

Образование диссипативных структур в кристаллах при термо- и электропереносе

© И.А. Зельцер, А.С. Карabanов, Е.Н. Моос

Рязанский государственный педагогический университет им. С.А. Есенина,
390000 Рязань, Россия

E-mail: eugen@moos.pptus.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 11 января 2005 г.)

Экспериментально и теоретически изучена перестройка („фасетирование“) поверхности твердого тела при наличии в нем продольных градиентов электрического поля и температуры. Методами прямой электронной микроскопии и металлографии изучались кристаллы и проволоки вольфрама, предварительно нагретые в вакууме и водороде постоянным электрическим током до температуры, превышающей половину температуры плавления. Обнаружена корреляция процессов образования объемных дефектов и поверхностной регулярной структуры. Представлена первая попытка рассмотрения данных процессов с позиций синергетики.

1. Введение

Специфическая ступенчатая структура поверхности [1–6] развивается на кристаллах тугоплавких металлов, нагретых до температуры, превышающей половину температуры плавления, если в кристалле имеется электрическое или тепловое макроскопическое поле, градиенты которого превышают соответственно $0.4\text{--}0.5\text{ V/cm}$ и 500 K/cm . Форма ступенек зависит от ориентации поверхности, а их размер вдоль поля варьируется от 4 до $15\text{ }\mu\text{m}$.

Причины макроперестройки поверхности кристаллов обсуждались в работах [1–6], но предложенные в них модели не являются исчерпывающими и часто противоречивы. В частности, указывалось [1–3] на вклад в явление объемных процессов. Позднее [4–6] принимались в расчет только особенности поверхностной диффузии на анизотропной поверхности и игнорировались объемные процессы. Цель данной работы — попытаться раскрыть существо и роль указанных процессов на основе флуктуационно-диссипативного принципа.

2. Результаты микроскопических исследований

Изучались эпитаксиальные вольфрамовые фольги толщиной $5\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$, полученные путем осаждения на молибденовых монокристаллических подложках во фторидном процессе. Фольги отжигались постоянным током в течение $10\text{--}30\text{ h}$ при температуре $2100\text{--}2200\text{ K}$ и давлении $10^{-8}\text{--}10^{-9}\text{ Torr}$. Существенна малая толщина кристаллов (фольг). В них при токовом нагреве напряженность электрического поля сравнительно велика ($3\text{--}5\text{ V/cm}$), что ускоряет образование волнистой поверхности (рис. 1). При отключении тока такие кристаллы быстро охлаждаются и в них происходит закалка неравновесных структурных дефектов. Фольги утончались односторонней электрополировкой (в 3% растворе NaOH) и исследовались в электронном микроскопе.

Обнаружено, что в объеме кристалла, непосредственно прилегающем к волнистой поверхности (рис. 1), имеются дефекты, проявляющиеся в виде треугольников и более сложных геометрических фигур (рис. 2, *a*). По характеру контраста они соответствуют дефектам упаковки и расположены в плоскостях $\{112\}$. Электронограмма участка кристалла (рис. 2, *a*) с плоскостью (111), параллельной поверхности, приведена на рис. 2, *b*, а на рис. 2, *c* показан увеличенный рефлекс (110), имеющий вид трехлучевой звезды, что указывает на искажение решетки в объеме кристалла.

Образование дефектов упаковки в чистом металле можно связать только с избыточной концентрацией вакансий и их объединением в комплексы. Следовательно, нагрев постоянным током вызывает нарушение термодинамического равновесия в вакансионной подсистеме кристалла. Корреляция процессов образования объемных дефектов и поверхностной регулярной структуры подтвердилась при металлографических исследованиях в оптическом микроскопе вольфрамовых проволок диаметром $120\text{ }\mu\text{m}$, предварительно прокаленных током в атмосфере водорода. Его высокое давление ($760\text{--}1520\text{ Torr}$) обеспечивало интенсивный теплоотвод



Рис. 1. Монокристаллическая вольфрамовая фольга, прокаленная в вакууме постоянным током ($P = 10^{-8}\text{--}10^{-9}\text{ Torr}$, $T = 2100\text{ K}$, $t = 10\text{ h}$), при наблюдении в оптическом микроскопе.

