

01;05;11;12

Индукцированные абсорбцией гелия изменения тонкой структуры границ зерен и гелиевое охрупчивание

© В.И. Герасименко, И.М. Михайловский, И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко, О.А. Великодная

Национальный научный центр
Харьковский физико-технический институт,
310108 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 5 февраля 1996 г.)

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований изменений строения границ зерен в вольфраме, связанных с абсорбцией атомов гелия. Обнаружена межзеренная дилатация, локализованная в плоском слое субатомной толщины. Установлено, что дилатация сопровождается расщеплением ядер зернограничных дислокаций и уменьшением энергии зернограничного дефекта упаковки. Обсуждается связь процессов межзеренного разрушения с изменениями параметров зернограничных дислокаций, индуцированными абсорбцией атомов гелия.

Введение

Границы зерен в значительной мере определяют механические свойства облучаемых материалов. Так, резкое и необратимое снижение пластичности облучаемых металлов и сплавов при температурах выше $0.5T_m$ — высокотемпературное радиационное охрупчивание (ВТРО) может приводить к существенному снижению ресурса их работы в условиях облучения. Исследование природы ВТРО реакторных материалов выявило существенную роль в этом явлении гелия, образующегося при ядерных реакциях или облучении альфа-частицами [1]. Однако механизм радиационной повреждаемости материалов, связанный с накоплением в них гелия, остается неясным, в частности, из-за отсутствия информации на атомном уровне о структурных изменениях на ранних стадиях накопления гелия на границах зерен.

В настоящей работе методами полевой ионной микроскопии исследовалось влияние абсорбции гелия на тонкую структуру большеугловых границ зерен и проанализирована связь межзеренной абсорбции гелия с радиационно-индуцированными изменениями механических свойств поликристаллов. Для исключения эффектов, вызываемых особенностями поведения ансамблей разориентированных зерен, исследования проводились на индивидуальных кристаллографически аттестованных границах зерен в бикристаллических образцах.

Методика и результаты эксперимента

Исследования проводились в полевом ионном микроскопе с охлаждением образцов жидким азотом. В качестве изображающего газа использовался гелий при давлении $1-2 \cdot 10^{-2}$ Па, давление остаточных газов не превышало 10^{-6} Па. Исследовались бикристаллические образцы вольфрама (чистота 99.98%) в виде острий с радиусом кривизны у вершины 10–80 нм. Образцы облучались *in situ* низкоэнергетичными ионами гелия, образуящимися при соударении атомов гелия с электро-

нами, эмиттируемыми образцом при подаче на него пульсирующего отрицательного потенциала. Величина этого потенциала выбиралась в соответствии с радиусом кривизны вершины образца, достаточной для достижения напряженности поля $3-5 \cdot 10^7$ В/см и соответственно плотности электронного эмиссионного тока 10^6-10^7 А/см². Энергетическое распределение ионов гелия, образованных при пропускании потока электронов, близко к максвелловскому и качественно соответствует распределению ионов в низкоэнергетичной плазме установок типа Токамак [2]. Величина флюенса ϕ и энергетический спектр ионов рассчитывались по методу, разработанному в [2,3]; значение ϕ в эксперименте варьировалось в интервале $1 \cdot 10^{13}-5 \cdot 10^{17}$ ион/см². Средняя энергия ионов гелия составляла 200–350 эВ так, что энергия, передаваемая при первичных столкновениях, была ниже порога смещения атомов вольфрама (50 эВ) и достаточна лишь для внедрения гелиевых атомов. Температура образца при облучении поддерживалась в интервале 100–400 К, чем достигалась возможность внутривитеренной миграции гелия по междоузельному механизму, но исключалась миграция по вакансионному механизму [4]. Принимая во внимание, что в облучаемой полусферической части бикристалла стоками межузельных атомов являются его поверхность и границы зерен и исключен сток на вакансии, суммарный поток атомов гелия на участки границ зерен, находящихся в исследуемой приповерхностной области, можно считать в первом приближении равным флюенсу бомбардирующих ионов.

