

05;12

Влияние механической деформации на развитие гелиевой пористости

© С.Н. Коршунов, Ю.В. Мартыненко, И.Д. Скорлупкин, В.Г. Столярова

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: martyn@nfi.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 12 июля 2007 г. В окончательной редакции 20 февраля 2008 г.)

Исследовано образование гелиевых пузырьков в образцах стали 18–10 и сплава никеля 20–45, имплантированных ионами He при растяжении, а также выхода гелия в условиях высокотемпературной деформации. Во время имплантации гелия внешнее растягивающее напряжение способствует образованию пузырьков и набуханию материала. Отжиг и деформация материала после облучения также приводят к увеличению размеров пузырьков. Миграция пузырьков гелия и скопление их на границах зерен ведет к образованию трещин. Миграция пузырьков вызвана градиентом напряжения. Деформация облученных материалов приводит к увеличению скорости выделения накопленного гелия. Предложена модель развития гелиевой пористости в материале под напряжением. Сформулирован критерий хрупкого разрушения материала.

PACS: 61.72.-y, 61.82.-d

Введение

Одной из наиболее важных причин радиационного повреждения материалов, используемых при конструировании ядерных реакторов, является накопление гелия, образующегося в результате ядерных реакций (n, α) и (n, p).

В настоящей работе представлены результаты исследования газовой пористости в образцах, имплантированных He при растяжении, а также выхода гелия в условиях высокотемпературной деформации из стали 18–10 и сплава никеля 20–45.

Методика эксперимента

В качестве модельных материалов были использованы образцы стали 18–10 и сплава никеля 20–45, отожженные при 1320 К и охлажденные на воздухе.

Образцы размером $25 \times 5 \times 0.3$ мм были вырезаны из листового металла. Нагрев образцов осуществлялся пропусканием электрического тока. Для уменьшения температурного градиента по длине образцам придавали специальную форму [1]. Температурный градиент по длине образца составлял менее 10 К. После механической полировки алмазной пастой образцы отжигались в вакууме не ниже 10^{-3} Па при 1170 К в течение одного часа и затем подвергались электрополировке.

Облучение образцов ионами He⁺ с энергией 40 кеВ проводилось на ускорителе ИЛУ-3 в РНЦ „Курчатовский институт“ [2]. Специальный приемник ионов позволял автоматически поддерживать термические и механические условия облучения. Напряжение растяжения варьировалось в пределах от 0 до 180 МПа.

Для исследований на просвечивающем электронном микроскопе образцы, вырезанные в виде диска диамет-

ром 3 мм, утончались при помощи струйной электрополировки. Исследования проводились на просвечивающем электронном микроскопе EM-400T при ускоряющем напряжении 120 кеВ.

Выход газа при высокотемпературной деформации изучался в динамической вакуумной камере, оснащенной масс-спектрометром.

Экспериментальные результаты

1. Радиационное повреждение стали 18–10 при облучении в условиях механического нагружения ($T = 570$ К)

Исследование микроструктуры стали 18–10 после облучения при 570 К в интервале доз $(1-5) \cdot 10^{20}$ ion/m² в зависимости от приложенного внешнего напряжения показало, что при дозах менее $5 \cdot 10^{20}$ m⁻² дислокационные петли образуются независимо от величины напряжения. Средний размер петель в интервале доз $(1-5) \cdot 10^{20}$ m⁻² изменяется незначительно, а их плотность увеличивается. Средняя концентрация междоузельных атомов, образующих петли в дефектном слое, составляет $10^{25}-10^{26}$ m⁻³. Можно предположить, что дефектная структура при этих дозах образуется по тому же механизму, что и в образцах без нагружения.

При дозах выше 10^{21} m⁻² в слое, содержащем гелий, появляются видимые гелиевые пузырьки. Были обнаружены следующие особенности в развитии гелиевой пористости.

1) Распределение пузырьков по размерам (рис. 1) расширяется с ростом напряжения больше, чем с ростом дозы облучения. Для напряжений 180 МПа и доз выше $3 \cdot 10^{21}$ m⁻² распределение пузырьков по размерам

