

## ОГРАНЕНИЕ–ПОТЕРЯ ОГРАНКИ НА ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН В ЦИНКЕ

© 2009 г. Б. Б. Страумал, А. С. Горнакова, В. Г. Сурсаева

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

E-mail: [straumal@issp.ac.ru](mailto:straumal@issp.ac.ru)

Поступила в редакцию 27.05.2009 г.

Изучено изменение формы границ зерен с ростом температуры вблизи зернограничного фазового перехода огранения–потери огранки. Длина зернограничной фасетки падает с ростом температуры, затем фасетка исчезает. Ориентация фасеток определяется решеткой вынужденных совпадающих узлов (РВСУ). Они лежат вдоль плотноупакованных плоскостей РВСУ. Выше  $T_R$  касательные к ограненному и неограненному участкам границы в месте выхода ребра I рода лежат вдоль плотноупакованных плоскостей РВСУ (как фасетки ниже  $T_R$ ). Переход огранения–потери огранки – обратимый. Наличие гистерезиса по температуре свидетельствует о фазовом переходе I рода.

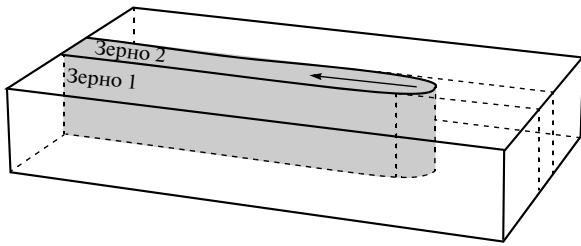
PACS: 68.35.–p, 68.35.Rh, 68.35.Ct

## ВВЕДЕНИЕ

Причины появления равновесной огранки свободной поверхности кристаллов при их росте или растворении были впервые проанализированы еще Г.В. Вульфом (в то время профессором Варшавского, а затем – Казанского университетов) в самом конце XIX века [1, 2]. Уже в 50-е гг. прошлого столетия Л.Д. Ландау описал роль образования ступеней на плоских гранях кристаллов для равновесной огранки [3]. Бартон и Кабрера, а впоследствии Чернов показали, что при ненулевой температуре образование ступеней на плоской поверхности увеличивает конфигурационную энтропию, а значит уменьшает свободную энергию поверхности [4–6]. С ростом температуры равновесная концентрация ступеней возрастает, а при некоторой температуре достигает бесконечности. В результате плоская грань полностью теряет устойчивость (так называемый фазовый переход огранения–потери огранки, в английской терминологии – roughening). Такие фазовые переходы подробно анализируются в целом ряде теоретических и экспериментальных работ [7–13]. Кроме того, практически со времен Г.В. Вульфа было известно, что внешняя поверхность кристалла может разбиваться на систему плоских фасеток, если суммарная энергия этих фасеток меньше энергии исходной поверхности, несмотря на то, что этот процесс приводит к увеличению суммарной площади поверхности. Такое превращение называется фазовым переходом фасетирования. В последние годы фазовые переходы фасетирования на внешней поверхности

вновь привлекли к себе большое внимание исследователей [14–20]. Одной из причин является то обстоятельство, что фасетированные поверхности содержат очень регулярный равновесный одномерный набор ступеней или двумерный массив пирамид. Такие фасетированные поверхности можно использовать, например, как подложки для изготовления квантовых линий или квантовых точек, что, в свою очередь, открывает путь к нанoeлектронике [21].

Границы зерен (ГЗ) тоже могут разбиваться на фасетки. Фасетирование границ является характерным признаком того, что они принадлежат к числу специальных. Это вызвано тем, что при разориентациях совпадения решетки двух зерен образуют общую сверхрешетку – так называемую решетку совпадающих узлов (PCY). Наиболее ярко выраженные зернограничные фасетки залегают в плотноупакованных плоскостях PCY [22, 23]. В этом случае плотноупакованные плоскости PCY играют для ГЗ роль, подобную плотноупакованным плоскостям решетки при появлении огранки свободной поверхности кристаллов. Многочисленные и интересные фазовые переходы на внешних поверхностях, связанные с появлением и исчезновением огранки кристалла, а также зависимостью фазового перехода фасетирования от ориентации внешней поверхности, должны иметь свои аналоги и на границах зерен [24–28]. В частности, еще в работе Баллуффи [29] было показано, что фасетки на ГЗ в алюминии и золоте (обратно) исчезают с повышением температуры и ее приближением к температуре плав-



**Рис. 1.** Схема бикристаллического образца для изучения миграции и фасетирования индивидуальной ГЗ при постоянной (капиллярной) движущей силе.

ления. Это означает, что на ГЗ тоже может происходить фазовый переход оградения—потери оградки. Фазовым переходом оградения—потери оградки на ГЗ объяснялись и особенности поведения границ наклона в меди вблизи разориентации совпадения  $\Sigma 5$  ( $\Sigma$  — отношение числа узлов решетки одного из зерен к числу совпадающих узлов) [30].

С увеличением параметра  $\Sigma$  энергетический рельеф РСУ становится все мельче. В результате с повышением  $\Sigma$  термическое разупорядочение приводит к исчезновению специальных структуры и свойств у границ при все более низких температурах. В принципе, если рассматривать ГЗ с различной ориентацией в РСУ с фиксированным  $\Sigma$ , то энергетический рельеф на границе тоже должен зависеть от плотности совпадающих узлов, залегающих в данной плоскости РСУ. Иными словами, чем меньше плотность совпадающих узлов и чем выше индексы данной плоскости РСУ, тем мельче должен быть энергетический рельеф, вызванный существованием РСУ. Тогда можно ожидать, что в равновесной оградке специальных ГЗ при фиксированном  $\Sigma$  число равновесных граней будет возрастать по мере понижения температуры, что и наблюдалось на ГЗ  $\Sigma 3$  и  $\Sigma 9$  в меди [31]. В дополнение к граням с низкими индексами РСУ будут появляться грани РСУ со все более высокими индексами.