После облучения при повышенной температуре образец охлаждался до 78 К, поверхность образца очищалась низкотемпературной полевой десорбцией и регистрировались последовательные ионные изображения образца при его контролируемом послойном полевом испарении.

Для исследования выбирались бикристаллы, содержащие большеугловые границы высокого сопряжения. На полевых ионных изображениях таких кристаллов обычно отсутствуют следы предпочтительного полевого растравливания участков границ зерен, что позволяет

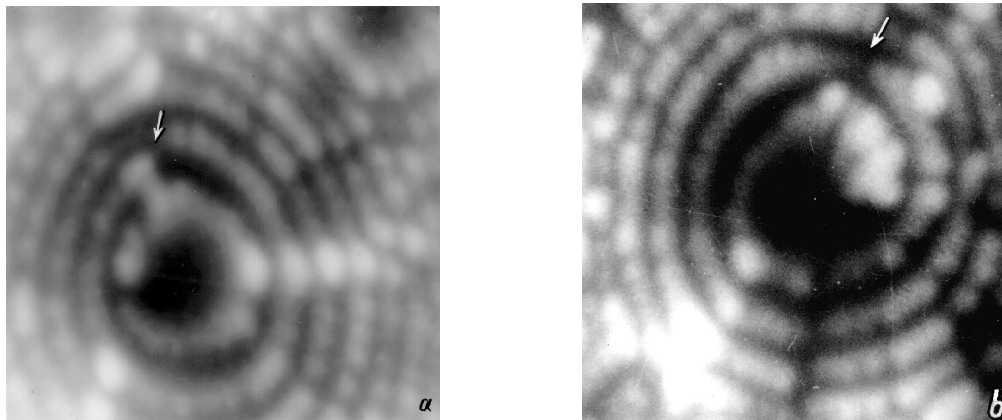


Рис. 1. Ионно-микроскопические изображения большеугловой когерентной границы зерен (а) до (b) после облучения ионами гелия.

регистрировать смещения атомов кристалла при облучении с разрешением до 1 \AA в плоскости изображения и до 0.1 \AA в направлении, перпендикулярном плоскости изображения, за счет эффекта непрямого увеличения [5].

На рис. 1 приведены ионные изображения когерентной межзеренной границы с углом разориентации 52° относительно оси [110]. Стрелками отмечено положение границы, соответствующее сопрягающимся плоскостям $(115)_I$ и $(194135)_{II}$ смежных кристаллов I и II. Наблюдается сопряжение плоскостей $(110)_I$ и $(110)_{II}$, нарушаемое лишь в области выхода на поверхность зернограницной дислокации $1/2$ [110] (отмечена белой стрелкой, рис. 1, a). После облучения бикристалла ионами гелия со средней энергией $W = 300 \text{ eV}$ при флюенсе $\phi = 9 \cdot 10^{14} \text{ ion/cm}^2$ на полевом ионном изображении (рис. 1, b) наблюдается появление вдоль исходного следа границы зерна узкой темной полосы (отмеченной стрелками). Средняя ширина этой полосы составляет 2.2 \AA , что меньше минимального расстояния между атомами в вольфраме (2.7 \AA) и существенно меньше среднего расстояния между атомами (3.5 \AA) на ступеньках грани (110). Малая ширина темной полосы (меньше межатомного расстояния) свидетельствует о том, что ее появление не является результатом предпочтительного полевого испарения материала границы. Можно заключить, что при облучении ионами гелия на границе образуется "щель" между зернами, имеющая субатомную ширину. Анализ микрофотографии рис. 1, b показывает, что помимо описанного увеличения расстояния между зернами в направлении, перпендикулярном поверхности границы, — линейной межзеренной дилатации наблюдается также жесткий сдвиг решеток смежных зерен вдоль границы. Сдвиг регистрируется по относительному смещению ступенек граней $(110)_I$ и $(110)_{II}$. Расчет величины сдвига в направлении [110], выполненный методом косвенного увеличения [5], дает среднее значение 0.5 \AA . Появление сдвига вдоль границы зерен может быть описано в терминах образования зернограницного дефекта упаковки [6].