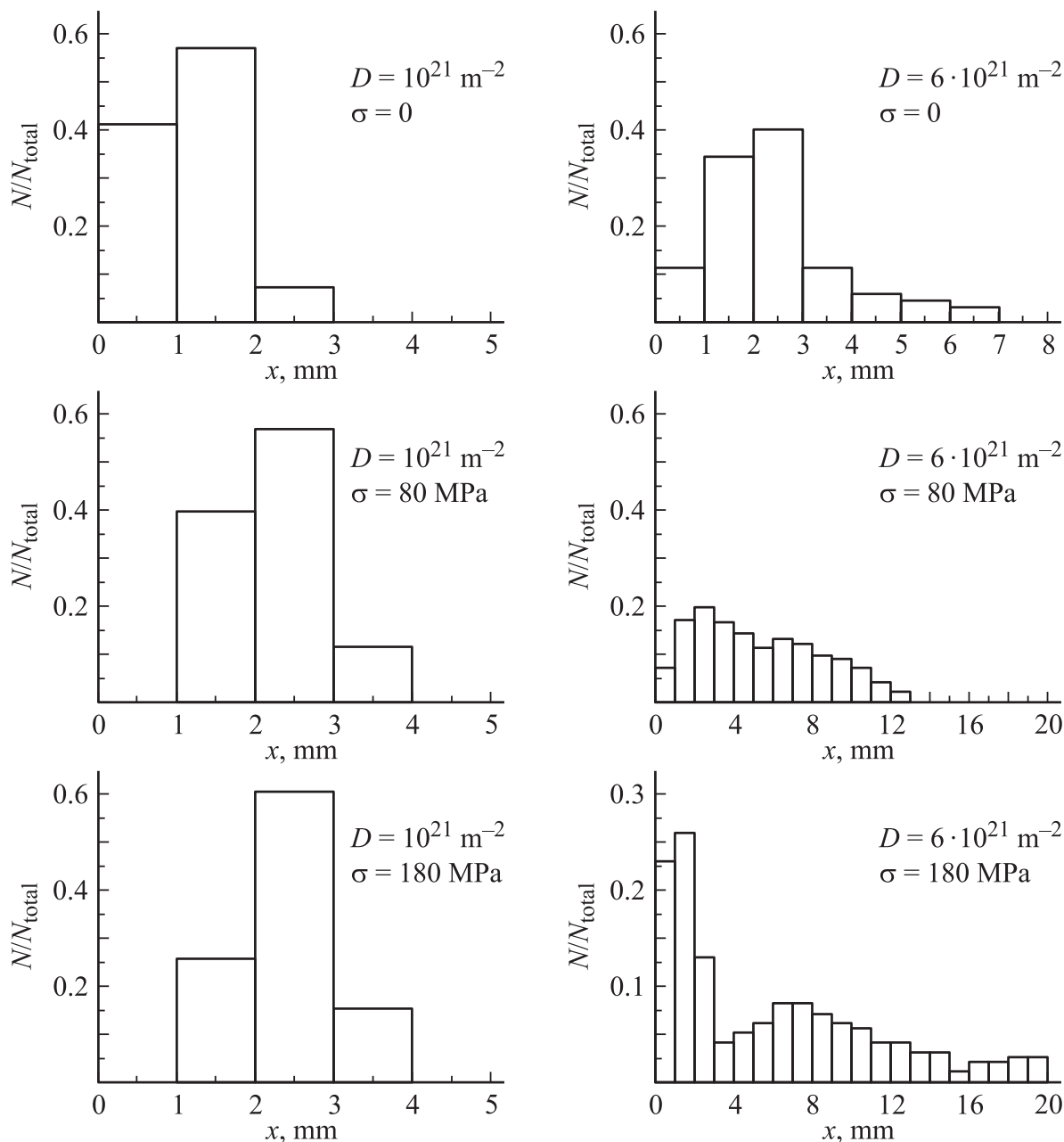


Рис. 1. Гистограммы распределения по размерам гелиевых пузырьков в стали 18–10 для различных уровней нагружения и доз облучения (40 keV, ионы He^+ при $T = 570 \text{ K}$).

имеет бимодальный характер с максимумом 2 nm для основного числа пузырьков и $\sim 7 \text{ nm}$ для второго пика.

2) Максимальная плотность пузырьков наблюдается при дозах $D = (2-4) \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}$, максимум проявляется особенно четко при $\sigma = 80 \text{ MPa}$.

3) Размеры пузырьков и особенно максимальный диаметр d_m увеличиваются с ростом дозы по линейному закону вплоть до $\sim 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}$. Наклон функции $d_m(D)$ увеличивается с ростом нагрузки. При дозе $> 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}$, т.е. вблизи критической дозы блистерообразования, происходит резкое увеличение d_m .

Типичные фотографии приповерхностного слоя образцов стали 18–10, облученной ионами He^+ дозой $5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}$ при $T = 420$ и 570 K без напряжения и с напряжением $\sigma = 180 \text{ MPa}$, приведены на рис. 2.

При температуре 570 K пузырьки распределены в стали хаотично независимо от приложенного напряжения. На это указывает отсутствие рефлексов упорядоченной сверхрешетки, видимой на картине электронной дифракции вокруг центрального пятна, полученной на образцах, облученных при $T = 420 \text{ K}$. Это понятно, поскольку температура $T = 570 \text{ K} \approx 0.35T_m$ (T_m — температура