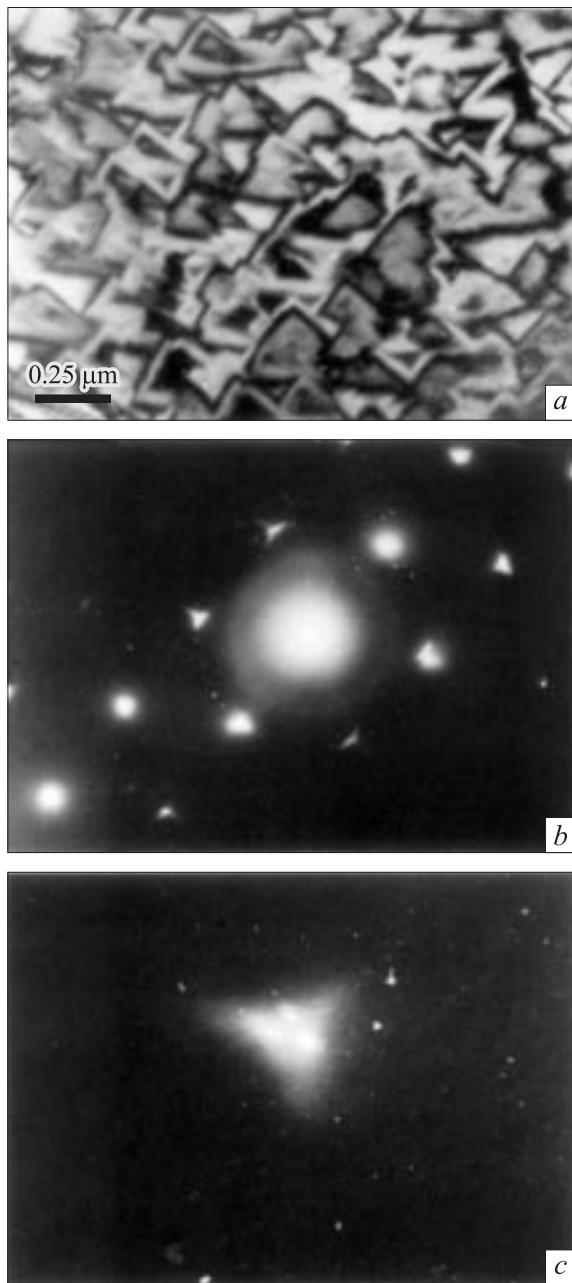


Рис. 2. Монокристаллическая вольфрамовая фольга, прокаленная в вакууме постоянным током ($P = 10^{-8} - 10^{-9}$ Торг, $T = 2100$ К, $t = 10$ h), при наблюдении в электронном микроскопе. *a* — дефекты вблизи поверхностной структуры, *b* — электронограмма данного участка поверхности, *c* — форма рефлекса (110).

от проволок и способствовало достижению в них (при прокалке) относительно больших полей (3–4 В/см), в 3–4 раза превышающих поля, которые можно создать в вакууме $10^{-8} - 10^{-9}$ Торг при тех же температурах (2800 К). Поэтому на проволоках, нагреваемых в водороде, развитие структуры завершается за 10–20 h (против 100–200 h для образцов, нагретых до той же температуры в вакууме). Проволоки, прокаленные при

2800 К в водороде в течение 1–2 h, выглядят в оптическом микроскопе почти гладкими. Однако после травления в растворе аммиака за счет контактной разности потенциалов пары Ni–W на поверхности проволоки проявляются гребни (рис. 3, *a*), размер и расположение которых отвечают более длительным термообработкам (рис. 3, *b*). Отсюда следует, что распределение структурных дефектов в объеме кристалла согласовано с его формой, а избыточные вакансии возникают уже на самых ранних стадиях образования ступенчатых структур. Можно предположить, что перестройка поверхности однозначно связана с существованием в кристалле, через который проходит поток электрических зарядов или тепла, значительного отклонения концентрации вакансий от равновесной и с наличием эффективного массообмена между поверхностью и объемом. Это не укладывается в рамки предложенных моделей данного явления [4,5], в которых концентрация диффузионных носителей (атомов или вакансий) принимается равной термодинамически равновесной. Структуры обнаруживались в полях, мало превышающих критические (данные большинства