В данной работе приводится обзор результатов, полученных при изучении перехода оградения—потери оградки в материале с гексагональной плотноупакованной решеткой — цинке.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Плоские моно-, би- и трикристаллы цинка с поверхностью  $(11\bar{2}0)$  или  $(10\bar{1}0)$  были выращены с помощью метода направленной кристаллизации из цинка чистотой 99.999 вес. % [32–34]. Отдельные вытянутые двойниковые пластины, имеющие очень однородную ширину по всей длине, были получены с помощью небольшой деформации таких монокристаллов с поверхностью  $(11\bar{2}0)$ . Полученные двойниковые пластины рас-

положены перпендикулярно к поверхности и имеют одинаковую ширину по всей длине. Оси  $[11\bar{2}0]$  в обоих зернах тоже перпендикулярны к поверхности образца. Похожая геометрия двойниковых границ характерна для большинства металлов с гексагональной структурой [35]. Параллельные вытянутые стороны двойниковой пластины образуются когерентными симметричными двойниковыми ГЗ  $(1\bar{1}02)_1/(1\bar{1}0\bar{2})_2$  (СДГЗ). Кроме того, были выращены бикристаллы с границами наклона  $[10\bar{1}0]$  с углами разориентации  $\theta = 30^\circ$  и  $84^\circ$ , а также трикристалл с тремя границами наклона  $[10\bar{1}0]$  с углами разориентации  $43^\circ$ ,  $37^\circ$  и  $6^\circ$ .

Благодаря своей оптической анизотропии цинк позволяет изучать форму ГЗ с помощью поляризованного света. Стационарная форма медленно перемещающейся асимметричной двойниковой границы зерен, расположенной на конце двойниковой пластины, а также формы перемещающейся части зернограницной полупетли или тройного стыка (рис. 1) изучались непосредственно в высокотемпературной приставке к оптическому микроскопу в интервале от 590 до 692 К. Образцы защищались от окисления атмосферой чистого азота. Форма ГЗ фиксировалась в процессе эксперимента с помощью цветной видеокамеры, соединенной с микроскопом и видеоманитофоном. Этот метод был первоначально разработан для изучения миграции ГЗ [32–34, 36, 37]. Движущая сила для изменения формы ГЗ, связанная с зернограницными фазовыми переходами, как правило, недостаточно велика для того, чтобы привести к изменению формы ГЗ за разумное время. Поэтому для того чтобы вызвать миграцию ГЗ, используем постоянную капиллярную движущую силу. Иными словами, ГЗ движется, сокращая свою длину, а значит, уменьшая свободную энергию системы. Таким образом, миграция ГЗ вызвана в наших экспериментах постоянной капиллярной движущей силой. В процессе медленного перемещения, вызванного капиллярной движущей силой, ГЗ имеет возможность принять равновесную форму, которая соответствует температуре эксперимента. Этот метод был использован, например, в наших опытах по изучению фазовых переходов “специальная граница зерен — граница зерен общего типа” [38–47].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Цинк был выбран для этой работы, поскольку он обладает некубической кристаллической решеткой, а следовательно, и оптической анизотропией. Поэтому форму ГЗ в цинке можно изучать непосредственно в высокотемпературной приставке к оптическому микроскопу, если использовать поляризованный свет. Недостатком некубической кристаллической решетки цинка явля-

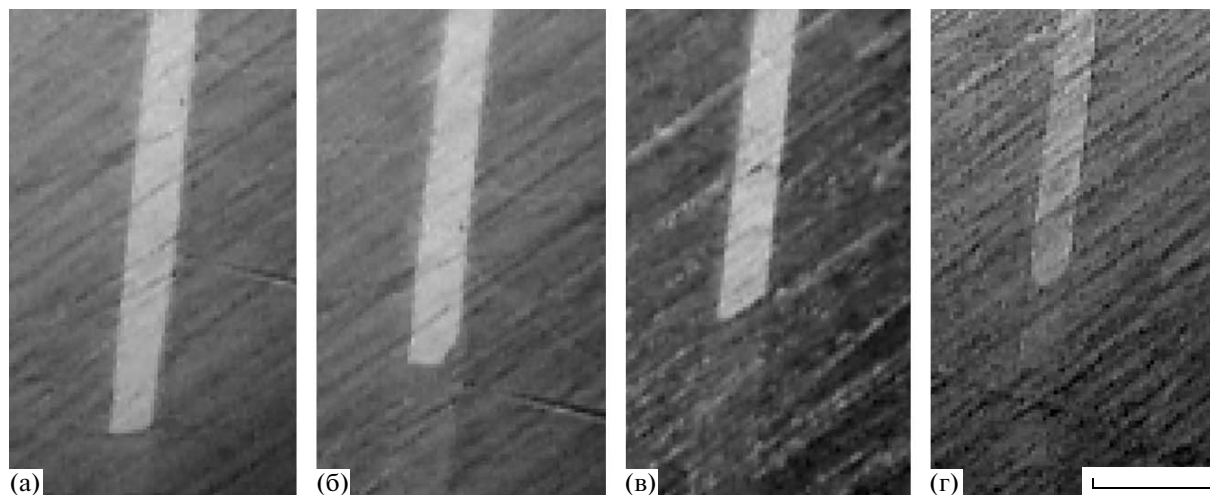


Рис. 2. Форма двойниковых пластин в плоском монокристалле цинка  $[11\bar{2}0]$  при различных температурах: а – 632 ; б – 652; в – 682; г – 692 К. Длина масштабной линейки – 100 мкм.

ется то, что отношение периодов  $a$  и  $c$  гексагональной решетки не рационально, а следовательно, для ГЗ в цинке нельзя построить простые решетки совпадающих узлов. Поэтому следует использовать метод решеток вынужденных совпадающих узлов [48, 49].

*Двойниковые границы: появление одной фасетки вместо другой*

Для первых исследований зернограничного фасетирования в цинке использовали наиболее простой случай двойниковых границ. В работах по меди было показано, что двойниковые границы  $\Sigma 3$  в кубических металлах представляют собой очень хороший объект для изучения фасетирования [31, 50]. Например, на концах двойниковых пластин в меди наблюдались такие разнообразные фасетки  $\Sigma 3$  РСУ, как  $(010)_{\Sigma 3\text{PCY}}$  и  $(110)_{\Sigma 3\text{PCY}}$ , а также фасетка  $82^\circ 9R$ , не принадлежащая к решетке совпадающих узлов [31, 50].

