

## Атомная структура границ аморфной и кристаллической фаз в вольфраме

А. С. Бакай, И. М. Михайловский, Е. В. Саданов, Т. И. Мазилова,  
Е. И. Луговская

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1  
E-mail: mikhailovskij@kipt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 21 сентября 1998 г. , после переработки 5 ноября 1998 г.

Методами полевой ионной микроскопии исследовано атомное строение поверхностей раздела в аморфно-кристаллическом вольфраме, полученном сверхбыстрой закалкой из жидкой фазы. Установлена высокая степень локализации нарушений и некогерентность межфазных границ. Координаты атомов на границах раздела соответствуют либо кристаллической, либо аморфной фазе. Переходные области с промежуточным расположением атомов наблюдались лишь в окрестности участков сопряжения плотноупакованных кристаллографических плоскостей и параплоскостей.

Методами польової іонної мікроскопії досліджено атомну будову поверхонь розділу в аморфно-кристалічному вольфрамі, одержаному надшвидким гартуванням з рідкої фази. Встановлено високу міру локалізації порушень та некогерентність межфазних границь. Координати атомів на границях розділу відповідають або кристалічній, або аморфній фазі. Перехідні області з проміжним розташуванням атомів спостерігались лише поблизу місць зіткнення щільноупакованих кристаллографічних площин і параплощин.

PACS: 61.16.Fk, 68.35.-p

### Введение

Аморфно-кристаллические материалы обладают уникальными электрическими, магнитными и механическими свойствами, представляющими большой интерес как с научной, так и с технической точек зрения. Особые физические свойства кристалло-аморфных материалов в значительной степени связаны с наличием в них широкой сети поверхностей раздела [1,2]. Закономерности формирования этих материалов методом нанокристаллизации металлических стекол в существенной мере определяются процессами, происходящими на границах раздела кристаллической и аморфной фаз [2,3]. Однако, несмотря на применение всего арсенала высокоразрешающих микроскопических методик, границы в сильно разупорядоченных системах из-за трудностей расшифровки микродифрактограмм остаются практически неизученными. В данной работе с помощью методов полевой ионной микроскопии впервые на атомном уровне получена информация о строении границ аморфной и кристаллической фаз.

### Методика эксперимента

Эксперименты проводились в двухкамерном полевом ионном микроскопе с охлаждением образцов до температуры жидкого водорода. В качестве изображающего газа использовался гелий при давлении  $10^{-3}$  Па. Давление остаточных газов в рабочей камере микроскопа составляло  $10^{-5} - 10^{-7}$  Па. Игольчатые вольфрамовые образцы с радиусом кривизны 10–15 нм и углом конуса у вершины  $2 - 10^0$  изготавливались электрохимическим травлением из вольфрамовой проволоки чистотой 99,98%. После установки образцов в микроскоп их поверхности полировались низкотемпературным полевым испарением [4,5] до формирования атомногладкой полусферической вершины с радиусом кривизны в интервале 15–50 нм. Аморфизация игольчатых образцов осуществлялась непосредственно в рабочей камере микроскопа путем сверхбыстрой закалки из жидкой фазы [6], создаваемой локальным оплавлением вершины игольчатых образцов. Для создания аморфных и кристалло-аморфных образцов ис-

пользовались импульсные генераторы с длительностью импульсов в интервале  $2 \cdot 10^{-8} - 5 \cdot 10^{-8}$  с и амплитудой 5–70 кВ. Импульсные генераторы подключались последовательно с высоковольтным генератором постоянного напряжения 0–25 кВ. Методика получения аморфных микроострий сверхбыстрой закалкой из жидкой фазы, находящейся в сильном электрическом поле, описана и обсуждена в работах [6,7].

Полевые ионномикроскопические изображения кристалло-аморфных образцов анализировались с помощью геометрического метода компьютерного моделирования изображений [3]. В приближении модели тонкой оболочки предполагалось, что вклад в формирование ионномикроскопического изображения вносят атомы, находящиеся в поверхностном слое некоторой конечной толщины  $\delta$ . Аморфное состояние моделировалось заданием случайных смещений в пределах характерных для кристаллического состояния компактных полиэдров. При перекрытии атомов осуществлялось повторное случайное смещение. При этом учитывалось, что толщина изображаемой оболочки для аморфного вольфрама  $\delta_a$  меньше соответствующего параметра для образцов, находящихся в кристаллическом состоянии  $\delta_c$  [8]. Геометрическая модель полевых ионных изображений является упрощенной и не обеспечивает, в частности, правильного описания поверхностной радиальной функции распределения в аморфном состоянии. Вместе с тем, как будет показано ниже, она удовлетворительно отражает основные закономерности изменения атомных конфигураций на границах раздела в кристалло-аморфных металлах. Возможность одновременного наблюдения кристаллической и аморфной фаз позволяет с высокой точностью (погрешность 2–5%) определять локальное увеличение, что ликвидирует трудности интерпретации полевых эмиссионных изображений аморфных металлов, обсуждавшихся в работе [9].