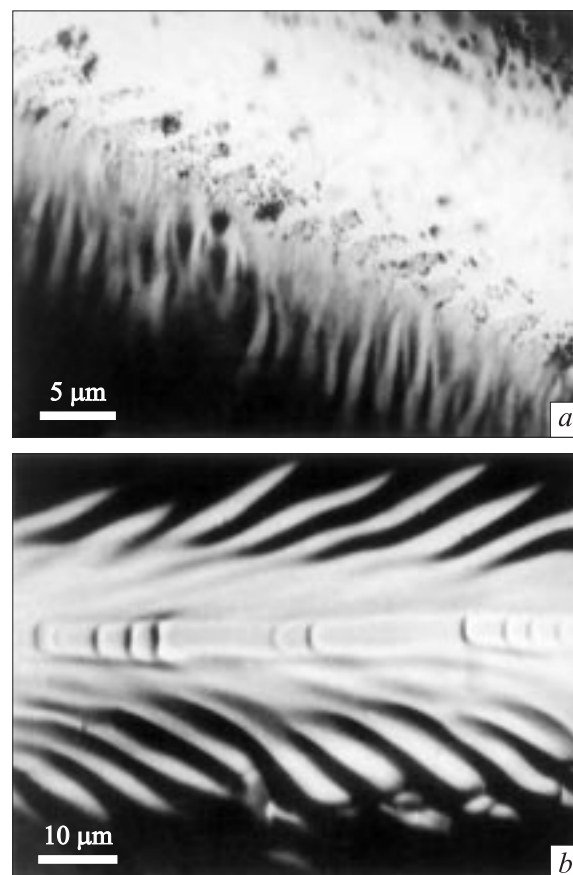


Рис. 3. Поверхность вольфрамовой проволоки, прокаленной в водороде ($P = 760 - 1520$ Торг, $T = 2800$ К) постоянным током, при наблюдении в оптическом микроскопе. *a* — поверхность проволоки после отжига длительностью 1 h и следующего за ним электрохимического травления, *b* — поверхность проволоки после отжига в течение 10–15 h.

авторов). Структурные дефекты на таких образцах явно не выявлялись методами металлографии и прямой электронной микроскопии. В первом случае их трудно отделить от эффекта формы при химическом травлении, а во втором характер контраста свидетельствует о повышенной плотности вакансионно-примесных кластеров.

Таким образом, можно указать следующие основные признаки, характеризующие процесс перестройки поверхности кристалла.

1) Перестройка поверхности происходит только при наличии в кристалле градиентов электрического или теплового поля одной направленности. При переходе к нагреву переменным током или однородному нагреву ступени теряют устойчивость и рассасываются [1–3].

2) Скорость развития ступеней нелинейно изменяется во времени: на первом этапе проковки явного изменения формы поверхности нет (скрытый период), на промежуточном этапе скорость роста ступеней максимальна, но в конце скорости изменения размера и высоты ступеней становятся стабильными во времени [1–3].

3) Явление обнаруживает пороговый характер, т.е. необходимо превысить некоторые критические значения градиентов полей [1–3].

4) Концентрация вакансий в объеме кристалла не является термодинамически равновесной. Периодичность изменения избыточной концентрации вакансий когерентна с периодичностью рельефа поверхности. Данный признак обобщен на основании анализа результатов исследований, приведенных в настоящем разделе. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о наличии корреляции процессов образования объемных дефектов и поверхностной регулярной структуры.

Все это указывает на флуктуационно-диссипативный характер перестройки поверхности поли- и монокристаллов.

3. Термодинамическое рассмотрение результатов

Перечисленные признаки соответствуют необходимым условиям образования диссипативных структур, полученным в рамках теории самоорганизации в неравновесных системах [7,8]. В этих работах показано, что структуры могут возникнуть при одновременном выполнении четырех условий.

1) Система термодинамически открыта, т.е. обменивается энергией и веществом с внешней средой.

2) Система существенно нелинейна (описывается нелинейными уравнениями).

3) Отклонение от равновесия превышает критическое значение.

4) Микроскопические процессы происходят согласованно.

Лишь в этом случае регулярные структуры, образующиеся при прохождении через кристалл потоков тепла

или электричества, следует отнести к классу диссипативных структур. По терминологии [7,8] это упорядоченные конфигурации, появляющиеся вне области устойчивости термодинамической ветви (состояния, которые возникают из равновесного путем непрерывной деформации). Если отклонение нелинейной системы от равновесия превышает критическую величину, эти состояния могут стать неустойчивыми, система переходит в новый режим и становится диссипативной структурой. Диссипативные процессы характеризуются отличным от нуля производством энтропии. Первое условие образования структур связано со вторым законом термодинамики.