На микрофотографиях, приведенных на рис. 2, показано, как меняется форма ГЗ на вершине двойниковой пластины в цинке с ростом температуры. Форма ГЗ на вершине двойниковой пластины резко отличается от округлой формы зернограничной полупетли в бикристаллах цинка, содержащих ГЗ общего типа [32, 34, 37]. При низкой температуре вершина двойника состоит из одной плоской фасетки 1, лежащей почти перпендикулярно СДГЗ (рис. 2а). С увеличением температуры появляется вторая фасетка 2 (рис. 2б). Фасетка 2 составляет угол примерно  $45^\circ$  как с СДГЗ, так и с фасеткой 1. При дальнейшем увеличении температуры увеличивается и длина фасетки 2, а длина фасетки 1 сокращается. Выше некоторой температуры у вершины двойника остается только фасетка 2, которая образует до-

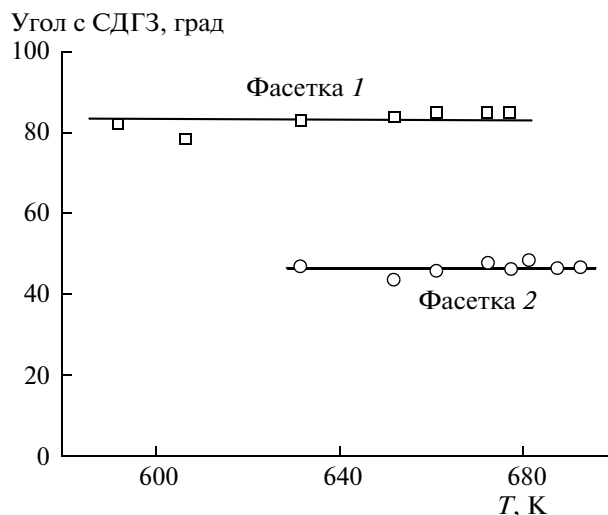
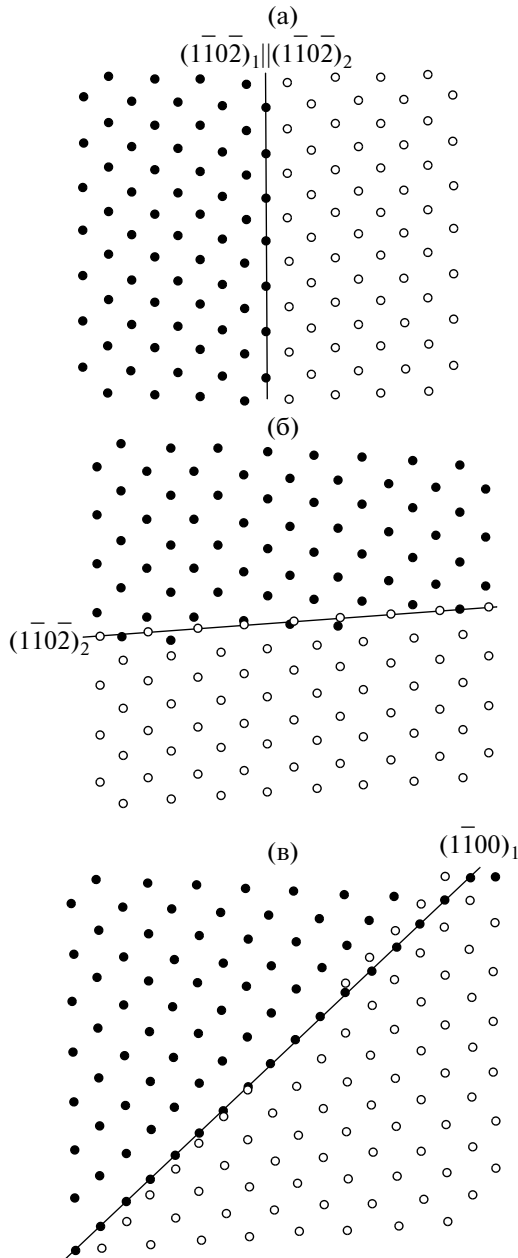


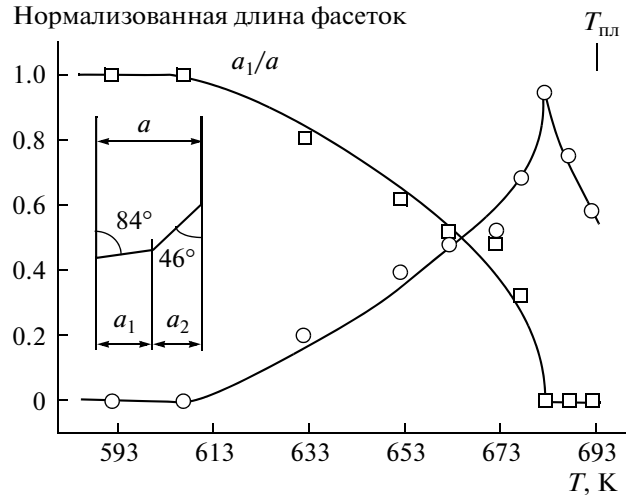
Рис. 3. Угол между СДГЗ и фасетками, формирующимися на конце двойниковых пластин в плоских монокристаллах цинка  $[11\bar{2}0]$  при различных температурах. Кружки обозначают фасетку  $(110)_{\text{PCY}}$ , а квадраты – фасетку  $(010)_{\text{PCY}}$  на двойниковых пластинах.

статочно острый угол с СДГЗ (рис. 2в). При температурах, близких к температуре плавления цинка, ребра, на которых пересекаются фасетки, становятся скругленными, но плоская часть фасетки 2 все еще видна (рис. 2г). На рис. 3 приведена температурная зависимость угла между СДГЗ и фасетками 1 и 2. Среднее значение угла для фасетки 1 равно  $84^\circ$ , а для фасетки 2 –  $46^\circ$ . Ниже 622 К на вершине двойниковой пластины наблюдается только фасетка 1. Между 622 и 677 К фасетки сосуществуют. Выше 677 К остается только фасетка 2. Схемы на рис. 4 показывают РВСУ и кристаллографию наблюдаемых фасеток. Симметричная