На рис. 2 приведена зависимость величины линейной межзеренной дилатации границы от флюенса ионов гелия при значении энергии ионов $W = 300 \pm 50 \text{ eV}$. С увеличением флюенса в интервале $10^{14} - 10^{15} \text{ ion/cm}^2$ наблюдается появление темной полосы вдоль границы — линейной межзеренной дилатации \bar{l} шириной до 2.3 \AA . Величина \bar{l} при этом представляет собой значение дилатации, усредненное по результатам измерения ширины темной области вдоль границы зерен в различных ее участках.

При дальнейшем увеличении флюенса от 10^{15} до $2 \cdot 10^{17} \text{ ion/cm}^2$ величина дилатации \bar{l} при указанном $W = 300 \text{ eV}$ практически не увеличивается. На рис. 3 приведена микрофотография бикристалла, полученная после облучения его ионами с более высокой средней энергией $W = 350 \text{ eV}$ флюенсом $2 \cdot 10^{17} \text{ ion/cm}^2$. Смежные зерна, как следует из рис. 3, разориентированы на угол 33° относительно оси [110], вдоль следа границы (указан черными стрелками) ширина темной полосы составляет $2.0 \pm 0.6 \text{ \AA}$. В данном эксперименте наблюдался выход на поверхность зернограницной дислокации $1/2$ [110], отмеченной на рис. 3 белой стрел-

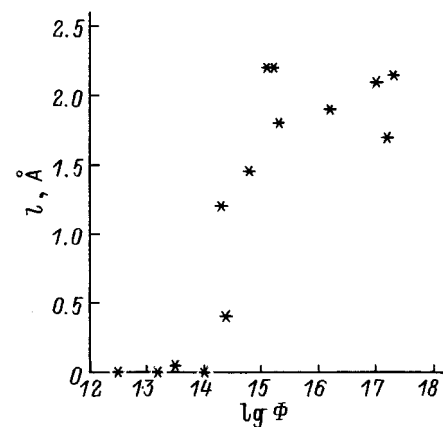


Рис. 2. Зависимость величины линейной межзеренной дилатации от флюенса ионов гелия.

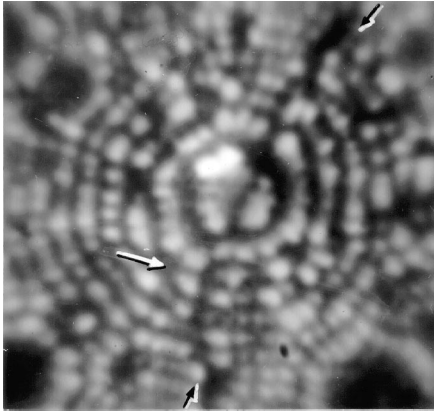


Рис. 3. Бикристалл вольфрама после облучения ионами гелия и полевого испарения на глубину 20 атомных слоев.

кой. Полуширина ядра этой дислокации определяется по расстоянию между выходом дислокации и наиболее удаленной от выхода дислокации ступенькой плоскости (110), на которой еще наблюдается излом; а полуширина ядра составляет $9 \pm 2 \text{ \AA}$, что приблизительно вдвое превышает полуширину ядра дислокации в необлученном вольфраме [6]. Оценка в рамках теории упругости энергии зернограничного дефекта упаковки по ширине ядра дислокаций дает значение от 0.16 J/m^2 для регистрируемого смещения решеток смежных зерен вдоль направления оси разориентации [110]. Для сравнения величина энергии зернограничного дефекта упаковки в необлученном вольфраме 0.33 J/m^2 .