Покажем, что, хотя происходящий в рассматриваемой системе переход от „гладкого“ бездефектного кристалла к ступенчатому с объемными дефектами связан с уменьшением ее энтропии S , второй закон не нарушается, а лишь проявляется в более общем виде. Система является открытой для прохождения потоков электричества, тепла и вещества. Уменьшение энтропии может произойти в ней при особых внешних и внутренних условиях, если отдача энтропии S в единицу времени $\frac{d_e S}{dt}$ превысит производство энтропии внутри системы $\frac{d_i S}{dt}$, т.е.

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d_e S}{dt} + \frac{d_i S}{dt} < 0, \quad (1)$$

если

$$\left| \frac{d_e S}{dt} \right| > \frac{d_i S}{dt} \geq 0, \quad (2)$$

где (Σ , V — площадь поверхности и объем кристалла)

$$\frac{d_e S}{dt} = - \int I_s n d\Sigma, \quad (3)$$

$$\frac{d_i S}{dt} = \int \sigma dV. \quad (4)$$

Здесь I_s — значение локального потока энтропии на поверхности кристалла, n — единичный вектор нормали к поверхности, σ — локальное производство энтропии.

Можно показать, что полный поток энтропии $\left(\frac{d_e S}{dt}\right)_{12}$ через два произвольно выбранных и расположенных перпендикулярно оси кристалла прямоугольной формы сечения 1–1, 2–2 будет отрицательным.

Согласно [9], выражение для локального потока энтропии имеет вид

$$I_s = \frac{I_f - \sum_k^m \mu_k I_k}{T}, \quad (5)$$

где μ_k , I_k — электрохимический потенциал и поток k -го компонента соответственно, I_f — поток тепла, T — температура.

При вакансионном механизме электродиффузии выражение (5) преобразуется следующим образом:

$$I_s = \frac{I_f - \mu_e I_e - \mu_a I_a - \mu_v I_v}{T}, \quad (6)$$

или с учетом равенства $I_V = -I_a$ получаем

$$I_s = \frac{I_f - \mu_e I_e - (\mu_V - \mu_a) I_V}{T}, \quad (7)$$

где μ_e , μ_a , μ_V и I_e , I_a , I_V — электрохимические потенциалы и потоки электронов, атомов и вакансий соответственно.

В приближении $\mu_{V2} = \mu_{V1}$ и с учетом того, что $\mu_{e2} - \mu_{e1} = -e\varphi$, $\mu_{a2} - \mu_{a1} = Ze\varphi$, имеем

$$\left(\frac{d_e S}{dt}\right)_{12} = \frac{-e\varphi I_e - Ze\varphi I_V}{T} \Sigma_{12} < 0, \quad (8)$$

где e , Ze — заряды электрона и иона соответственно, φ — разность потенциалов между вторым и первым сечениями, Σ_{12} — площадь сечения кристалла.

При увеличении напряженности электрического поля возрастает отдача энтропии $\left(\frac{d_e S}{dt}\right)_{12}$. Когда она превысит некоторое критическое значение, начнется переход от „гладкого“ бездефектного кристалла к ступенчатому с объемными дефектами.

Таким образом, прохождение постоянного тока через кристалл обеспечивает выполнение неравенства (1) (аналогичный результат получается при прохождении потока тепла). Второе и третье условия образования диссипативных структур требуют перехода от привычных линейных к нелинейным представлениям, когда при определенных условиях упорядочение наступает самопроизвольно. Можно предположить, что имеющие место флуктуации формы поверхности кристалла ниже некоторого критического значения градиента поля уменьшаются по амплитуде и затухают. Однако при градиентах поля, превышающих критическое значение, некоторые флуктуации усиливаются и приводят к формированию макроскопического порядка поверхности кристалла. Четвертое условие — кооперативный характер поведения — отражает на микроскопическом уровне причинность процессов, ведущих к образованию структур. Когда эти процессы в силу особых связей являются кооперативными, наблюдается спонтанное возникновение структур.

Из эксперимента следует, что при токовой прокатке даже при установившейся форме поверхности (рис. 1) внутри кристалла под углублениями между ступеньками концентрация вакансий может заметно превысить равновесную. Это можно связать с существенным вкладом в поверхностный диффузионный поток потока поверхностных вакансий. Их коэффициент диффузии анизотропен (зависит от локальной ориентации поверхности). Поэтому торможение поверхностного потока на участке с малым коэффициентом диффузии может привести к двум предельным эффектам: фиксации вакансий непосредственно на поверхности с образованием углублений или появлению объемного диффузионного потока, когда электрохимический потенциал вакансий, обеспечивающих диффузионный поток, равен электрохимическому потенциалу вакансий на поверхности данной кривизны.