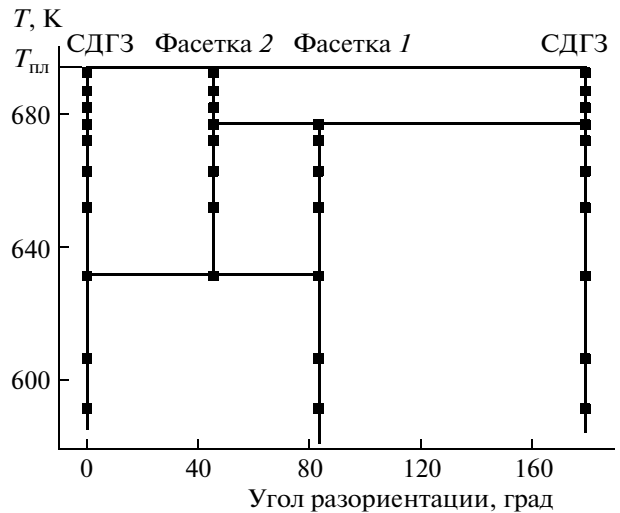


**Рис. 4.** Кристаллографические особенности наблюдаемых фасеток: а – СДГЗ  $(1\bar{1}0\bar{2})_1/(1\bar{1}0\bar{2})_2$ , б – фасетка 1 почти параллельна плоскости  $(1\bar{1}0\bar{2})_2$  и составляет угол  $84^\circ$  с СДГЗ, в – фасетка 2 почти параллельна плоскости  $(1\bar{1}00)_1$  и составляет угол  $46^\circ$  с СДГЗ.

двойниковая ГЗ когерентна и совпадает с плоскостями  $(1\bar{1}0\bar{2})$  в обеих решетках (рис. 4а). Фасетка 1 почти параллельна плоскости  $(1\bar{1}0\bar{2})_2$ , а совпадение в этом случае намного хуже, чем в случае когерентной СДГЗ (рис. 4б). Фасетка 2 почти параллельна плоскости  $(1\bar{1}00)_1$  (рис. 4в). На рис. 5 приведена температурная зависимость нормализованных длин  $A_1$  и  $A_2$  показанных фасеток.  $A_1$  мо-



**Рис. 5.** Температурная зависимость нормализованной длины фасетки 1 ( $84^\circ$ ,  $a_1/a$ , квадраты) и фасетки 2 ( $46^\circ$ ,  $a_2/a$ , кружки) двойниковых пластин в плоских монокристаллах цинка  $[11\bar{2}0]$ .



**Рис. 6.** Фазовая диаграмма различных фасеток на двойниках в цинке.  $T_{пл}$  – температура плавления. Ориентация фасеток показана в верхней части диаграммы. Квадраты обозначают фасетки, наблюдавшиеся в эксперименте. Вертикальные линии обозначают температурный интервал устойчивости соответствующих зернограничных фасеток. Горизонтальные линии обозначают верхний и нижний пределы устойчивости фасеток 1 ( $84^\circ$ ) и 2 ( $46^\circ$ ).

нонно понижается от 1 при 607 К до 0 при 682 К.  $A_2$  возрастает от 0 при 607 К, достигает максимума 0.95 при 682 К и вновь падает до 0.58 при 692 К. Сокращение длины  $A_2$  происходит в отсутствие других фасеток. Выше 692 К форма конца двойниковой пластины скругляется. Исчезновение острых ребер на пересечении зернограничных фасеток можно объяснить потерей огранки зернограничных фасеток при приближении к точке плавления. На рис. 6 приведена фазовая

диаграмма для фасетирования двойниковых границ в цинке. Наблюдаются три зернограничных фазовых перехода:

- Между 677 и 682 К фасетка 1 исчезает.
- Между 607 и 677 К появляется фасетка 2.
- Между 682 и 692 К начинается потеря огранки и возникает неограниченная зернограничная фаза.

СДГЗ устойчива при всех температурах. На рис. 7 показаны схематические диаграммы Вульфа, которые иллюстрируют возможные энергетические причины фасетирования ГЗ и потери огранки фасетки 2. Энергетический минимум для СДГЗ присутствует при всех температурах. При 593 К существуют минимумы как для фасетки 1, так и для фасетки 2, однако фасетка 2 метастабильна. При 653 К обе фасетки устойчивы и присутствуют в равновесной форме границы. При 683 К начинается фазовый переход потери огранки, энергетический минимум для фасетки 1 исчезает, остается устойчивой только фасетка 2, которая и присутствует в равновесной форме ГЗ. При 688 К продолжается потеря огранки, энергетические минимумы обеих оставшихся фасеток становятся мельче, а скругленная часть зернограничной петли последовательно поглощает плоские участки фасеток.

Изучение формы двойниковой ГЗ позволило нам впервые наблюдать зернограничный фазовый переход фасетирования, когда одна гладкая фасетка заменяется другой [51]. Прежде наблюдались только два типа зернограничных фазовых переходов фасетирования:

- Обратимый фазовый переход ограничения–потери огранки границы зерен при повышении температуры и диссоциация гладкой неограниченной границы зерен на фасетки при понижении температуры в алюминии и золоте [29, 52].

– Диссоциация исходной плоской границы зерен на плоские фасетки, энергия которых меньше, чем энергия исходной границы [24–28, 53].

Фасетки на ГЗ можно наблюдать только вблизи разориентации совпадения. В [38–47] было показано, что ГЗ обладает специальной структурой и свойствами в ограниченной области температур и разориентаций  $\theta$  вблизи разориентации совпадения  $\theta_{\Sigma}$ . Иными словами, при увеличении  $\Delta\theta = |\theta - \theta_{\Sigma}|$  и температуры происходит фазовый переход “специальная граница зерен – граница зерен общего типа”, а граница зерен теряет свою специальную структуру и свойства. В частности, при таком фазовом переходе исчезают зернограничные фасетки. Отношение периодов решетки  $a$  и  $c$  в цинке нерационально и зависит от температуры. В связи с этим в цинке возможны прямые переходы “специальная граница зерен 1 – специальная граница зерен 2” при изменении температуры и угла разориентации [48, 49]. Поэтому необычный переход фасетирования  $84^{\circ}$ – $46^{\circ}$  на