Характерные атомные смещения на внутренних границах раздела в твердых телах обычно располагаются в области до 0,1 нм [1], что находится за пределами стандартного разрешения полевого ионного микроскопа (0,27 нм). Однако в соответствии с рассмотрением, проведенным в [10], при прохождении границы в окрестности полюсов кристаллографических плоскостей с низкими индексами Миллера с помощью методики непрямого увеличения могут быть зарегистрированы и субатомные смещения. Метод непрямого увеличения может быть применен для анализа атомного строения границ раздела на участках

сопряжения плотноупакованных кристаллографических плоскостей с параплоскостями в аморфной фазе. В этом случае может быть определена нормальная к кристаллографической плоскости компонента вектора смещения  $\mathbf{T}$ :

$$\mathbf{Tn} = r \Delta r / R + p d_{hkl}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор нормали к кристаллографической плоскости;  $r$  — радиус атомной ступеньки в кристаллической фазе;  $R$  — радиус кривизны образца у вершины;  $d_{hkl}$  — межплоскостное расстояние;  $p$  — целочисленная часть отношения  $\mathbf{Tn} / d_{hkl}$ . Здесь  $\Delta r$  соответствует разности радиусов атомных ступенек на участке сопряжения кристаллографической плоскости и параплоскости.

Из соотношения (1) следует, что минимальное значение нормальных к поверхности атомных смещений равно

$$(\mathbf{Tn})_{\min} = r\epsilon / R, \quad (2)$$

где  $\epsilon$  — разрешение микроскопа. В процессе полевого испарения радиус атомной ступеньки уменьшается и соответственно растет разрешающая способность метода непрямого увеличения. Однако из-за наличия эффекта коллективного испарения атомов на плотноупакованных гранях [11] радиус атомной ступеньки не может быть менее

$$r_{\min} = (R d_{hkl} / 2)^{1/2}. \quad (3)$$

Из соотношений (2) и (3) следует, что минимальное смещение в направлении  $[HKL]$ , регистрируемое ионномикроскопически на гранях  $(hkl)$ , равно

$$\Delta \mathbf{T}_{\min} = \epsilon (h^2 + k^2 + l^2)^{1/2} (H^2 + K^2 + L^2)^{1/2} \times \\ \times [d_{hkl} / (2R)]^{1/2} / (hH + kK + lL). \quad (4)$$

В аморфной фазе формируются только параплоскости, являющиеся аналогами наиболее плотноупакованных кристаллографических плоскостей  $\{110\}$  с  $d_{hkl} = 0,22$  нм. Соответственно на границах кристаллической и аморфной фаз в типичных образцах с  $R = 50$  нм смещение  $\Delta \mathbf{T}_{\min} = 1,1 \cdot 10^{-2}$  нм. Выражение (1) может быть также использовано для определения смещения отдельных атомов относительно кристаллографической плоскости на некогерентных участках границ в аморфно-кристаллических материалах. В этом случае  $\Delta r$  соответствует разности между радиусом атомной ступеньки на кристаллографической грани и расстоянием до полюса грани анализиру-

емого атома в аморфной фазе. Геометрическое рассмотрение показывает, что точность определения смещений атомов на некогерентных участках границ с помощью метода непрямого увеличения несколько ниже. При оценке минимального разрешаемого смещения атомов необходимо учесть неопределенность положения атомов вдоль нормали к поверхности в пределах толщины изображаемой оболочки ( $\Delta T_{\min} = (Tn)_{\min} + \delta_a$ , где  $\delta_a$  — толщина изображаемой оболочки в аморфной фазе). Однако в этом случае отсутствуют ограничения, связанные с эффектом коллективного полевого испарения, и, как уже отмечалось, относительно мала толщина изображаемой оболочки. Таким образом, минимально разрешаемые смещения по нормали к поверхности на границах кристалло-аморфных материалов при использовании метода непрямого увеличения находятся в интервале  $(1-2) \cdot 10^{-2}$  нм.