Желе-модель межзеренной адсорбции гелия

Когезионная прочность границ зерен материалов легированных "вредными" примесями в значительной степени зависит от перераспределения электронной плотности, вносимого ими. При этом для объяснения атомных механизмов влияния примесей привлекаются представления об образовании сильно поляризованных направленных химических связей [7]. Ситуация с гелием, находящимся на границах, не может описываться этими представлениями, так как гелий является нейтральным элементом.

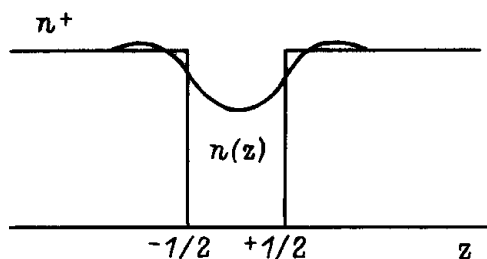


Рис. 4. Ионная n^+ и электронная $n(z)$ плотности в окрестности границы зерен.

Пусть гелий, например, в результате диффузионного выхода оказался на границе зерен. Рассмотрим в рамках модели однородного положительного фона (модели "желе") расклинивающее воздействие атомов гелия, адсорбированных на межкристаллитных границах. Плоскую границу двух зерен вводим в виде щели в однородном положительном фоне (рис. 4). Атомы гелия распределены однородно в плоскости $Z = 0$ и расталкивают зерна нормально к этой плоскости. Взаимодействие атомов гелия с металлом осуществляется главным образом через посредство электронного газа; прямое взаимодействие атомов гелия с экранированными ионами металла малó и быстро убывает с расстоянием. В связи с этим можно считать, что изменение энергии, связанное с внедрением гелия на границе, зависит только от локальной электронной плотности. Сдвиг энергии, основного электронного состояния металла при внедрении атома гелия равен [8]

$$\Delta E_{am} = \alpha N(Z, l), \quad (1)$$

где $\alpha = 5.51$ при использовании атомных единиц ($\hbar = l = m = 1$).

Полное изменение энергии металла, связанное с зернограничной абсорбцией атомов гелия, равно

$$\Delta E(l) = N \Delta E_{am} - V_b(l), \quad (2)$$

где $V_b(l)$ — энергия связи двух зерен, N — число атомов гелия на единицу поверхности границ зерен.

Энергия связи двух одинаковых металлов, разделенных щелью шириной l , удовлетворительно описывается полуэмпирическим выражением [9]

$$V_b(l) = V_b^0 \exp(-\gamma l)(1 + \gamma l), \quad (3)$$

где $\gamma = 0.9 \cdot \lambda_{TF}^{-1}$, $\lambda_{TF} = 1/3 \cdot (9/4\pi)^{1/3} r_s^{1/2}$ — параметр экранирования Томаса-Ферми; $4/3\pi \cdot r_s^3 = 1/n_0$, n_0 — плотность однородного электронного газа внутри зерен.

По определению при $l = 0$ $V_b = 2E_s^0$, где E_s — поверхностная энергия.

Определение электронной плотности $n(Z)$ в окрестности границ зерен сводится к задаче об отклике системы электронов на эффективный возмущающий потенциал $V(Z)$, связанный с образованием и расширением щели в однородном положительном фоне в процессе абсорбции гелия. Этот потенциал имеет вид

$$V(Z) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |Z - Z'| [n_+(Z') - n_-(Z')] dZ' + V_{\text{ex.cor}}(n_0) [n(Z) - n_0]. \quad (4)$$

Здесь $V_{\text{ex.cor}}$ — сумма локальных обменной и корреляционной энергий. В рамках теории линейного отклика возмущение электронной плотности $\delta n(Z, l) = n_0 - n(Z, l)$ в Фурье-представлении равно

$$\delta n(\lambda_{TF}, l) = -F(q)V(q), \quad (5)$$

где

$$F(q) = K_F/2\pi^2((1 - q^2/2q) \ln |1 - q/1 + q| - 1), \quad (6)$$

$$V(q) = 4\pi/q^2 \delta n_0(q) - (4\pi/q^2 + V'_{\text{ex.cor}}) \delta n(q), \quad (7)$$

$q = q/2K_F$, K_F — волновой вектор Ферми; $\delta n_0 = n_0 - n_+$, n_+ — плотность положительного фона.