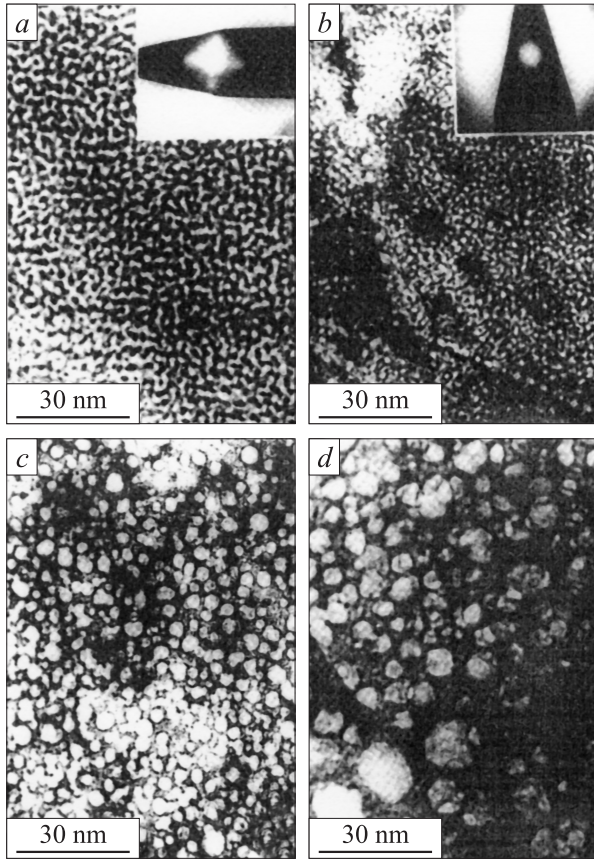


Рис. 2. Гелиевые пузырьки в стали 18–10, облученной ионами He^+ 40 keV ($D = 5 \cdot 10^{21}$ ion/m²) при 420 (a) и 570 К (b–d); a и b — $\sigma = 0$, c — 80, d — 180 МПа.

плавления) является верхним пределом образования сверхрешетки газовых пузырьков [3]. Параметры пузырьков, образованных при $\sigma = 0$, примерно совпадают с параметрами пузырьков, образованных в образцах стали 18–10 в аналогичных условиях при $T = 300$ – 400 К [4].

Максимальный и средний размер пузырьков и их концентрация увеличиваются при увеличении напряжения в области упругих напряжений. Зависимость объемной концентрации пузырьков от напряжения имеет максимум при напряжении 80–100 МПа. Зависимость распухания от напряжения является монотонно растущей функцией в интервале напряжений от 0 до 180 МПа. При максимальном напряжении 180 МПа распухание составляет 12%.

2. Развитие пористости и газовыделение из сплава 20–45 при деформации после облучения при $T = 1000$ К

Зависимость скорости выхода гелия из сплава 20–45, облученного ионами He^+ , при температуре отжига $T = 1000$ К от времени показана на рис. 3. Скорость выделения гелия монотонно убывает со временем от-

жига вплоть до момента включения напряжения, после чего она резко увеличивается и после некоторой задержки (≈ 100 s) достигает максимума и убывает опять. При ступенчатом изменении напряжения по схеме: 200–120–140 МПа изменение скорости газовой выделению имеет место, но время задержки отсутствует.

Анализ приповерхностной структуры сплава 20–45 после облучения, отжига и высокотемпературной деформации с помощью просвечивающей электронной микроскопии показал следующее.

Облучение при 300 К приводит к образованию маленьких пузырьков с диаметром 4 нм.

Отжиг и высокотемпературная деформация приводят к увеличению пузырьков. В результате образуются пузырьки размеров до 10 нм с остроконечиями внутри зерен.

При изотермическом отжиге пузырьки распределены однородно по образцу, в то время как при последующей деформации при той же температуре происходит изменение как размеров, так и расположения пузырьков вблизи границ зерен. Последнее в значительной мере

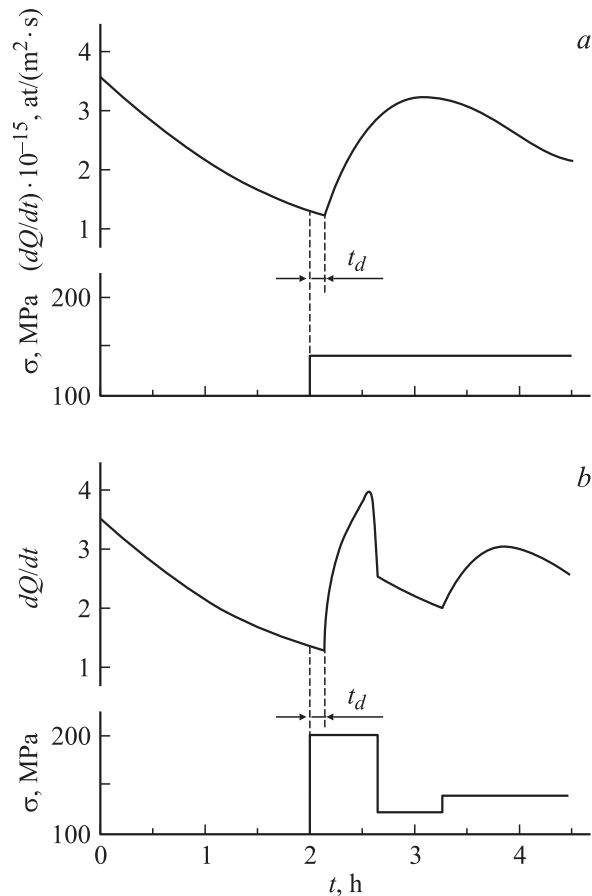


Рис. 3. Зависимость скорости выхода гелия $\frac{dQ}{dt}$ из сплава 20–45, облученного ионами He^+ с энергией 40 keV ($D = 3 \cdot 10^{21}$ ion/m², $T = 300$ К) от времени последующего изотермического отжига при $T = 1000$ К и деформации: a — при постоянной нагрузке ($\sigma = 140$ МПа), b — при ступенчатом изменении нагрузки ($\sigma = 200$ – 120 – 140 МПа); t_d — время задержки ≈ 100 s.