### Результаты и обсуждение

#### Аморфизация игольчатых микрокристаллов

Проведенные эксперименты показали, что оптимальным для получения аморфной и кристалло-аморфной структуры является оплавление вершин игольчатых микрокристаллов импульсами длительностью на уровне половины амплитуды  $(4-5) \cdot 10^{-8}$  с и временем спада напряжения —  $10^{-8}$  с. С увеличением длительности импульсов оплавление игольчатых образцов приводило к увеличению радиуса кривизны более чем на порядок, что затрудняло их дальнейший ионномикроскопический анализ. Оптимальная амплитуда импульсов варьировалась в пределах 5–30 кВ в зависимости от радиуса кривизны и выбиралась таким образом, чтобы напряженность электрического поля на 15–25% превышала пороговую напряженность низкотемпературного испарения. Пороговая напряженность испаряющего поля вольфрама при 21 К составляет  $5,8 \cdot 10^8$  В/см. Сопоставление с данными, приведенными в [12], показывает, что возникающие при этом поперечные силы существенно превышают предельную прочность металла [4]. В результате большая часть образцов при импульсном нагружении разрушалась. Как показали наблюдения в полевом микроскопе — масс-анализаторе [13], отрыв вершины образцов сопровождался резким возрастанием тока многозарядных ионов. Большинство атомов испарялось в виде 2–4-кратных ионов, однако наблюдались также 5- и 6-кратно ионизованные атомы. Протекание ионного тока плотностью  $(2-5) \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> у вершины образцов при-

водило к вакуумному пробою, оплавлению вершины острия и увеличению его радиуса на порядки и более. Оценки времени охлаждения вершины конического острия показывают, что из-за возникновения больших градиентов температуры оно не превышает  $10^{-8}$  с. При этом скорость охлаждения вершины образцов достигает значений  $10^{10} - 10^{11}$  град/с, что существенно превосходит скорости закалки при стабилизации аморфного состояния в макроскопических объемах [14]. Получаемая в результате сверхбыстрой закалки структура оказывается стабильной по крайней мере при температурах 21–78 К. Стабилизация аморфного состояния может быть связана с микрорегистрированием поверхностных слоев при вакуумном пробое, сопровождающемся интенсивным массопереносом между электродами [15].

В результате импульсного оплавления и сверхбыстрой закалки острия свыше 80% образцов сглаживались до уровня радиусов кривизны у вершины в интервале  $10^2 - 10^4$  нм и при максимальном рабочем напряжении не обеспечивался уровень напряженности поля, необходимый для ионизации изображающего газа. На поверхности образцов в результате конкурирующего воздействия поверхностного натяжения и сил электрического поля происходило формирование микроострий [7], часть которых имела радиусы кривизны менее 50 нм, что обеспечивало возможность получения стабильных ионномикроскопических изображений. Большая часть микроострий при оптимальных режимах импульсной обработки имела кристаллическое строение, однако около 10% вновь сформировавшихся микроострий находились в аморфном или аморфно-кристаллическом состоянии. Типичные ионномикроскопические изображения игольчатых образцов до и после перехода в аморфно-кристаллическое состояние показаны на рис. 1, а и б соответственно. Изображения аморфной фазы характеризуются практически полным отсутствием регулярности расположения атомов в поверхностном слое и

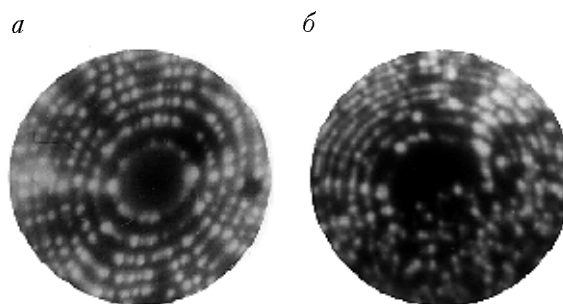


Рис. 1. Полевые ионномикроскопические изображения вольфрамового образца до (а) и после (б) перехода в аморфно-кристаллическое состояние.

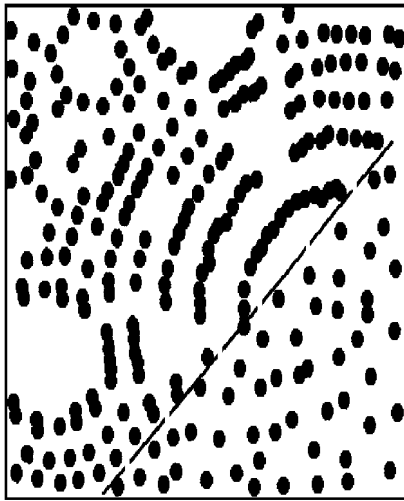


Рис. 2. Компьютерная модель ионномикроскопического изображения кристалло-аморфного вольфрама, сформированного низкотемпературным полевым испарением.