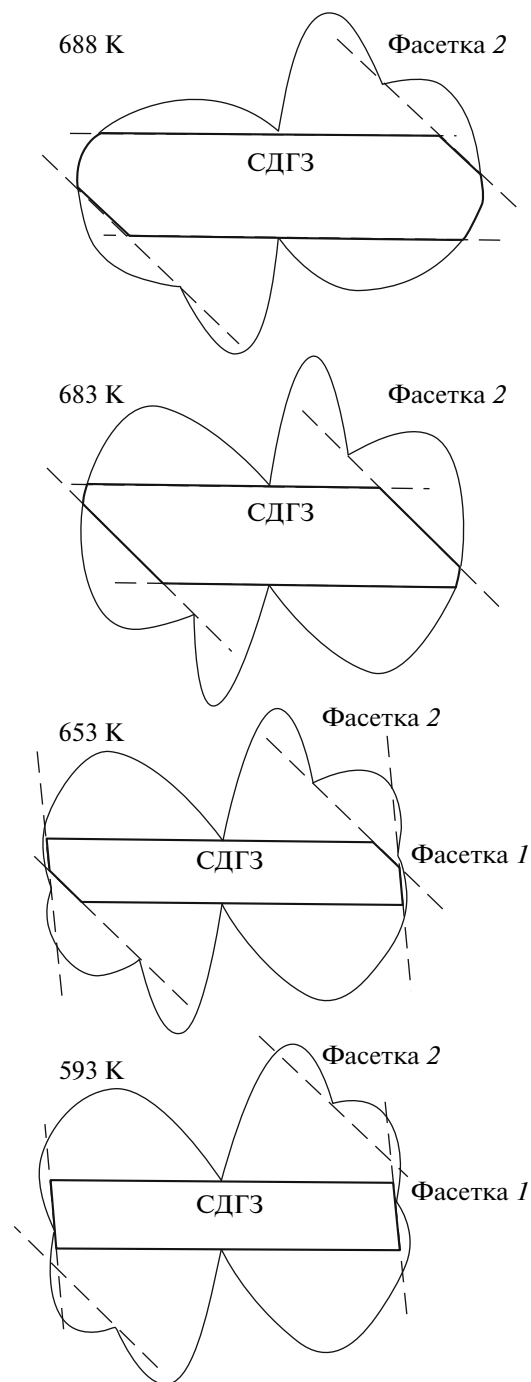
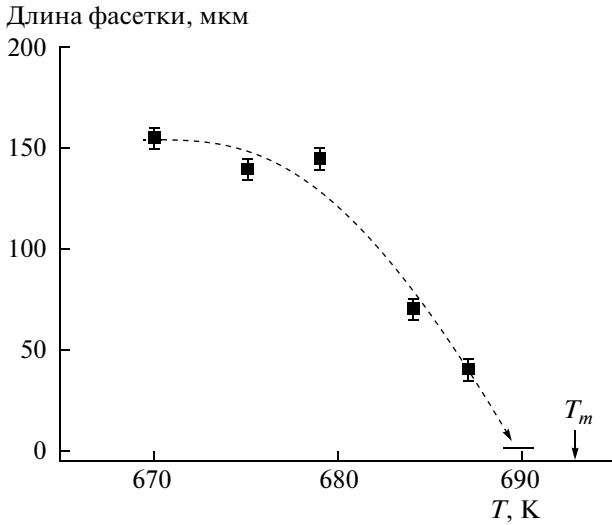
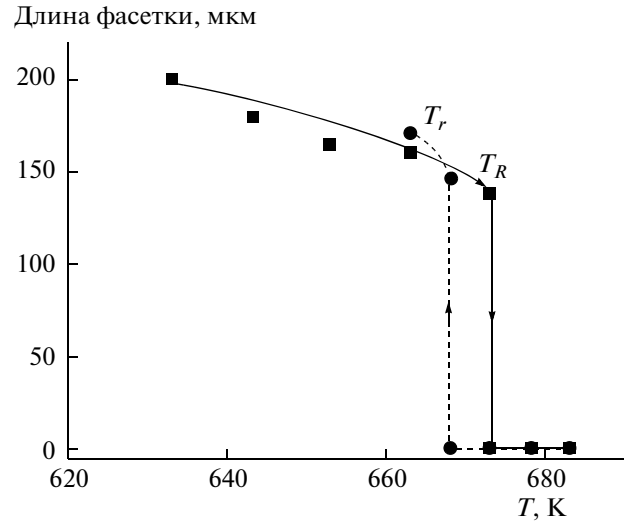


Рис. 7. Схематические диаграммы Вульфа для двойниковых пластин в плоских монокристаллах цинка  $[11\bar{2}0]$  при различных температурах (593, 653, 683 и 688 К).

двойниковой ГЗ в цинке может быть вызван переходом из специальной ГЗ  $\Sigma 15a$  в другую специальную ГЗ  $\Sigma 28a$  или из  $\Sigma 28a$  в  $\Sigma 13a$  с повышением температуры [48, 49]. Подобное же превращение может быть причиной наблюдавшихся в [54] изломов на аррениусовских температурных зависимостях скорости зернограничного проскальзыва-



**Рис. 8.** Температурная зависимость длины фасетки для тройного стыка с границами наклона  $[10\bar{1}0]$  с углами разориентации  $\theta$ , равными  $43^\circ$ ,  $37^\circ$  и  $6^\circ$ .



**Рис. 9.** Температурная зависимость длины фасетки для границы наклона  $[10\bar{1}0]$  с углом разориентации  $\theta = 30^\circ$ : квадраты – нагрев, кружки – охлаждение.

ния на границах наклона  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$  в цинке вблизи разориентации совпадения  $\Sigma 9$ .

#### Обратимая потеря огранки с ростом температуры

Впервые переход огранения–потери огранки на движущейся ГЗ – экспериментально наблюдали на тройном стыке [55]. Тройной стык был сформирован тремя границами наклона  $[10\bar{1}0]$  с углами разориентации  $\theta$ , равными  $43^\circ$ ,  $37^\circ$  и  $6^\circ$ . Исследования проводились в температурном интервале от 670 до 688 К. Было обнаружено сокращение длины фасетки с ростом температуры, а вблизи температуры плавления цинка  $T_m = 692.6$  К произошел переход потери огранки, т.е. фасетка исчезла (рис. 8). Последующие исследования проводились на бикристаллах, чтобы исключить влияние третьей ГЗ [56]. На рис. 9 приведена температурная зависимость длины фасетки для границы наклона  $[10\bar{1}0]$  с углом разориентации  $\theta = 30^\circ$ . Бикристаллический образец нагревали от 630 до 683 К, и при 673 К наблюдался переход потери огранки. Ниже  $T_R = 673$  К граница мигрировала с фасеткой, а выше  $T_R$  движение ГЗ происходило без фасетки. Когда образец, нагретый до 683 К, начали охлаждать, то произошел обратный переход огранения при  $T_r = 667$  К. Выше  $T_r = 667$  К движение ГЗ происходило без фасетки, ниже  $T_r$  граница мигрировала с фасеткой. Иными словами, впервые был экспериментально обнаружен обратимый переход огранения–потери огранки на движущейся ГЗ в цинке.