связано с ориентацией границ зерен относительно направления приложенного напряжения.

3. Образование трещин в материале с пузырьками гелия

Типичные картины поверхности граничного разрыва и тонкая структура границ зерен со ступеньками скольжения, полученные при испытаниях на ползучесть, показаны на рис. 4. Разрыв происходит по границам зерен. Для необлученных образцов наблюдается структура, типичная для вязкого разрыва.

Границы зерен со ступеньками скольжения необлученной поверхности (рис. 4, *c*) являются результатом пластической деформации вблизи границ зерен. На облученной поверхности видны пузырьки на границах зерен (рис. 4, *d*). Пузырьки видны до глубины $\sim 1 \mu\text{m}$, что указывает на диффузию гелия и/или движение пузырьков в глубь образца. Разрыв облученной поверхности может быть вызван наличием пузырьков по границам зерен.

Экспериментальные исследования He пузырьков позволяют прийти к следующим выводам.

1. При увеличении растягивающего напряжения от 0 до 180 МПа (при $T = 570 \text{ K}$) плотность пузырьков меняется нелинейно, образуя максимум при 80–100 МПа, тогда как распухание растет монотонно, достигая $\sim 12\%$ при $\sigma = 180 \text{ МПа}$.

2. Высокотемпературная деформация облученного сплава 20–45 при скорости относительной деформации $\dot{\epsilon}' = 3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $T = 1000 \text{ K}$ и $\sigma = 140 \text{ МПа}$ приводит к образованию полостей на границах зерен, которые вызывают хрупкое разрушение облученного слоя.

3. Деформация изученных материалов приводит к значительно большему увеличению скорости выделения накопленного гелия, чем изотермический нагрев при той же температуре без деформации.

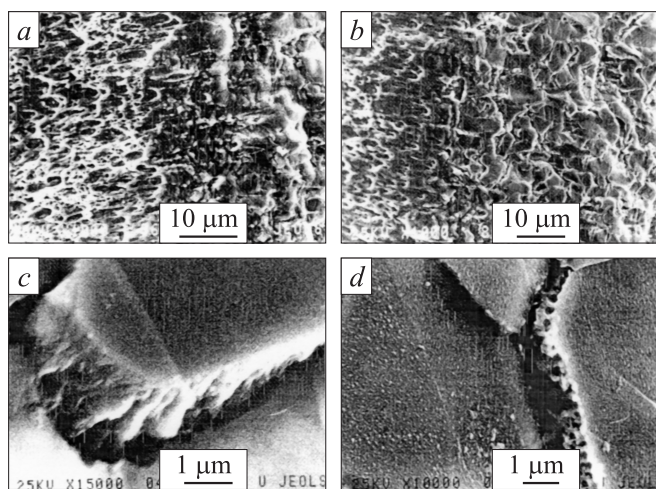


Рис. 4. Микроструктуры (*a, b*) и границы зерен со ступеньками скольжения (*c, d*) для сплава 20–45 после высокотемпературной деформации ($T = 1000 \text{ K}$, $\sigma = 140 \text{ МПа}$): *a, c* — необлученная поверхность; *b, d* — облученная поверхность.

Теория гелиевых пузырьков в деформированном материале

Приведенные ниже теоретические исследования позволяют объяснить большинство экспериментальных результатов.

1. Свободная энергия пузырька гелия

Свободная энергия пузырька гелия радиусом R , содержащего m атомов He в деформированном материале, рассчитывается по выражению

$$F_b = F_1 + F_2 + F_3 + F_4, \quad (1)$$

где F_1 — свободная энергия газа в пузырьке, F_2 — свободная энергия деформации вокруг пузырька, $F_3 = \gamma 4\pi R^2$ (R — радиус пузырька, γ — поверхностное натяжение) — свободная энергия поверхности пузырька, F_4 — свободная энергия, относящаяся к внешнему давлению на пузырек.

Как было определено в [5], F_1 равна

$$F_1 = qAm^{1+\alpha/3}/(2\Omega)^\alpha, \quad (2)$$

где $q \sim 4-6$ — число ближайших соседей у каждого атома гелия в пузырьке, A и α — параметры потенциала взаимодействия двух атомов гелия, расстояние между которыми r_a

$$U = Ar_a^{-\alpha}, \quad \alpha = 5, \quad A = 2.65 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{nm}^5, \quad (3)$$

$\Omega = (4\pi/3)R^3$ — объем пузырька. Оценка показывает, что для He давление газа в наблюдаемых пузырьках настолько велико, что можно использовать потенциал (3). В маленьких пузырьках He взаимодействие атомов с атомами металла (He–M) будет весьма существенным, но для простоты пренебрежем различием между взаимодействием He–He и He–M.