Судя по наблюдаемым явлениям распада, пересыщение достигает долей процента, но для расстояний порядка нескольких микрометров это может обеспечивать весьма интенсивные диффузионные потоки через объем при сравнительно низких температурах.

Отсюда следует, что электрическое поле на поверхности создает стационарную избыточную концентрацию вакансий в углублениях структуры, а участок ступени, обращенный к выходной клемме „минус“ блока питания, является барьером для поверхностного диффузионного потока, так как здесь расположены рыхлые грани со сравнительно большой поверхностной энергией. Можно утверждать, что явление образования структуры на кристаллах, в которых имеются электрические или тепловые поля, связано с кооперативной поверхностно-объемной диффузией.

Взаимное влияние формы поверхности и перераспределения поверхностных и объемных диффузионных потоков представляет собой особые связи, обуславливающие кооперативный характер этого микропроцесса. Работа этих связей подчиняется принципу макроперестройки поверхности. Его суть состоит в том, что поверхность кристалла принимает такую форму, при которой выходящий полный поток энтропии максимален.

Введем систему координат Oxy в плоскости рассматриваемого „кристалла“. Пусть $y = y(x)$ — уравнение его поверхности (в нашем двумерном случае — ограничивающей его линии). Функция $y(x)$ определяется условием „максимальной отдачи энтропии“, т.е. максимумом криволинейного интеграла $-\int I_{sn} d\Sigma$ или $\int I_{sn} \sqrt{1 + y'^2} dx$ при заданном объеме кристалла, а в двумерном случае — площади $\int y dx$. При этом если I_{sn} — функция направления касательной к искомой кривой (функция y'), то, следуя методу Лагранжа, ищем максимум интеграла

$$\int (I_{sn} \sqrt{1 + y'^2} + \lambda y) dx \quad (9)$$

с неопределенным параметром λ .

Тогда уравнение Эйлера дает

$$\frac{I_{sn}}{\sqrt{1 + y'^2}} - y' \sqrt{1 + y'^2} \frac{dI_{sn}}{dy'} + \lambda y = \text{const}. \quad (10)$$

Зная в явном виде выражение для потока энтропии I_{sn} , можно определить из (10) форму поверхности кристалла.

4. Результаты рассмотрения процессов переноса

Образование дефектов упаковки в чистом металле можно связать только с наличием в кристалле избыточной концентрации вакансий. Нагрев кристалла постоянным током вызывает пересыщение. Поэтому математическая модель, описывающая перестройку поверхности кристалла при наличии в нем макрополей, наряду

с развитием периодической поверхностной структуры должна объяснить появление неравновесных вакансий и возможность корреляции этих явлений.

Образование неравновесных вакансий в твердом теле в результате действия внешних полей описывает феноменологическая теория диффузии [9], развитая в рамках термодинамики необратимых процессов. Поэтому модель явления должна базироваться на этой теории. Можно показать, что в фольгах при прокатке постоянным током образуются потоки вакансий, носителей тока и тепла

$$I_V = -D_V \left(\text{grad } C_V - \frac{C_V Z e \text{ grad } \varphi}{kT} + \frac{C_V Q_V \text{ grad } T}{kT^2} \right), \quad (11)$$

$$I_e = -\frac{\text{grad } \varphi}{\rho}, \quad (12)$$

$$I_f = -\chi \text{ grad } T, \quad (13)$$

где $C_V = V_V^p + g$ — концентрация вакансий, C_V^p , g — соответственно равновесная и неравновесная ее составляющие, D_V — коэффициент диффузии вакансий, Ze — эффективный заряд вакансий, Q_V — теплота переноса вакансий, φ — электрический потенциал, T — абсолютная температура, ρ — удельное электросопротивление, χ — коэффициент теплопроводности, k — постоянная Больцмана.