На рис. 10а приведена зависимость смещения ГЗ от времени. Видно, что зависимость имеет два

линейных участка с разными скоростями миграции. Если сравнить зависимость смещения от времени с зависимостью длины фасетки от времени (рис. 10б), то хорошо видна корреляция между смещением и длиной фасетки. Первый участок от 0 до 40 с на зависимости смещения от времени соответствует движению границы с фасеткой. На рис. 10в приведена оптическая микрофотография для данного интервала времени. Второй линейный участок от 40 до 120 с на зависимости смещения от времени соответствует движению границы без фасетки. На рис. 10г приведена оптическая микрофотография для данного интервала времени. Следует подчеркнуть, что фасетка исчезает не сразу. Ниже температуры потери огранки на ГЗ сосуществуют две фазы: ограненная (фасетка) и неограненная (искривленные участки). Выше температуры потери огранки на ГЗ в равновесии существует только одна фаза – неограненная. Возникает интересная аналогия: как и в случае объемных фаз, при переходе из двухфазной области фазовой диаграммы в однофазную (с повышением температуры) частицы второй фазы растворяются в матрице не моментально, а с некоторой конечной скоростью.

Рассмотрим теперь температуру огранения, равную 668 К, и увидим картину противоположную потере огранки. На зависимости смещения от времени (рис. 11а) имеется два линейных участка. Первый участок от 0 до 10 с соответствует движению границы без фасетки, в то время как на зависимости длины фасетки от времени (рис. 11б) фасетка появляется только через 20 с. Этому интервалу времени соответствует оптическая микрофотография на рис. 11в. Второй линейный участок от 10 до 60 с на зависимости смещения от

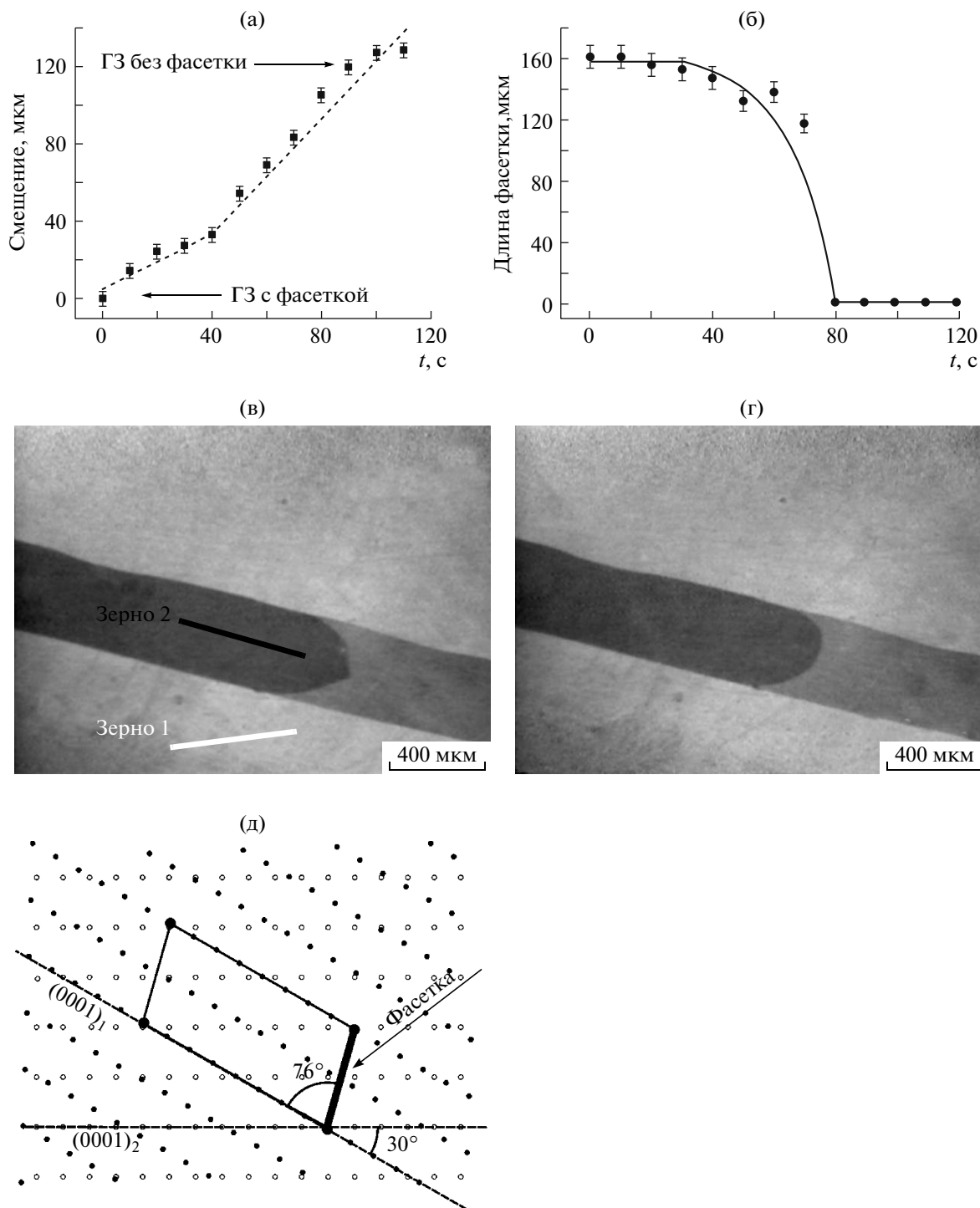


Рис. 10. Зависимости смещения (а) и длины фасетки (б) от времени, соответствующие температуре потери оgranки 673 К, оптические микрофотографии ГЗ при движении с фасеткой (в) и без фасетки (г), РВСУ для данной границы (д).