Давление газа в пузырьке определяется как

$$P_0 = -\partial F_1/\partial(\Omega) = (\alpha/6)qA(m/\Omega)^{1+\alpha/3}. \quad (4)$$

Свободная энергия F_2 равна

$$F_2 = P_0^2\Omega/2E, \quad (5)$$

где E — модуль упругости. Для изотропного напряжения (для простоты рассмотрим этот случай)

$$F_4 = \sigma\Omega. \quad (6)$$

Свободная энергия имеет минимум, определяемый конкуренцией F_1 и F_3 , а также максимум — при больших Ω , определяемый конкуренцией F_3 и F_4 . При не очень больших значениях напряжения уровень максимума свободной энергии велик и пузырьки его не могут преодолеть за счет флуктуаций. Это означает, что пузырьки могут расти только до определенного размера, соответствующего минимуму свободной энергии. При

Таблица 1. Расчетные параметры пузырьков гелия для двух доз облучения в отсутствие деформации

Параметр	$D = 10^{21} \text{ м}^{-2}$	$D = 6 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-2}$
$\langle \Omega \rangle, \text{ nm}^3$	2.85	20.4
$C_{\text{He}}, \text{ м}^{-3}$	$1.32 \cdot 10^{28}$	$7.92 \cdot 10^{28}$
$n, 10^{24} \text{ м}^{-3}$	2.6	2.6
$m = C_{\text{He}}/\rho$	5000	30000
$m/\langle \Omega \rangle, 10^{29} \text{ м}^{-3}$	17.5	11.5
$P_0, \text{ GPa}$	1887	615

Таблица 2. Расчетные параметры пузырьков гелия для двух доз облучения при деформации $\sigma = 180 \text{ МПа}$

Параметр	$D = 10^{21} \text{ м}^{-2}$	$D = 6 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-2}$
$\langle \Omega \rangle, \text{ nm}^3$	11.6	384
$C_{\text{He}}, \text{ м}^{-3}$	$1.32 \cdot 10^{28}$	$7.92 \cdot 10^{28}$
$n, 10^{24} \text{ м}^{-3}$	3.5	3.3
$m = C_{\text{He}}/\rho$	2600	24000
$m/\langle \Omega \rangle, 10^{29} \text{ м}^{-3}$	2.2	0.625
$P_0, \text{ GPa}$	7.4	0.26

больших значениях напряжения максимум уменьшается и потом исчезает. Тогда пузырьки могут расти неограниченно. Однако следует помнить, что при увеличении числа атомов He в пузырьке рост пузырька может продолжиться.

Можно оценить среднее число атомов в пузырьке $\langle m \rangle$ в наших экспериментах, разделив концентрацию гелия, C_{He} , на концентрацию пузырьков ρ , полагая при этом $C_{\text{He}} = D/\Delta R$, где D — доза ионов гелия, а $\Delta R(40 \text{ keV}) = 75.6 \text{ nm}$ — ширина распределения ионов He (расчет по программе ТРИМ [6]). Такие оценки даны в табл. 1 и 2.

Средний объем пузырька $\langle \Omega \rangle$ был рассчитан для распределения пузырьков по размерам, приведенным на рис. 1. Полагая, что весь гелий находится в пузырьках, можно оценить среднюю плотность гелия в пузырьках. Это предположение будет скорректировано далее на основе расчета равновесной концентрации атомов He, (результаты приведены в табл. 1 и 2).

Как следует из таблиц и расчетов свободной энергии по формуле (1), в проведенных экспериментах свободная энергия пузырька находится в области слева от минимума. Это означает, что возможен непрерывный рост пузырька, а его размер определяется только динамикой роста пузырька. В этом случае можно пренебречь „испарением“ вакансий из пузырька.

Рассчитаем теперь равновесную концентрацию атомов гелия в пузырьке при данной общей концентрации He в материале. Рассмотрим некоторый объем материала с гелиевым пузырьком объемом Ω , в котором находится M атомов гелия, из которых m — в пузырьке. Свободная

энергия такого объема материала равна

$$F = F_b(m, \Omega) + h(M - m) + T(M - m) \ln(M - m/N_0), \quad (7)$$

где $F_b(m, \Omega)$ — свободная энергия пузырька, h — энергия растворения атомов He в материале, N_0 — число мест в объеме, в которых может находиться атом He. Заметим, что в материале при растягивающем напряжении σ энергия растворения атомов He уменьшается на величину $\sigma \Omega_{\text{He}}$, где Ω_{He} — объем атома He. Однако при использованных нами напряжениях $\sigma \Omega_{\text{He}} \ll h$ последний член мал, и им можно пренебречь. Тогда в равновесном состоянии

$$\partial F / \partial m = \partial F_b(m, \Omega) / \partial m + h = 0 \quad (8)$$

$$(m/\langle \Omega \rangle)_{\text{eq}} = [3/2^{5/3} h / 8qA]^{3/5} = 4.1 \cdot 10^{29} \text{ м}^{-3}.$$

В этом случае $P \approx 65 \text{ GPa}$.