Здесь индексы V , e , f относятся соответственно к вакансиям, носителям тока и тепла. Известно [10], что дефекты вносят вклад в удельное электросопротивление (теплопроводность) чистых металлов. В приближении малых концентраций дефектов увеличение остаточного сопротивления должно быть пропорциональным их концентрации. Для вакансий [10] дополнительное сопротивление равно

$$\rho_V = -\frac{m\omega C_V A}{n_e e^2}, \quad (14)$$

где m — масса электрона, ω — скорость электрона вблизи верхней границы Ферми-распределения, n_e — число свободных электронов на атом, e — заряд электрона, A — эффективная площадь рассеяния (из теории рассеяния).

Таким образом, можно говорить о взаимодействии вакансий с электрическим и температурным полем. В этом случае задача вычисления электрического и температурного поля и концентрации вакансий сводится к решению системы уравнений непрерывности для вакансий, носителей заряда и тепла, которая для стационарного состояния имеет следующим вид:

$$\begin{cases} -\text{div } I_V + \sigma_V = 0, \\ -\text{div } I_e = 0, \\ -\text{div } I_f + \sigma_f = 0, \end{cases} \quad (15)$$

где

$$\sigma_V = \frac{g}{t_V},$$

$$\sigma_f = \frac{(\text{grad } \varphi)^2}{\rho}.$$

Здесь σ_V — скорость образования или исчезновения вакансий при сравнительно небольших пересыщениях [11], σ_f — плотность тепловых источников, t_V — среднее время жизни неравновесных вакансий. При соответствующих граничных условиях систему (15) можно решить численными методами с помощью ЭВМ.

Здесь ограничимся приближением $\text{grad } \varphi = E$, $E = \text{const}$, $T = \text{const}$. Тогда для одномерного случая распределение концентрации вакансий вдоль поверхности образца при идентичном направлении поля определяется из уравнения непрерывности для вакансий

$$\frac{d^2 g}{dx^2} - \frac{ZeE}{kT} \frac{dg}{dx} + \frac{g}{l^2} = 0 \quad (16)$$

и имеет следующий вид:

$$g = \left\{ C_1 \sin \left[\frac{1}{l^2} - \left(\frac{ZeE}{kT} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} x + C_2 \cos \left[\frac{1}{l^2} - \left(\frac{ZeE}{kT} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} x \right\} \exp \frac{ZeEx}{kT}, \quad (17)$$

где C_1 , C_2 — постоянные интегрирования, $l = (t_V D_V)^{\frac{1}{2}}$ — средняя длина свободного пробега вакансий [9,11]. В золоте при высоких температурах $l = 4 \mu\text{m}$ [12]; при $Z = 1$, $E = 1 \text{ V/cm}$, $T = 2400 \text{ K}$, $l = 10^{-4} \text{ cm}$ (что соответствует условиям эксперимента) $(ZeEl/kT)^2 = 25 \cdot 10^{-8}$. Таким образом, в достаточно широкой области значений параметра $l = 10^{-4} - 10^{-2} \text{ cm}$ $(ZeEl/kT) \ll 1$ и выражение (17) значительно упрощается. Тогда

$$g = \left(C_1 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x + C_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \right) \exp \frac{ZeEx}{kT}, \quad (18)$$

где период поверхностной структуры

$$\lambda = 2\pi l. \quad (19)$$

Если $E = 0$, то $\sigma_V = 0$ и вместо (16) из уравнения непрерывности для вакансий получим вариант записи второго закона Фика. В этом случае в отличие от (16) периодических решений для концентрации нет. Поэтому причиной образования периодической структуры неравновесной составляющей концентрации вакансий является электрическое поле. Очевидно, что при этом возможна корреляция периодической структуры поверхности и объемного распределения вакансий.

Поскольку в стационарном состоянии вакансионный обмен между объемом и поверхностью не должен приводить к дальнейшему изменению поверхности, свойства

поверхности (концентрация вакансий в приповерхностном слое) должны меняться с тем же периодом λ , что и концентрация объемных вакансий. Изменение свойств локального участка поверхности может быть связано только с изменением его кристаллографической ориентации (hkl); следовательно, поверхность должна иметь рельеф того же периода.

Таким образом, в рамках данной модели период поверхностной структуры задается состоянием вакансионной подсистемы объема.

Более полное решение задачи, одновременно учитывающее объемную и поверхностную диффузию, может внести существенную корректировку в выражение (19) для периода поверхностной структуры. Однако уже в принятом здесь приближении оно хорошо согласуется с экспериментальными данными по исследованию l и λ при высоких температурах. В частности, в вольфраме после прокаливания постоянным током ($T = 2400$ К, $E = 1-2$ В/см) образуется структура поверхности с периодом $\lambda \approx 12 \mu\text{m}$. Согласно предложенной модели, следует ожидать в этом случае $l \approx 2 \mu\text{m}$. Действительно, при высоких температурах в золоте l того же порядка ($4 \mu\text{m}$) [12].