удовлетворительно описываются в рамках геометрической модели (рис. 2). Как и в случае аморфных сплавов типа переходный металл–металлоид [9,16], наблюдается понижение концентрации поверхностных атомов, дающих вклад в формирование ионномикроскопических изображений. На рис. 3 приведены распределения  $f_p$  по локальным концентрациям  $\rho$  поверхностных атомов в аморфной (кривая 1) и кристаллической (кривая 2) фазах в кристалло-аморфном вольфраме. Отношение полуширин распределения для кристаллической и аморфной фаз равно 2,8. Средняя плотность изображаемых атомов в кристаллическом состоянии в 2,2 раза превышает соответствующую величину в аморфном состоянии. Это подтверждает вывод о сравнительной узости поверхностного атомного слоя в аморфной фазе, участвующего в формировании полевого ионного изображения [9]. Согласно полученным результатам, при компьютерном моделировании полевых ионных изображений толщины изображаемых оболочек  $\delta_a$  и  $\delta_c$  принимались соответственно равными  $8 \cdot 10^{-3}$  и  $2 \cdot 10^{-2}$  нм.

#### Микротопография поверхностей раздела

Анализ морфологии границ в кристалло-аморфном вольфраме показал, что им присуща структурная и топографическая неоднородность. Микротопография границ, восстанавливаемая по серии ионномикроскопических изображений, полученных в процессе полевого испарения, характеризовалась чередованием протяженных плоских участков (рис. 1,б) и микрошероховатых областей, содержащих наноступеньки высотой 1–5 нм и шириной 2–15 нм (рис. 4). Кристаллогеометрический анализ показал, что протяженные

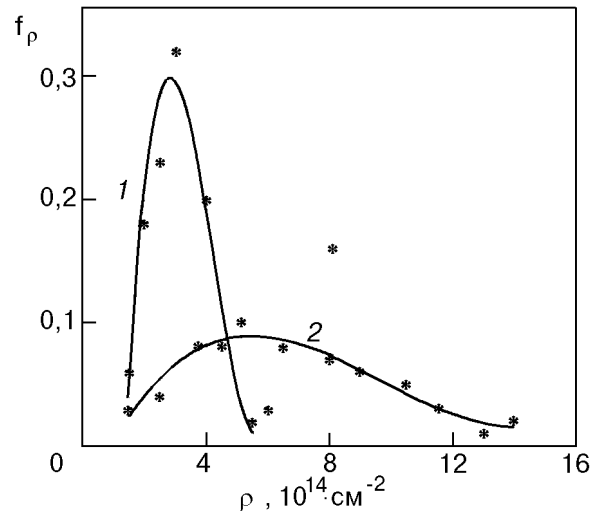


Рис. 3. Распределение концентраций поверхностных атомов в аморфной (1) и кристаллической (2) фазах в кристалло-аморфном вольфраме.

плоские участки ориентированы вдоль плоскостей с низкими индексами Миллера. В частности, фрагмент плоского участка границы, приведенный на рис. 1,б, ориентирован вдоль плотноупакованной плоскости {101}. Существенным отличием микротопографии границ в кристалло-аморфном вольфраме и межзеренных границ в исходном кристаллическом материале является идеальная атомная гладкость протяженных плоских участков межфазных границ. В обычных рабочих режимах полевых ионных микроскопов, соответствующих напряженности поля лучшего изображения [4], из-за отмечавшейся малости толщины изображаемого поверхностного слоя  $\delta$  (особенно в аморфной фазе) вклад в формирование изображения дают лишь 25–30% поверхностных атомов. Это затрудняет анализ нанотопографии поверхностей раздела. Однако анализ серий микрофотографий, полученных в режиме контролируемого испарения, показывает, что след границы является строго прямолинейным, что свидетельствует об атомной гладкости протяженной плоской межфазной границы.

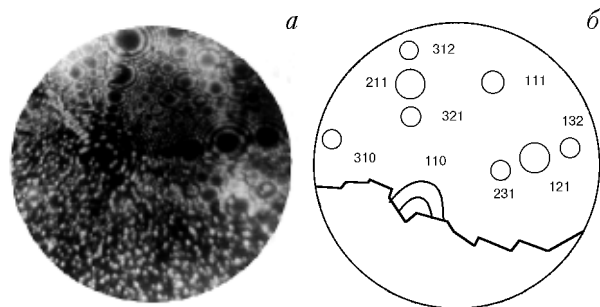


Рис. 4. Ионномикроскопическое изображение (а) и стереографическая проекция (б) микрошероховатого участка межфазной границы.