Сравнив значения $(m/\langle \Omega \rangle)_{\text{eq}}$ и $m/\langle \Omega \rangle$ в табл. 1 и 2, можно видеть, что при $\sigma = 0$ только часть атомов He может находиться в пузырьках (можно допустить, что концентрация He в пузырьках является равновесной), и значительная часть находится в растворенном виде или в маленьких комплексах, которые не видны в микроскоп. С ростом дозы облучения доля атомов He в пузырьках возрастает. При облучении образца под напряжением $m/\langle \Omega \rangle < (m/\langle \Omega \rangle)_{\text{eq}}$, можно предположить, что атомы He в основном находятся в пузырьках. Можно приближенно оценить также давление, создаваемое в слое $R + / - \Delta R$ внедренным гелием, как $\sigma_{\text{He}} \approx h C_{\text{He}}$ [7]. Такая оценка показывает, что σ_{He} растет с ростом дозы облучения, достигая при $D = 6 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-2}$ $\sigma_{\text{He}} \approx 2.5 \text{ GPa}$. Это объясняет, почему при исследованиях методом косого шлифа крупные пузырьки обнаружены вне слоя $R + / - \Delta R$, т. е. где действительно имеется растягивающее напряжение, тогда как в самом слое, где напряжение сжатия, вызванного внедренным гелием, больше растягивающего напряжения, пузырьки маленькие.

2. Зарождение пузырьков

Было показано, что влияние внешнего напряжения больше всего сказывается на начальной стадии облучения, когда происходит зарождение пузырьков. Рассмотрим начальную стадию, когда диффузия мобильных междоузельных атомов из слоя $R + / - \Delta R$ обеспечивает преобладание в этом слое вакансий над числом атомов He.

Отметим, что один ион He^+ с энергией 40 keV создает ~ 120 вакансий [6] и в каскадах с малой плотностью смещенных атомов, создаваемых легкими ионами, большая часть вакансий выживает [5]. Следовательно, $\sim 10\%$ созданных вакансий на начальной стадии могут образовывать вакансионные комплексы.

На более поздних стадиях захват междоузельных атомов дефектными комплексами более вероятен, чем диффузия из этого слоя. Тогда отношение числа атомов He к числу вакансий растет.

Таким образом, на начальной стадии зарождение вакансионных комплексов является наиболее важным процессом. Вакансии могут объединяться в сферические или плоские комплексы.

Энергия сферического комплекса определяется поверхностной энергией

$$E_v = 4\pi R^2 \gamma, \quad (9)$$

где γ — коэффициент поверхностного натяжения, $4\pi R^3/3 = n_v \Omega_a$, $\Omega_a = a^3$ — атомный объем, n_v — число объединившихся вакансий, $R = (3n_v \Omega_a / 4\pi)^{1/3}$.

Плоский комплекс представляет собой расщепленную петлю дислокаций [8], энергия которой равна

$$E_l = \{(6 - \nu)/6(1 - \nu)\} \mu b^6 R_l (\ln(4R_l/r_0)) + \pi R_l^2 \gamma_d, \quad (10)$$

где μ — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, $R_l = \Omega_a^{1/3} (n_v/\pi)^{1/2}$ — радиус петли, γ_d — энергия дефекта упаковки, которая мала по сравнению с поверхностным натяжением $\gamma_d \ll \gamma$, и ею можно пренебречь в (10).

Сравнив E_v и E_l , видим, что при малом числе вакансий n_v сферическая полость имеет меньшую энергию, чем дислокационная петля, но при $n_v > n_{cr}$ сферическая полость становится менее энергетически устойчивой и может захлопнуться с образованием вакансионной петли дислокаций.

Однако сферическая полость может быть стабилизирована атомами гелия или растягивающим напряжением σ , тогда вместо (9) имеем

$$E_v = 4\pi R^2 \gamma - (4\pi R^3/3)(P + \sigma). \quad (11)$$

В этом случае n_{cr} увеличивается, т.е. петля дислокаций становится энергетически выгодна при больших значениях числа вакансий.

При $n > n_{cr}$ сферическая полость может схлопнуться в петлю дислокаций. Однако для этого надо, чтобы полость прошла стадию дискообразной формы с энергией

$$E_{disk} = 2\pi R_l^2 \gamma = 2a^2 \gamma n > E_v = 4\pi R^2 \gamma \\ = (4\pi)^{1/3} 3^{2/3} a^2 \gamma n^{2/3}. \quad (12)$$

Следовательно, вероятность такого схлопывания

$$\Gamma_{coll} \sim \exp(-(\Delta E)/T), \quad \Delta E = E_{disk} - E_v \quad (13)$$

уменьшается с ростом n_{cr} . Для приведенного примера при $T = 600$ К вероятность Γ_{coll} при $\sigma = 100$ МПа в 5 (и более) раз ниже, чем при $\sigma = 0$.

Одновременно с ростом полости идет ее наполнение атомами He. Замедление схлопывания сферических вакансионных полостей приводит к их наполнению гелием и стабилизации.

На начальном этапе облучения отношение m/n_v определяется отношением потока атомов He на полость к потоку вакансий (минус поток междоузельных атомов) [5],

которое вначале остается постоянным. Причем на начальной стадии диффузия мобильных междоузельных атомов из слоя $R + / - \Delta R$ обеспечивает преобладание в этом слое вакансий. На более поздних стадиях захват междоузельных атомов дефектными комплексами, более вероятен, чем диффузия из имплантированного слоя. Тогда отношение m/n_v и давление в наблюдаемых пузырьках возросло. Одновременно растет среднее сжимающее напряжение в слое $R + / - \Delta R$.