В длинноволновом приближении ($q \rightarrow 0$) $F(q) = -K_F/\pi^2$

$$\delta n(q, l) = (q_0^2/q^2) \delta n_0(q) / [1 + q_0^2/q^2 - \lambda], \quad (8)$$

$$\lambda = |V'_{\text{ex.cor}}| \nu(K_F) = 1/\pi K_F, \quad q_0 = \sqrt{4K_F/\pi}, \quad (9)$$

$$\delta n_0(q) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta n_0(Z) \exp(iqz) = 2n_0 \sin(ql/2)/q. \quad (10)$$

Изменение электронной плотности выразится в виде

$$\delta n(z, l) = 1/\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_0^2 n_0 (\sin(ql)/2)/q}{q_0^2 + q^2(1 - \lambda)} \exp(iqz) dq, \quad (11)$$

откуда полная электронная плотность в центре щели равна

$$n(0, l) = n_0 \exp(-q_0 l/2\sqrt{1 - \lambda}). \quad (12)$$

При больших электронных плотностях, характерных для переходных металлов, соотношение (11) соответствует квазиклассическому случаю и неоднородность электронной плотности определяется параметром экранирования Томаса-Ферми. Это выражение, строго говоря, справедливо только для узкой щели $l/2\lambda_{TF}\sqrt{1 - \lambda} \ll 1$ (малое возмущение). С другой стороны, соотношение (1) выполняется при условии малости изменения электронной плотности на расстоянии, равном диаметру атома гелия, что возможно лишь при конечных размерах щели. В связи с этим для проверки применимости выражения (11) при $l \sim \lambda_{TF}$ были проведены квантово-механические расчеты распределения электронной плотности методом функционала плотности [10] вблизи края однородного положительного фона. Электронная плотность в центре щели определялась как удвоенная электронная плотность на расстоянии $l/2$ от края однородного фона. В формализме функционала плотности [10] задача об определении электронной плотности на границе однородного положительного фона сводится к самосогласованному решению уравнения

$$-1/2\Psi_k''(Z) + V(Z)\Psi_k(Z) = k^2/2\Psi_k(Z), \quad (13)$$

где $V(Z)$ определяется выражением (4).

Электронная плотность

$$n(Z) = 1/2\pi \int_0^{k_F} (k_F^2 - k^2) \Psi_k^2(Z) dk. \quad (14)$$

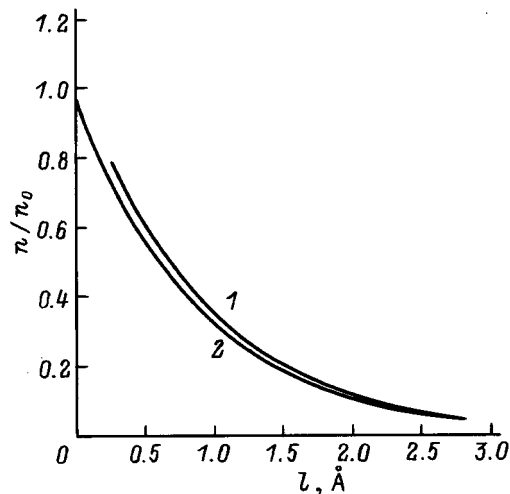


Рис. 5. Зависимость электронной плотности в центре щели между кристаллитами.