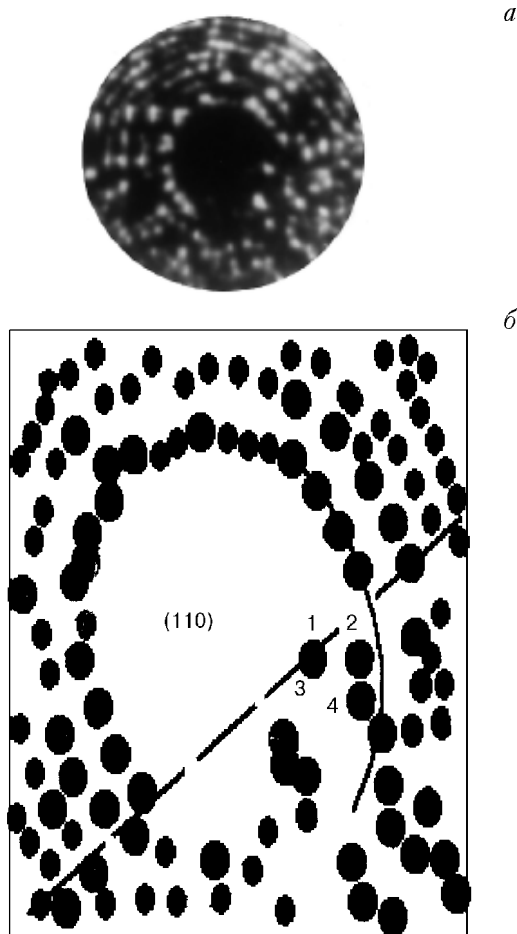


Рис. 5. Ионномикроскопическое изображение (а) и схема (б), иллюстрирующие наличие субатомных смещений на границе фаз. Цифрами отмечены ближайшие к плоскости границы атомы в аморфной фазе.

В микрошероховатых областях не было обнаружено тенденции к предпочтительной ориентации вдоль низкоиндексных плоскостей. Из-за малой протяженности наноступенек, как правило, не удается идентифицировать плоскости. Однако наличие широкого и почти сплошного спектра углов между следами выхода ступенек на поверхность (рис. 4,б) свидетельствует о том, что большинство ступенек ориентировано вдоль высокоиндексных плоскостей.

#### Некогерентность межфазных границ

Регулярность расположения атомов в кристаллической фазе сохраняется вплоть до границы (рис. 5). Конфигурация концентрических атомных ступенек соответствует компьютерным изображениям идеальных монокристаллов, полученным в рамках геометрической модели (см. рис. 2). Это свидетельствует о некогерентности границы кристаллической и аморфной фаз. При когерентном сопряжении следовало бы ожидать

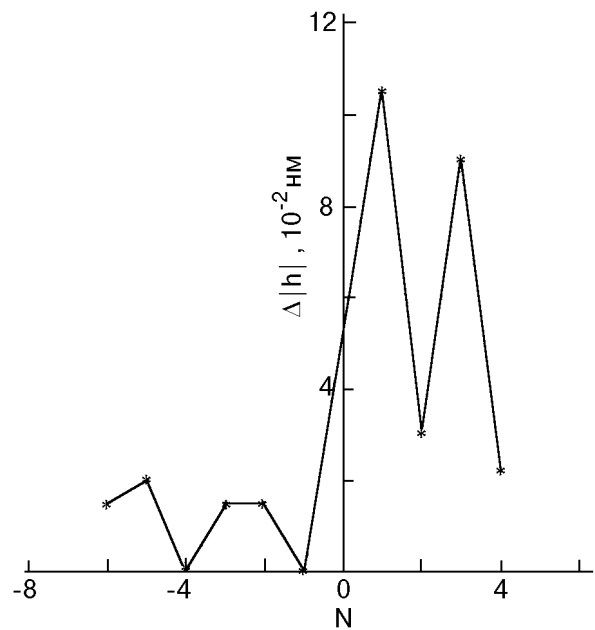


Рис. 6. Субатомные смещения вблизи границы кристаллической ( $N < 0$ ) и аморфной ( $N > 0$ ) фаз ( $N$  — номер ближайшего к границе атома).

существования переходного слоя и наличия локальных искажений кристаллической решетки в приграничной области.

Смещения атомов определялись по локальной деформации на границе концентрических атомных ступенек на плотноупакованных атомных гранях с помощью метода непрямого увеличения. Атомные смещения в кристаллической фазе по нормали к грани  $\{110\}$  в области ядра межфазной границы шириной до одного параметра решетки не превышали  $5 \cdot 10^{-2}$  нм. Такие смещения могут рассматриваться как малые деформации, не изменяющие кристаллического характера укладки атомов в приграничной области. Сопоставление с компьютерными изображениями (см. рис. 2) показывает, что при этом не изменяется характерный для ОЦК решетки рисунок расположения приграничных полюсов и атомных ступенек плотноупакованных граней.