времени соответствует движению границы с фасеткой. Этому интервалу времени соответствует оптическая микрофотография на рис. 11г. Другими словами, фасетка достигает своей стационарной длины не сразу после изменения образцом температуры, а с определенной задержкой.

Здесь мы можем продолжить аналогию с объемными фазами. При переходе из однофазной области фазовой диаграммы в двухфазную (с понижением температуры) частицы второй фазы появляются в матрице не моментально, а с некоторой конечной скоростью. Им необходимо некоторое

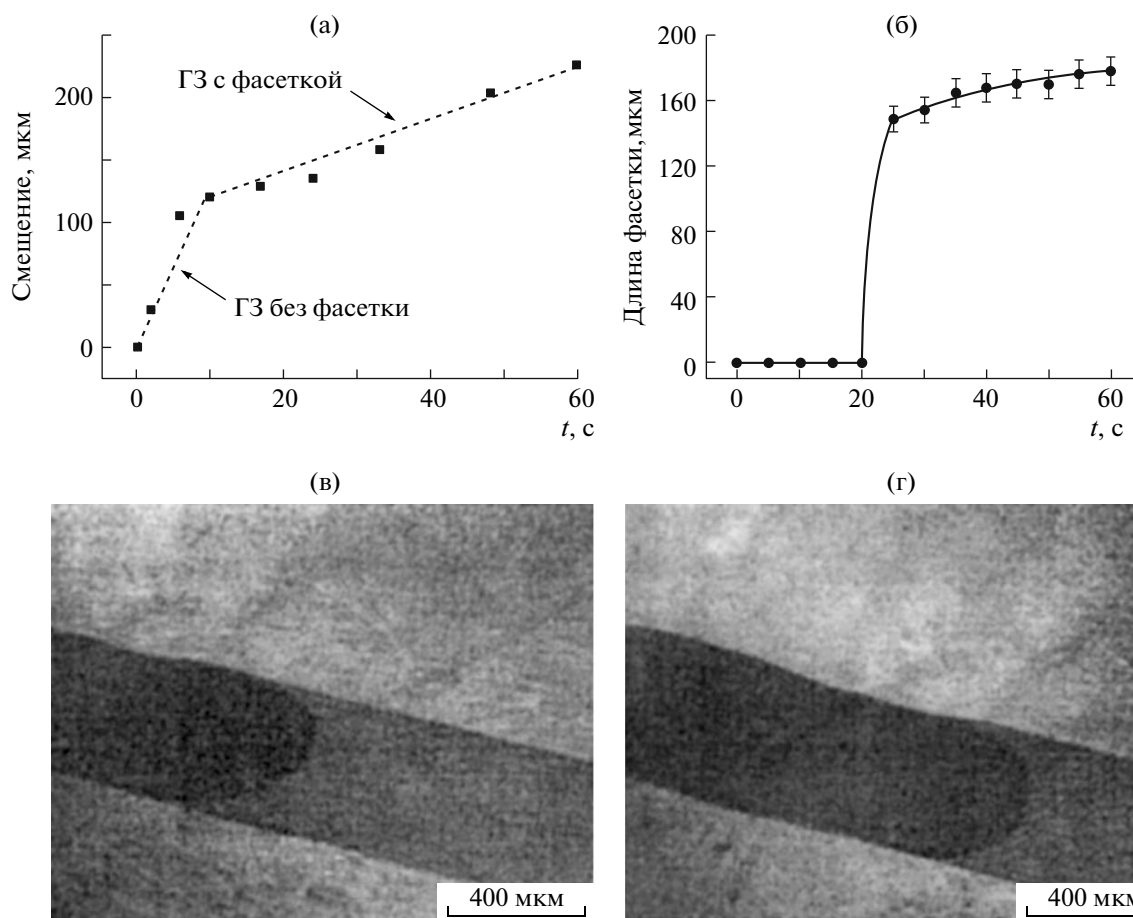


Рис. 11. Зависимости смещения (а) и длины фасетки (б) от времени, соответствующие температуре ограничения 668 К, оптические микрофотографии ГЗ при движении без фасетки (в) и с фасеткой (г).

время для образования и роста, чтобы достичь объемной доли второй фазы, величина которой определяется правилом рычага для объемных фазовых диаграмм. Так и на границах зерен: при повышении температуры выше  $T_R$  фасетка не сразу, а только с некоторой задержкой “растворяется” в неограниченной фазе.

### ВЫВОДЫ

Впервые проведено систематическое *in situ* исследование особенностей зернограничного фасетирования и потери огранки.

Изучено изменение формы ГЗ с ростом температуры вблизи зернограничного фазового перехода ограничения–потери огранки. На двойниковых границах с ростом температуры одна фасетка сменяется другой, чего не наблюдается в материалах с кубической решеткой.

Длина зернограничной фасетки падает с ростом температуры, затем фасетка исчезает.

Исследована кинетика исчезновения фасетки выше температуры потери огранки  $T_R$  и кинети-

ка появления и роста фасетки ниже температуры ограничения  $T_r$ .

Ориентация фасеток определяется решеткой вынужденных совпадающих узлов. Фасетки лежат вдоль плотноупакованных плоскостей РВСУ. Выше  $T_R$  касательные к ограниченной и неограниченной частям ГЗ в месте выхода ребра I рода лежат вдоль плотноупакованных плоскостей РВСУ (как фасетки ниже  $T_R$ ).

На движущейся границе зерен наблюдался обратимый переход ограничения–потери огранки. Наличие гистерезиса по температуре свидетельствует о фазовом переходе I рода.

Авторы выражают благодарность Л.С. Швиндлерману, А.Л. Петелину и Е.И. Рабкину за подробное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 09-02-00294, 09-02-91339-ННИО, 08-08-90105, 09-03-92481) и Японского общества содействия науке (JSPS S-08191).