Решение этой системы уравнений должно быть таким, чтобы выполнялось условие электронейтральности

$$4\pi \int_{-\infty}^{\infty} (n_0 - n(z)) dz = 0 \quad (15)$$

и граничные условия $\psi(z)(z \rightarrow \infty) = 0$, $\psi(z \rightarrow -\infty) = \sin(kz + \delta)$. Вычисления проводились для случая $K_F = 1$, что приблизительно соответствует электронной плотности алюминия. Как следует из рис. 5, результаты расчетов электронной плотности (кривая 1) удовлетворительно согласуются с зависимостью электронной плотности в центре щели от ее ширины (кривая 2), полученной в рамках теории линейного отклика. В связи с этим в дальнейшем в расчетах будем использовать аналитическое выражение (11) для локальной электронной плотности.

Решая совместно уравнения (1), (3) и (11) и приравняв нулю производную $d\Delta E(l)/dl$, получаем уравнение для определения зависимости величины щели l от концентрации гелия на границе зерен

$$\varkappa/2N\alpha n_0 \exp(-\varkappa l/2) = \gamma^2 V_b^0 \cdot l \exp(-\gamma l), \quad (16)$$

где $\varkappa = (1 - \lambda)^{-1/2}/\lambda_{TF}$.

Если $\gamma - \varkappa/2 > 0$ (что наблюдается для всех металлов), то функция в правой части уравнения (16) имеет максимум в точке

$$l_c = 1/(\gamma - \varkappa/2) \quad (17)$$

и критическая плотность гелия на границах зерен, при которой силы межзеренной когезии становятся равными силам расталкивания, вызванным адсорбцией гелия, равна

$$N_c = (2\gamma^2 \cdot l_c V_b^0) / (e\chi\alpha n_0), \quad (18)$$

при $l \ll l_c$ из соотношения (12) следует

$$l = \xi \cdot N, \quad (19)$$

где $\xi = \alpha n_0 \kappa / 2\gamma^2 l_c V_b^0$.

В таблице приведены рассчитанные по данным [11] параметры желе-модели бикристалла вольфрама в атомных единицах.

Параметры желе-модели большеугловой границы зерен в вольфраме

λ_{FT}	n_0	K_F	κ	α	γ	V_b^0
0.814	0.056	1.23	1.44	5.51	1.105	$3.6 \cdot 10^{15} \text{ eV/cm}^2$

Расчеты показывают, что величина дилатации резко возрастает в пределах одного порядка поверхностной плотности гелия N и достигает $l_c = 1.4 \text{ \AA}$ при $N_c = 6 \cdot 10^{14} \text{ at/cm}^2$, при которых dl/dN стремится к бесконечности. Эти результаты удовлетворительно согласуются с данными ионно-микроскопических экспериментов. Значения l , определяемые из ионно-микроскопических экспериментов, соответствуют закрытому состоянию границ. Однако измеряемые значения l , как правило, превышают теоретическое значение l_c .

Обсуждение результатов

Величины межзеренной дилатации, плотности дислокаций и энергия дефекта упаковки играют важную роль в формировании прочностных свойств материалов. Наличие в материалах гелия, сегрегирующего преимущественно на границах зерен, приводит к изменению прочностных и пластических свойств материала и являются причиной, в частности, эффекта высокотемпературного (гелиевого) радиационного охрупчивания материалов [1]. В этой связи полученные в первом и втором разделах теоретические и экспериментальные результаты позволяют объяснить ряд наблюдаемых на материалах с различным типом кристаллической решетки эффектов.

Несмотря на то что экспериментальные и теоретические результаты качественно согласуются, средняя ширина наблюдаемых зернограничных полос пониженной яркости превышает максимальную величину межзеренной щели в модели желе l_c . По-видимому, это объясняется тем, что эмиссионный контраст отражает возмущение электронной плотности вблизи границы. В окрестности субатомной "щели" в кристалле возмущение электронной плотности распространяется в глубь обоих полукристаллов на глубину порядка λ_{TF} [10]. Таким образом, зернограничная дилатация соответствует возмущению электронной плотности шириной $l + 2\lambda_{TF}$, что удовлетворительно согласуется с ионно-микроскопическими данными.