Абсолютные значения смещений атомов  $\Delta|h|$  в нормальном к плоскости  $\{110\}$  направлении в приграничной области рассчитывались методом непрямого увеличения по формуле (1) (рис. 6). Здесь  $N$  — номер ближайших к границе атомов в кристаллической ( $N < 0$ ) и аморфной ( $N > 0$ ) фазах (см. схему на рис. 5). В кристаллической фазе наблюдаются смещения  $\Delta|h| < 0,02$  нм. Можно показать, что градиент смещений не превышает уровня деформации, генерируемой решеточной дислокацией, расположенной в центре грани  $\{110\}$ . Таким образом, атомные смещения в

приграничной области кристаллической фазы, как правило, находятся в упругой области и не нарушают кристаллогеометрическую регулярность укладки атомов. На приграничных участках аморфной фазы, как правило, не наблюдается эффектов сопряжения. Нерегулярность смещений характерна уже для ближайших к границе атомов. Смещения скачком возрастают вплоть до 0,1 нм, и по мере удаления от границы не обнаруживается изменений характера распределения атомных смещений. Таким образом, структурная ширина границы, определяемая по протяженности области с особой морфологией укладки атомов в ядре границы, может быть принята равной нулю.

Обнаруженные некогерентность и малая ширина границ между кристаллической и аморфной фазами могут играть существенную роль в процессах диффузионного переноса атомов и в формировании механических свойств кристалло-аморфных материалов. На основе отмеченных особенностей изучаемых границ, исходя из тополого-геометрических соображений, подобных предложенным в [2], можно утверждать, что в сетке граничных узлов существуют совпадающие и несовпадающие узлы. Из-за отсутствия трансляционной инвариантности аморфной структуры граничные узлы также не могут образовать трансляционно-инвариантные структуры. Поэтому строение и свойства кристалло-аморфных границ должны быть сходными с таковыми межкластерных границ в аморфных сплавах. В частности, при достаточно высоких температурах, когда становится заметным диффузионный перенос по границам атомов, следует ожидать, что, как и в металлических стеклах [2], основным механизмом пластической деформации кристалло-аморфных металлов и сплавов является диффузионно-вязкое течение по внутренним границам раздела.

#### *Локальное атомное сопряжение на границах фаз*

Методами высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии [17] и полевой ионной микроскопии [18] в аморфных сплавах ранее были обнаружены области промежуточного упорядочения. Эти области представляли собой участки размерами 1,5–2,5 нм, состоящие из плотноупакованных, но заметно искаженных атомных плоскостей (параплоскостей). Имеющиеся данные свидетельствуют о когерентном сопряжении параплоскостей с аморфной матрицей и о наличии сравнительно больших деформаций.

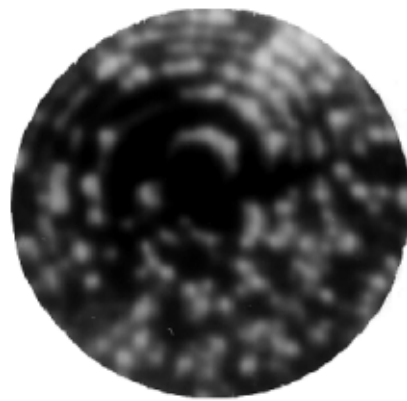


Рис. 7. Сопряжение кристаллографической плоскости {110} с плотноупакованной параплоскостью.

Аналогичные параплоскости обнаружены в настоящей работе.

В тех случаях, когда кристаллографические плоскости с низкими индексами Миллера пересекали межфазную границу под углом близким к прямому, в приграничном слое аморфной фазы наблюдались микрообласти, в которых атомы образовывали плотноупакованные планарные группы — параплоскости.

На рис. 7 приведено ионномикроскопическое изображение участка межфазной границы, содержащей выход полюса [110]. Полукруглая атомная ступенька на грани (110) кристалла сопрягается на межфазной границе с деформированным атомным слоем (параплоскостью) в аморфной фазе. Отсутствие регистрируемых ионномикроскопических изломов атомных ступенек на границе указывает на высокую степень ориентационного соответствия сопрягающихся кристаллографических плоскостей и параплоскостей.

В отличие от плоскостей в кристаллической фазе, параплоскости характеризовались наличием малых смещений атомов. Появление изображений атомов внутри полукруглой ступеньки в аморфной фазе в соответствии с геометрической моделью формирования полевых ионных изображений свидетельствует о смещении атомов по нормали к параплоскости. Величина смещения пропорциональна разности между радиусом ступеньки и расстоянием от анализируемого атома до полюса параплоскости. Распределение  $f_d$  по атомным смещениям  $\Delta h$ , нормальным к параплоскостям, рассчитанным с помощью метода непрямого увеличения на основании анализа серии ионномикроскопических изображений, представлено на рис. 8. Анализировались смещения на приграничных параплоскостях (см. рис. 7), протяженность которых обычно составляла 2–3 нм. Смещения  $\Delta h$  можно рассматривать как меру нарушения

