$  eV grad $^{-1}$ .

Таким образом, именно те двумерные кристаллы Zr на W, которые претерпевали обратимые двумерные фазовые переходы, обнаруживая "нетеоретические" предэкспоненциальные множители в уравнениях Аррениуса, отличались аномально высоким отрицательным коэффициентом  $\alpha_T$ . Это подтверждает идею о существенной роли перераспределения связей в системе адатом–адатом–подложка при тепловом расширении кристалла [6]. Такое перераспределение вносит заметный

вклад в снижение энергии межатомной связи  $Zr-Zr$  в двумерных островках с ростом температуры.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект N 97-02-18066.

## Список литературы

- [1] Шредник В.Н. // ФТТ. 1961. Т. 3. № 6. С. 1750–1761.
- [2] Шредник В.Н., Одишария Г.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1969. Т. 33. № 3. С. 536–543.
- [3] Шредник В.Н. // ФТТ. 1959. Т. 1. № 7. С. 1134–1139.
- [4] Одишария Г.А., Шредник В.Н. // ДАН СССР. 1968. Т. 182. № 3. С. 542–544.
- [5] Проблемы современной кристаллографии / Под ред. Б.К. Вайнштейна, А.А. Чернова. М.: Наука, 1975. С. 150–171.
- [6] Шредник В.Н. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 11. С. 34–39.
- [7] Murphy E.L., Good R.H. // Phys. Rev. 1956. V. 102. N 6. P. 1464–1473.
- [8] Ненакаливаемые катоды / Под ред. М.И. Елисона. М.: Сов. радио, 1974. С. 166–173.
- [9] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.