Экспериментально обнаружена область независимости $l(\phi)$ от величины флюенса (при $\phi > 10^{15} \text{ ion/cm}^2$), что, по-видимому, свидетельствует о прекращении роста концентрации гелия при этих флюенсах. Это может быть связано с выходом атомов на свободную поверхность в результате появления зернограничной подвижности гелия при температуре облучения (100 К) с увеличением межзеренной дилатации до значения, близкого к l_c . В массивных поликристаллических образцах появление подвижности должно приводить к накоплению гелия в микропорах и их росту на границах зерен.

Как было показано в работе [12], энергия границ зерен может быть представлена в виде разложений в ряд Фурье. Для границ зерен, ориентированных вдоль плотноупакованных плоскостей, можно ограничиться учетом взаимодействия между первыми и вторыми ближайшими атомными плоскостями. Для симметричной наклонной границы с разориентацией на угол 70.5° относительно оси [110], отвечающей решетке совпадающих узлов с обратной плотностью совпадений $\Sigma = 3$, для оценки влияния адсорбции гелия на энергию зернограничного дефекта упаковки ε можно ограничиться первым членом разложения. Предполагая, что зернограничный дефект упаковки формируется при сдвиге решеток смежных зерен на $\alpha/12 \langle 111 \rangle$ [13] из выражения для энергии границ [12] следует

$$\varepsilon(N) \sim \exp \left[-4\pi/\sqrt{3} (d_{211} + l(N))/a \right], \quad (20)$$

где d_{211} — межплоскостное расстояние (211).

Для небольших значений относительное изменение зернограничного дефекта упаковки

$$\varepsilon(N)/\varepsilon_0 = \exp \left[-4\pi/\sqrt{3} \xi N/a \right], \quad (21)$$

где ε_0 — энергия зернограничного дефекта упаковки при $N = 0$ (в отсутствие гелия).

Максимальная межзеренная дилатация, предшествующая разрушению, как показано выше, равна λ_{TF} (0.42 \AA для W). Подстановка этой величины в соотношение (21) дает значение $\varepsilon(N_c)/\varepsilon_0 = 0.38$, что удовлетворительно согласуется с результатами ионно-микроскопических исследований влияния гелия на ширину ядер зернограничных дислокаций. Полученные результаты позволяют объяснить эффект снижения прочности границ зерен облученного, деформированного при высоких температурах никеля (см., например, [14]).

Действительно, нормальная (адгезионная) прочность имеет очень резкую зависимость от величины межзеренной дилатации ($\sigma \sim 1/l^4$), а сопротивление зернограничному разрушению резко снижается при увеличении внутреннего (расклинивающегося) давления [4] в газонаполненных зернограничных полостях. Внедрение гелия в границы зерен, приводящее к зернограничной дилатации и увеличению расклинивающего давления, сопровождается также изменением свойств зернограничных дислокаций — энергии дефекта упаковки (увеличением ширины ядра) (рис. 3).

Интересно, что при определенных, весьма незначительных приближениях этот результат может быть получен из первых принципов теории упругости, а численное значение относительного изменения энергии зернограничного дефекта упаковки (при максимальном содержании гелия) удовлетворительно согласуется с результатами микроскопических наблюдений: $\varepsilon(N_c)/\varepsilon_0 = 0.38$ дает теория и 0.45 эксперимент.

Изменение энергии зернограничного дефекта упаковки может быть также положено в основу объяснения наблюдаемых нами эффектов снижения напряжения зернограничного проскальзывания [14] и, как следствие, интенсификации (ускорения) зернограничного разрушения материалов, деформируемых при высоких температурах. По современным представлениям межзеренное проскальзывание осуществляется движением зернограничных дислокаций [15]. В соответствии с моделью Пайерлса напряжение, необходимое для движения дислокации, равно [16]

$$\sigma = 2\mu/(1 - \nu) \exp(-4\pi r_{\text{cor}}/b_{gb}), \quad (22)$$

где μ — эффективный зернограничный модуль, ν — коэффициент Пуассона, r_{cor} — радиус "ядра" зернограничной дислокации, b_{gb} — вектор Бюргерса зернограничных дислокаций.