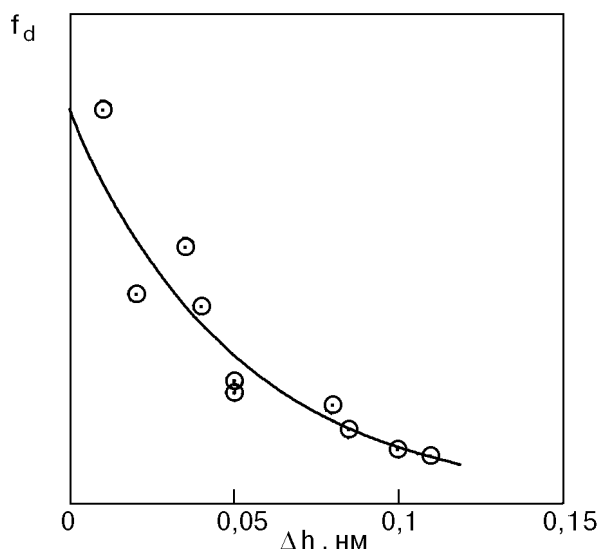


Рис. 8. Распределение смещений атомов в приграничных плотноупакованных параплоскостях.

планарности расположения атомов в параплоскостях на приграничных участках аморфной фазы. Заметим, что искажения атомных параплоскостей в областях когерентного сопряжения с аморфным окружением наблюдались как при помощи высоко разрешающей электронной микроскопии [17], так и низкотемпературной полевой ионной микроскопии [2, 18]. Оценки методом непрямого увеличения показывают, что взаимное смещение плоскостей и параплоскостей не превышает  $2 \cdot 10^{-2}$  нм. Чередование несопряженных участков и областей ориентационного соответствия плотноупакованных плоскостей и параплоскостей обычно сохранялось при полевом испарении образца на глубину  $10^2 - 10^4$  нм.

#### Протяженность ядра границы

Физико-механические свойства границ зависят не только от их структурной ширины, но и в значительной мере от протяженности области с повышенным уровнем энергии деформации. В частности, при определении диффузионной ширины границ раздела необходим учет особенностей поля деформаций за пределами структурной ширины границы [2, 19].

Принимая во внимание, что смещения атомов в области ядер границ раздела [1] сравнимы с толщиной изображаемой оболочки  $\delta$ , для количественного определения ширины ядра межфазной границы можно воспользоваться эффектом изменения  $\delta$  при аморфизации металлов. Ширина ядра границы, таким образом, может определяться по протяженности области непрерывного изменения толщины изображаемой оболочки в

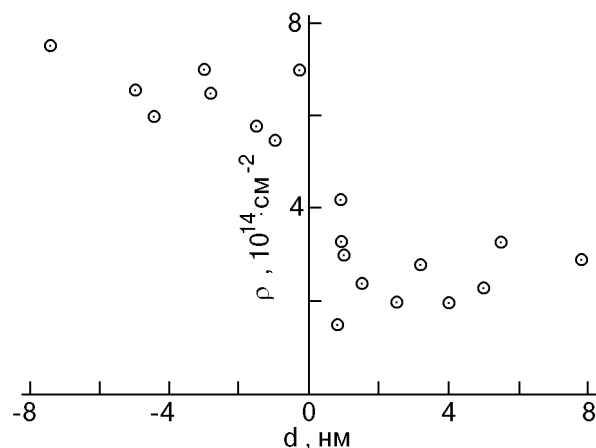


Рис. 9. Зависимость локальной концентрации поверхностных атомов от расстояния  $d$  до границы.

интервале  $\delta_a < \delta < \delta_c$ . Отмечавшаяся выше неоднородность строения границ кристаллической и аморфной фаз проявляется также в наличии существенной дисперсии значений локальной ширины ядер границ. В частности, наблюдаются области границы с практически скачкообразным изменением плотности на участке шириной 0,3–0,4 нм [8]. Ширина ядра таких границ может быть принята равной одному параметру решетки, что существенно ниже, чем для межкристаллитных границ [20]. В ряде случаев протяженность области с переменными значениями  $\delta_a$  достигала 1,0 нм. На рис. 9 изображена характерная зависимость средней поверхностной плотности атомов от расстояния  $d$  до границы. Отрицательные значения вновь соответствуют кристаллической фазе. Наблюдается существенное изменение поверхностной плотности на участке шириной равной трем межатомным расстояниям. Таким образом, ширина ядра границы раздела кристаллической и аморфной фаз на различных участках составляет 1–3 межатомных расстояния.

#### Выводы

Метод непрямого увеличения в полевой ионной микроскопии обеспечивает возможность регистрации субатомных смещений на границе кристаллической и аморфной фаз с точностью, на порядок и более превышающей разрешение микроскопа. Применение в настоящей работе этого метода позволило впервые получить экспериментальную информацию о структуре границ аморфной и кристаллической фаз на атомном и субатомном уровнях.

1. Микротопография границ характеризовалась чередованием протяженных плоских участ-

ков, преимущественно ориентированных вдоль плоскостей с низкими индексами Миллера, и микрошероховатых областей, содержащих наноступеньки. Протяженные плоские участки являлись идеально атомногладкими.