Таким образом, растягивающее напряжение способствует образованию сферических комплексов на начальной стадии образования пузырьков, когда идет зарождение пузырьков. Увеличение числа зародышевых пузырьков приводит в дальнейшем к большему числу видимых пузырьков, и доля He, находящегося в пузырьках, увеличивается. Заметим, что сжимающее напряжение дает обратный эффект — уменьшение числа зародышевых пузырьков.

3. Кинетика роста пузырьков

Внешнее напряжение оказывает влияние и на рост уже образовавшихся пузырьков. Рост пузырька возможен за счет выталкивания междоузельных петель дислокаций от пузырька с высоким давлением. Рассмотрим такой процесс, аналогичный процессу выталкивания вакансионной петли дислокаций из поры под действием сжимающего напряжения [10].

Зародыш междоузельной петли на пузырьке представляет собой „складку“ радиусом на поверхности пузырька, образующуюся без изменения объема пузырька. Складка „соскальзывает“ с пузырька, трансформируясь в междоузельную дислокационную петлю и увеличивая объем пузырька. Складка образуется за счет флуктуаций, вероятность которых пропорциональна [11]

$$\Gamma \sim \exp(-\Delta F/T), \quad (14)$$

где ΔF — изменение свободной энергии пузырька при образовании складки [10]

$$\Delta F = 2\pi r a^2 [\mu (\ln(r/a) + 1) \\ - \gamma/a - P - \sigma_b - T/2\pi a^3 (\ln(r/a))], \quad (15)$$

P — внутреннее давление в пузырьке, σ_b — внешнее напряжение у поверхности пузырька, r — радиус складки. При однородном напряжении σ [10]

$$\sigma_b = (3\sigma/2)(r/R)(1 - (r/R)^2)^{1/2}. \quad (16)$$

В этом случае наиболее выгодно образование складки радиусом $r = R/2^{1/2}$.

При одноосном растяжении максимальное напряжение у поверхности сферической полости находится на экваторе полости и равно [9]

$$\sigma_b = \sigma(27 - 15\nu)/(14 - 10\nu) \approx 2\sigma. \quad (17)$$

Условие $\sigma_b > \sigma$ означает, что пузырек (полость) является концентратором напряжений. В этом случае наиболее выгодно образование складки с радиусом R . Из (15) видно, что ΔF убывает при увеличении растягивающего напряжения. Если $\sigma < P$, основное значение в образовании имеет давление внутри пузырька. Однако при $\sigma 2\pi R a^2 > T$ растягивающее напряжение значительно (в $\exp(\sigma 2\pi R a^2 / T)$ раз) увеличивает скорость роста пузырьков за счет выталкивания дислокаций.

Рост пузырьков увеличивается при повышении температуры вследствие выталкивания междоузельных петель дислокаций (см. [13]) как во время имплантации, так и при последующем отжиге. Это видно из эксперимента.

4. Движение гелиевого пузырька под действием приложенного напряжения

Если в материале имеется градиент напряжения $\nabla\sigma$, то на атом, находящийся на поверхности пузыря, действует сила

$$f_d = \nabla\sigma \Omega_a, \quad (18)$$

где Ω_a — объем атома. В этом случае скорость движения атомов по поверхности пузырька равна

$$v = \mu f, \quad (19)$$

где $\mu = D_s / T$ — подвижность атома, D_s — коэффициент диффузии атомов по поверхности, T — температура в энергетических единицах. Время, в течение которого все атомы с поверхности одной полусферы пузырька радиусом R переместятся под действием силы f на другую полусферу,

$$t = R/v. \quad (20)$$

За это время весь пузырек переместится на одноатомное расстояние a , т. е. скорость пузырька равна

$$u = a/t = D_s \nabla\sigma \Omega_a a / TR. \quad (21)$$

При $D[\text{m}^2/\text{s}] = \exp(4-21\,000/T)$ [12], $R = 2\text{ nm}$, при $T = 600\text{ K}$ и $\nabla\sigma = \sigma_{\text{He}}/\Delta R$ $u \approx 8 \cdot 10^{-6}\text{ m/s}$. Это означает, что пузырьки за время 10^{-2} s могут выйти из слоя $R + \Delta R$. Если допустить, что пузырьки движутся под действием внутризеренного градиента приложенного внешнего напряжения $\nabla\sigma = \sigma/L$ (L — размер зерна), то $u \approx 2 \cdot 10^{-8}\text{ m/s}$.

Однако при $T = 1000\text{ K}$ скорость пузырьков внутри зерен $u \approx 2 \cdot 10^{-2}\text{ m/s}$. Это означает, что пузырьки могут двигаться к границам зерен и там скапливаться.