Видно, что искомое напряжение будет зависеть от ширины ядра зернограничной дислокации. В соответствии с полученными в данной работе теоретическими и экспериментальными результатами наличие гелия на границах зерен должно приводить к снижению сопротивления движению зернограничных дислокаций и стимулированию зернограничного проскальзывания, что и наблюдается на образцах из различных материалов, склонных к высокотемпературному радиационному (гелиевому) охрупчиванию.

Выводы

1. Результаты теоретических и экспериментальных исследований свидетельствуют об увеличении межзеренной дилатации и расширения ядер зернограничных дислокаций при адсорбции гелия на границах. Последний результат можно интерпретировать как снижение энергии дефектов упаковки зернограничных дислокаций. Получено выражение, связывающее концентрацию гелия и энергию зернограничных дефектов упаковки.

2. Представлена феноменологическая дислокационная модель гелиевого охрупчивания, связывающая снижение прочности границ зерен и стимулирование зернограничного проскальзывания с изменением параметров зернограничных дислокаций в насыщенном гелием материале.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда и Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий: Фондов фундаментальных исследований (проект № 2.3/933) и государственных научно-технических программ (проекты № 5.42.06/040 и 7.02.05/-93).

Авторы признательны А.С. Бакаю и П.А. Березняку за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Неклюдов И.М., Ожигов Л.С., Кирюхин Н.М., Пархоменко А.А. Препринт ХФТИ АН УССР. № 83–43. Харьков, 1983. 47 с.
- [2] Дранова Ж.И., Михайловский И.М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1980. Вып. 2(13). С. 31–34.
- [3] Березняк П.А., Слезов В.В. // РиЭ. 1972. Т. 17. № 2. С. 354–358.
- [4] Залужный А.Г., Сокурский Ю.Н., Тебус В.Н. Гелий в реакторных материалах. М.: Энергоатомиздат, 1988. 224 с.
- [5] Михайловский И.М. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 11. С. 3210–3215.
- [6] Михайловский И.М., Дранова Ж.И., Ксенофонтов В.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1983. Вып. 2(25). С. 14–19.
- [7] Eberhart M.E., Latanision R.M., Johnson K.H. // Acta Metallurgica. 1985. Vol. 3. N 10. P. 1769–1783.
- [8] Герасименко В.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. физики радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1985. Вып. 4(37). С. 10–14.
- [9] Rose J.H., Ferrante J., Smith J.R. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. N 9. P. 675–678.
- [10] Lang N.D. // Sol. St. Phys. 1973. Vol. 28. N 1. P. 225–300.
- [11] Зеликман А.Н., Никитина Л.С. Вольфрам. М.: Металлургия, 1978. 272 с.
- [12] Герасименко В.И., Михайловский И.М., Полтинин П.Я., Федорова Л.И. // ФММ. 1989. Т. 68. № 4. С. 806–811.
- [13] Орлов А.И., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. Границы зерен в металлах. М.: Металлургия, 1980. 156 с.
- [14] Zelensky V.F., Neklydov I.M., Ozhigov L.S., Parkhomenko A.A. // Effects of Radiation Materials. Vol. 1. American Society of Testing Materials Special Technical Publication 1046. Philadelphia, 1989. P. 295–300.
- [15] Валиев Р.З., Хайруллин В.Г., Шейх-Али А.Д. // Изв. вузов. Физика. 1991. № 3. С. 93–103.
- [16] Хирт Дж.П., Лоте И. Теория дислокаций. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1972. 599 с.