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вульфь Г.В. // Тр. Варшавск. общ. естествоисп. 1894–1895. Т. 6. С. 7.
2. Вульфь Г.В. // Изв. Варшавск. ун-та. 1895 (кн. 7–9); 1896 (кн. 1, 2). С. 1.
3. Ландау Л.Д. // Сб. посв. 70-летию академика А.Ф. Иоффе. М.: Изд-во АН СССР, 1950. С. 44.
4. Burton W.K., Cabrera N. // Disc. Faraday Soc. 1949. V. 5. P. 33.
5. Burton W.K., Cabrera N., Frank F.C. // Phil. Trans. Roy. Soc. London. 1951. V. A243. P. 299.
6. Чернов А.А. // УФН. 1961. Т. 73. С. 277.
7. Андреев А.Ф. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2042.
8. Марченко В.И. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 1141.
9. Cui S.T., Weeks J.D. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 733.
10. Maxson J.B., Savage D.E., Liu F. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2152.
11. Landa A., Häkkinen H., Barnett R.N. et al. // J. Non-Cryst. Solids. 1996. V. 205–207. P. 767.
12. Gravil P.A., Holloway S. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 11128.
13. Zandvliet H.J.W. // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. P. 9972.
14. Фрадков В.Е., Швиндлерман Л.С. // ФММ. 1979. Т. 48. С. 297.
15. Yoon M., Mochrie S.G.J., Zehner D.M. et al. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 16702.
16. Watson G.M., Gibbs D., Zehner D.M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 71. P. 3166.
17. Song S., Mochrie S.G.J. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 995.
18. Song S., Mochrie S.G.J. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. P. 10068.
19. Song S., Yoon M., Mochrie S.G.J. // Surf. Sci. 1995. V. 334. P. 153.
20. Yoon M., Mochrie S.G.J., Tate M.W. et al. // Surf. Sci. 1998. V. 411. P. 70.
21. Mullins W.W., Sekerka R.F. // J. Phys. Chem. Solids. 1962. V. 23. P. 801.
22. Фрадков В.Е., Швиндлерман Л.С. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1982. № 11. С. 50.
23. Косевич В.М., Байзульдин Б.М. // ФММ. 1979. Т. 48. С. 442.
24. Muschik T., Laub W., Finnis M.W., Gust W. // Z. Metallk. 1993. V. 84. P. 596.
25. Laub W., Oswald A., Muschik T. et al. // Solid–Solid Phase Transformations / Eds. Johnson W.C. et al. Warrendale: Miner. Met. Mater. Soc. 1994. P. 1115.
26. Muschik T., Laub W., Wolf U. et al. // Acta Metall. Mater. 1993. V. 41. P. 2163.
27. Oswald A., Laub W., Gust W., Fournelle R.A. // Solid–Solid Phase Transformations / Eds. Johnson W.C. et al. Warrendale: Miner. Met. Mater. Soc. 1994. P. 1121.
28. Barg A., Rabkin E., Gust W. // Acta Metall. Mater. 1995. V. 43. P. 4067.
29. Hsieh T.E., Balluffi R.W. // Acta Metall. 1989. V. 37. P. 2133.
30. Prokofjev S.I. // Def. Diff. Forum. 2001. V. 194–199. P. 1141.
31. Straumal B.B., Polyakov S.A., Mittemeijer E.J. // Acta Mater. 2006. V. 54. P. 167.
32. Gottstein G., Shvindlerman L.S. Grain boundary migration in metals. Boca Raton: CRC Press, 1999. 387 p.
33. Страумал Б.Б., Сурсаева В.Г., Швиндлерман Л.С. // ФММ, 1980. Т. 49. С. 1021.
34. Czubayko U., Sursaeva V.G., Gottstein G., Shvindlerman L.S. // Acta Mater. 1998. V. 46. P. 5863.
35. Классен-Неклюдова М.В. Механическое двойникование кристаллов. М.: Изд-во АН СССР. С. 57.
36. Sursaeva V.G., Czubayko U., Gottstein G., Shvindlerman L.S. // Mater. Sci. Forum. 1999. V. 294–296. P. 517.
37. Tuflin A.U., Sursaeva V.G., Czubayko U. // Defect Diff. Forum. 2001. V. 194–199. P. 1253.
38. Straumal B.B., Shvindlerman L.S. // Acta Metall. 1985. V. 33. P. 1735.
39. Страумал Б. Б., Швиндлерман Л. С. // Поверхность. 1986. № 10. С. 5.
40. Максимова Е.Л., Страумал Б.Б., Швиндлерман Л.С. // ФТТ. 1986. Т. 28. С. 3059.
41. Максимова Е.Л., Страумал Б.Б., Швиндлерман Л.С. // ФММ. 1987. Т. 63. С. 885.
42. Максимова Е.Л., Рабкин Е.И., Страумал Б.Б., Швиндлерман Л.С. // ФММ. 1987. Т. 64. С. 511.
43. Maksimova E.L., Shvindlerman L.S., Straumal B.B. // Acta Metall. 1988. V. 36. P. 1573.
44. Maksimova E.L., Rabkin E.I., Shvindlerman L.S., Straumal B.B. // Acta Metall. 1989. V. 37. P. 1995.
45. Максимова Е.Л., Страумал Б.Б., Швиндлерман Л.С. // ФММ. 1989. Т. 67. С. 959.
46. Maksimova E.L., Shvindlerman L.S., Straumal B.B. // Acta Metall. 1989. V. 37. P. 2855.
47. Maksimova E.L., Rabkin E.I., Shvindlerman L.S., Straumal B.B. // Def. Diff. Forum. 1990. V. 66–69. P. 869.
48. Shin K., King A.H. // Phil. Mag. A. 1991. V. 63. P. 1023.
49. Chen F.-R., King A.H. // Acta Cryst. B. 1987. V. 43. P. 416.
50. Straumal B.B., Polyakov S.A., Bischoff E. et al. // Interface Sci. 2001. V. 9. P. 287.
51. Straumal B.B., Sursaeva V.G., Polyakov S.A. // Interface Sci. 2001. V. 9. P. 275.
52. Krakow W., Smith D. A. // Ultramicroscopy. 1987. V. 22. P. 47.
53. Ernst F., Finnis M.W., Hoffmann D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 620.
54. Watanabe T., Kimura S.-I., Karasima S. // Phil. Mag. A. 1984. V. 49. P. 845.
55. Straumal B.B., Sursaeva V.G., Gornakova A.S. // Zt. Metallkunde. 2005. V. 96. P. 1147.
56. Straumal B.B., Gornakova A.S., Sursaeva V.G. // Phil. Mag. Lett. 2008. V. 88. P. 27.