5. Слияние пузырьков

Двигаясь, пузырьки могут сближаться, и при этом может произойти их слияние. Однако между пузырьками существует взаимодействие, вызванное упругими полями напряжений, создаваемыми пузырьками. Потенциал

взаимодействия пузырьков, внутри которых значения P_1 и P_2 , на расстояниях r (при $r \gg R_1$ и $r \gg R_2$) равен [13]:

$$U \approx \beta(v)(P_1 P_2 / 2E)(R_1 R_2)^3 / r^6, \quad (22)$$

где $\beta(v)$ — некоторая функция, зависящая от коэффициента Пуассона. Таким образом, слияние пузырьков возможно только при условии преодоления потенциального барьера

$$\Delta U \approx \int_{R_1+R_2}^{\infty} U dr. \quad (23)$$

При этом вероятность слияния пузырьков

$$\Gamma_{\text{joining}} \sim \exp(-\Delta U/T). \quad (24)$$

В случае растягивающего напряжения каждый пузырек является концентратором напряжения, и напряжение около него больше на

$$\Delta\sigma \approx (\mu(v, \theta)(R/r)^3 - 1)\sigma. \quad (25)$$

Здесь $\mu(v, \theta)$ — функция, зависящая от коэффициента Пуассона и угла θ к направлению одноосного напряжения, значение $\mu(v, \theta)$ максимально при $\theta = \pi/2$. В результате концентрации напряжения два пузырька в материале с растягивающим напряжением притягиваются. Следовательно, при наличии в материале растягивающего напряжения в (22) P нужно заменить на $P - \Delta\sigma$. В результате процесс слияния пузырьков в растянутом материале оказывается значительно более вероятным, причем вероятность выше, если пузырьки расположены в плоскости, перпендикулярной растяжению.

Слияние пузырьков приводит к образованию более крупных пузырьков, уменьшению концентрации пузырьков и появлению бимодального распределения пузырьков по размерам при больших дозах облучения.

6. Разрушение материала с пузырьками He

В образце (или детали) с пузырьками He фактический объем материала меньше объема всего образца (детали). Следовательно, напряжение, приложенное к фактическому объему материала, оказывается больше, чем рассчитанное для измеряемого объема, в

$$1/(1 - \langle V_b \rangle n) \quad (26)$$

раз ($\langle V_b \rangle$ — средний размер пузырька, n — концентрация пузырьков).

В среднем значение $\langle V_b \rangle n$ мало, однако, как видно из наших экспериментов, в местах скопления пузырьков у границ зерен $\langle V_b \rangle$ может достигать десятков процентов. Локальный предел прочности в месте скопления пузырьков может быть превышен при макроскопически измеряемом напряжении, не достигающем предела прочности. Локальное разрушение перемычек между пузырьками является хрупким вследствие малого размера этих

перемычек, при этом в остальных областях материала напряжение может быть меньше, и там деформация может быть упругой. Образовавшаяся в месте скопления пузырьков трещина при выполнении условия Гриффитса растет. Это приводит к макроскопическому разрушению материала.

Таким образом, условием охрупчивания материала является образование скоплений пузырьков, в которых

$$\sigma \sim \sigma_{cr} [1 - (\langle V_b \rangle n)^{2/3}]. \quad (27)$$

Здесь σ — приложенное напряжение, σ_{cr} — критическое напряжение разрушения материала.

Если будет учтен рост напряжения на поверхности пузырька (см. (17)), то условием разрушения будет

$$\sigma \sim 0.5\sigma_{cr} [1 - (\langle V_b \rangle n)^{2/3}]. \quad (28)$$

Таким образом, для нахождения критерия хрупкого разрушения требуется найти условия скопления пузырьков с критическим значением $\langle V_b \rangle \rho$.

Заключение

На основе исследований можно сделать следующие выводы.

1. Во время имплантации гелия внешнее растягивающее напряжение способствует образованию пузырьков, при этом распухание материала увеличивается, тогда как концентрация пузырьков изменяется немонотонно с ростом внешнего напряжения от 0 до 180 МПа, образуя максимум при $\sigma = 80\text{--}100$ МПа.

2. Отжиг и деформация материала после облучения приводят к увеличению размеров пузырьков.

3. Миграция пузырьков гелия и аккумуляция их на границах зерен ведут к образованию трещин. Миграция пузырьков вызвана градиентом напряжения.

4. Деформация облученных материалов приводит к увеличению скорости выделения накопленного гелия.

Список литературы

- [1] Russian Patent N 700803. Sample for material strength investigation / D.M. Skorov, B.A. Kalin, V.T. Fedotov. Bulletin of Invention. 1979. N 446 528. 053.
- [2] Гусев В.М. и др. // ПТЭ. 1969. Т. 4. С. 19–24.
- [3] Johnson P.B., Mazey D.J. and Evans J.H. // Rad. Eff. 1983. Vol. 78. P. 147–159.
- [4] Johnson P.B., Mazey D.J. // J. Nucl. Mater. 1982. Vol. 111–112. P. 681–694.
- [5] Martynenko Yu.V. // Rad. Eff. 1979. Vol. 45. P. 93–102.
- [6] Ziegler G.J., Biersack G.P. The stopping power and range of ions in solids. NY: PERGAMON PRESS.
- [7] Алимов В.К., Городецкий А.Е., Захаров А.П. // ЖФТ. 1982. Т. 52. С. 82–86.
- [8] Kelly B.T. Irradiation Damage to Solids. NY: PERGAMON PRESS, 1967.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1965.

- [10] Слесов В.В. // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 3. С. 785–794.
- [11] Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
- [12] Shinno H. et al. // Nucl. Mat. 1981. Vol. 97. P. 291–302.
- [13] Teodosiu C. Elastic models of crystal defects, NY: Springer-Verlag, 1982.