В приведенных выше расчетах взаимодействие вакансий с температурным полем не учитывалось ($T = \text{const}$). Однако это взаимодействие в зависимости от знака теплоты переноса вакансий может привести к увеличению или уменьшению амплитуды распределения неравновесных вакансий.

В металлах, для которых $Q_V < 0$ (вакансии перемещаются из холодной области в горячую), в результате влияния вакансий на удельное электросопротивление (14) вдоль поверхности следует ожидать образования чередующихся с периодом λ горячих и холодных областей. За счет термодиффузии вакансии могут перемещаться из холодных областей в горячие, что приведет к росту амплитуды распределения неравновесных вакансий и последующему увеличению амплитуд неравновесных составляющих удельного электросопротивления и температуры и т. д. (флуктуационный процесс).

До сих пор „структура постоянного тока“ была обнаружена только у металлов (W, Mo, Ta, Nb, Pt) этого вида ($Q_V < 0$), что подтверждает высказанное предположение.

Таким образом, приведенный анализ указывает на роль объемных процессов в образовании „структуры постоянного тока“ и на необходимость совместного рассмотрения объемных и поверхностных диффузионных процессов при построении модели явления на основе флуктуационно-диссипативного принципа.

5. Заключение

Проведенные электронно-микроскопические и металлографические исследования монокристаллов и проволок вольфрама, предварительно прокаленных в вакууме

и водороде постоянным током, показывают, что возникновение ступенчатой структуры поверхности связано с взаимодействием поверхностной и объемной диффузионных подсистем при сильном отклонении системы от равновесия.

Экспериментально и теоретически показано, что исследуемая структура относится к классу диссипативных структур, поэтому для построения модели явления целесообразно использовать синергетический подход [7,8]. При этом макроперестройка поверхности кристаллов при наличии в них сверхкритических электрического или температурного градиентов заключается в том, что поверхность кристалла принимает такую форму, при которой полный поток энтропии, выходящий через нее, максимален.

В заключение отметим, что полученные результаты и методика исследования могут быть использованы для изучения явления перестройки поверхности не только металлов, но и полупроводников (например, арсенида галлия, у которого процесс фасетирования поверхности [13] идентичен наблюдаемому в металлах [1-6] и используется в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии для выращивания структур с одномерным электронным газом [14]).

Список литературы

- [1] R.W. Schmidt. Z. Phys. **120**, 69 (1942).
- [2] Д.Н. Васильковский. Канд. дис. Ташкент. ун-т, Ташкент (1963).
- [3] G.M. Neumann, W. Hirschwald, I.N. Stranski. Z. Phys. Chem. Sol. **1**, 619 (1967).
- [4] G. Froberg, P. Adam. Acta Met. **23**, 365 (1975).
- [5] И.В. Закурдаев, Е.Я. Черняк. ФММ **43**, 574 (1977).
- [6] Е.Я. Черняк, Г.Н. Шуппе, В.Н. Яковлев. ФТТ **14**, 3640 (1972).
- [7] Г. Николис, И. Пригожин. Самоорганизация в неравновесных системах. Мир, М. (1979).
- [8] В. Эбелинг. Образование структур при необратимых процессах. Мир, М. (1979).
- [9] Y. Adda, I. Philibert. La diffusion dans les solides. Saclay, France (1966). Vol. 1, 2.
- [10] А. Дамаск, Д. Динс. Точечные дефекты в металлах. Мир, М. (1966).
- [11] Б.С. Бокштейн, С.З. Бокштейн, А.А. Жуховицкий. Термодинамика и кинетика диффузии в твердых телах. Металлургия, М. (1974).
- [12] С.Р. Flynn, J. Bass, D. Lazarus. Phil. Mag. **11**, 521 (1965).
- [13] М.В. Байзер, В.Ю. Витухин, И.В. Закурдаев, А.И. Руденко. ФТП **32**, 527 (1998).
- [14] В.И. Кадушкин, В.А. Кульбачинский, Е.В. Богданов, А.П. Сенечкин. ФТП **28**, 1889 (1994).