2. Атомные смещения в приграничной области кристаллической фазы не нарушают кристаллогеометрическую регулярность укладки атомов. На приграничных участках аморфной фазы, как правило, не обнаруживались эффекты сопряжения: нерегулярность смещений характерна уже для ближайших к границе атомов. Структурная ширина границы, определяемая по протяженности области с особой морфологией укладки атомов в ядре границы, может быть принята равной нулю.

3. На отдельных участках границ отмечены эффект сопряжения кристаллографических плоскостей и параплоскостей и высокая степень их ориентационного соответствия.

4. Показано, что ширина области межфазных границ, в которой методом ионной микроскопии наблюдаются особенности поля деформации, существенно превосходит структурную ширину границы. Таким образом, в данной работе с помощью высокоразрешающих методов полевой ионной микроскопии установлена некогерентность и атомная резкость границы аморфной и кристаллической фаз. Обнаружена структурная неоднородность строения границ. Несопряженные участки границ чередуются с областями ориентационного соответствия плотноупакованных кристаллографических плоскостей и параплоскостей в аморфной фазе.

1. A. P. Sutton and R. W. Balluffi, *Interfaces in Crystalline Materials*, Clarendon press, Oxford (1995).
2. A. S. Bakaj, in: *Glassy Metals III*, H. Beck and H.-J. Guntherodt (eds.), Springer, Heidelberg (1994).
3. H. Y. Tong, B. Z. Ding, H. G. Jiang, Z. Q. Hu, and J. T. Wang, *J. Appl. Phys.* **75**, 654 (1994).
4. Э. В. Мюллер, Т. Т. Цонг, *Полевая ионная микроскопия. Полевая ионизация и полевое испарение*, Наука, Москва (1980). [E. W. Muller and T. T. Tsong, *Field ion Microscopy, Field Ionization and Field Evaporation*, Pergamon Press, New York (1978)].
5. И. М. Михайловский, В. А. Ксенофонтов, Т. И. Мазилова, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 516 (1997).
6. С. Э. Зайцев, А. Л. Суворов, *Препринт ИТЭФ № 154*, ЦНИИ атоминформ, Москва (1987).
7. А. Л. Суворов, *Структура и свойства поверхностных атомных слоев металлов*, Энергоатомиздат, Москва (1989).
8. А. С. Бакай, И. М. Михайловский, Е. В. Саданов, О. А. Великодная, Т. И. Мазилова *Письма в ЖЭТФ* **66**, 475 (1997).
9. L. Nordentoft, *Philos. Mag.* **B52**, L21 (1985).
10. И. М. Михайловский, *ФТТ* **24**, 3210 (1982).
11. И. М. Михайловский, Ж. И. Дранова, В. А. Ксенофонтов, В. Б. Кулько, *ЖЭТФ* **76**, 1309 (1979).
12. И. М. Михайловский, П. Я. Полтинин, Л. И. Федорова, *ФММ* **56**, 186 (1983).
13. И. М. Михайловский, В. А. Ксенофонтов, Е. В. Саданов, О. А. Великодная, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 39 (1993).
14. К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото, *Аморфные металлы*, Металлургия, Москва (1987).
15. Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, *Импульсный электрический разряд в вакууме*, Наука, Москва (1984).
16. A. S. Bakaj, V. B. Kulko, I. M. Mikhailovskij, V. B. Rabukhin, and O. A. Velikodnaya, *Non-Cryst. Solids* **182**, 315 (1995).
17. Y. Hirotsu, M. Uehaza, and Y. Ueno, *J. Appl. Phys.* **59**, 3081 (1986).
18. И. М. Михайловский, Л. И. Федорова, П. Я. Полтинин, *ФММ* **76**, 123 (1993).
19. П. А. Березняк, О. А. Великодная, Т. И. Мазилова, И. М. Михайловский, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 515 (1994).
20. А. Н. Орлов, В. Н. Перевезенцев, В. В. Рыбин, *Границы зерен в металлах*, Металлургия, Москва (1980).

#### Atomic structure of interfaces between amorphous and crystalline phases in tungsten

A. S. Bakaj, I. M. Mikhailovskij, E. V. Sadanov, T. I. Mazilova, and E. I. Lygovskaja

By using field ion microscopy, the atomic structure of interfaces in an amorphous-crystalline tungsten fabricated by ultrafast quenching from the liquid phase is investigated. A high degree of localization of imperfections and interfacial incoherence are found. The coordinates of atoms at the interfaces correspond to either the crystalline or the amorphous phase. The transition regions with intermediate positions of the atoms were observed only in the vicinity of the boundaries between the close-packed crystallographic planes and paraplans.