

РАЗДЕЛ ВТОРОЙ
ФИЗИКА РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ И ЯВЛЕНИЙ
В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

УДК 539.2:539.12.04

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ПОРИСТОСТИ НА ПОЛЗУЧЕСТЬ ОБЛУЧАЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

П.А.Селищев

Киевский университет им.Тараса Шевченко, г.Киев, Украина;

В.И.Сугаков

Институт ядерных исследований НАН Украины, г.Киев, Украина

У рамках моделі ковзання дислокацій, лімітованого їх переповзанням, теоретично досліджуються вплив росту пор на злам залежності від швидкості повзучості опромінюваних матеріалів від температури, швидкості створення зміщення та інших параметрів моделі. Проведено порівняння експериментальних та теоретичних даних. Встановлено зв'язок між швидкістю повзучості та швидкістю розпухання, причини появи перечину дозної залежності деформації навантажених матеріалів.

В рамках модели скольжения дислокаций, лимитированного их переползанием, теоретически исследуются влияние роста пор на излом зависимости скорости ползучести облучаемых материалов от температуры, скорости создания смещений и других параметров модели. Проведено сравнение экспериментальных и теоретических данных. Установлена связь между скоростью ползучести и скоростью распухания, причины появления перегибов дозовой зависимости деформации нагруженных материалов.

The pore growth influence of the irradiated materials creep rate dependence break on the model temperature, the displacement rates and other model parameters is theoretically studied on the base of dislocation glide model. The experimental and theoretical data comparison is presented. The dependence between the creep rate and the swelling rate is found; the dose dependence of loaded materials deformation also as the reasons of bends are proposed

ВВЕДЕНИЕ

Известно [1-4], что зависимость ползучести облучаемых материалов от времени (дозы) имеет изломы, которые вызваны резким скачкообразным изменением скорости деформации. В ряде экспериментов [1,2,5] при изучении температурной зависимости скорости ползучести также наблюдался характерный локальный минимум скорости ползучести. Его появление сопровождается резким изменением долговечности (времени до разрушения) и пластичности. Пластичность скачком снижается, а долговечность достигает максимума. Это свидетельствует о различных механизмах деформации и разрушения при температурах выше и ниже критической, т.е. той, при которой наблюдается излом кривой скорости ползучести. Подобные особенности ползучести облучаемых материалов могут быть объяснены в рамках модели скольжения дислокаций.

Движение дислокаций, а следовательно, и механизм деформации описывается следующим образом.

В некоторый момент времени дислокации закреплены на барьерах. Затем они преодолевают эти барьеры посредством переползания, переходят в новые плоскости скольжения и скользят под действием внешнего сдвигового напряжения до остановки на новом барьере. Далее процесс повторяется. Скорость преодоления барьера зависит от модуля разно-

сти потоков вакансий и междоузельных атомов, поскольку все равно каким образом преодолевается препятствие - наращиванием или растворением экстраплоскости. Потоки дефектов имеют радиационную и термическую составляющие, которые по-разному зависят от температуры. Поэтому при определенной критической температуре облучения скорость движения дислокаций и, следовательно, скорость ползучести будут иметь минимум. Предположение о конкурирующем действии радиационной и термической ползучести впервые было высказано В.С.Карасевым [1] при анализе результатов своего эксперимента.

Определение минимального значения, не обязательно равного нулю, требует отдельного исследования. Дело в том, что, во-первых, рассматриваемый в данной работе механизм ползучести не является единственным. Ползучесть определяется вкладами различных механизмов. Во-вторых, уравнения, описывающие ползучесть и изменение концентрации дефектов, обычно записываются для усредненных величин. Но любая флуктуация равного нулю в среднем суммарного потока дефектов приводит к движению дислокаций и появлению ползучести, поэтому средняя скорость ползучести будет положительна.

Распределение точечных дефектов зависит от пространственного расположения и размеров всех

протяженных дефектов, которые являются стоками (источниками) для точечных. С другой стороны, эволюция структуры макродефектов зависит от того, как распределяются точечные дефекты между протяженными, от того, какой величины и куда направлены потоки точечных дефектов. Поглощая точечные дефекты, макродефекты видоизменяют свою геометрию и размеры, что приводит к изменению их поглощательной способности и перераспределению потоков подвижных точечных дефектов. Меняются потоки дефектов на обеспечивающие ползучесть дислокации - меняются характеристики ползучести.

Критическая температура зависит от параметров облучаемого образца. В частности, она зависит от структуры протяженных дефектов: их плотности, распределения по размерам, поглощательной способности. По мере набора дозы, параметры макродефектов изменяются, и если при этом достигаются значения, при которых критическая температура равна температуре облучения, скорость ползучести будет иметь локальный минимум, а дозовая зависимость деформации - излом.

ПРИРОДА ИЗЛОМА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЗУЧЕСТИ ОБЛУЧАЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

В данной работе изучается влияние связанного с облучением изменения размера пор и их поглощающей способности на особенности ползучести нагруженного облучаемого материала. Рассмотрим первоначально явление возникновения излома температурной зависимости ползучести облучаемых материалов, которые пор не содержат.

Скорость ползучести описывается уравнением:

$$\dot{\epsilon} = \nu \left(J_i - J_v \right) \quad (1)$$

$$\dot{\epsilon} = \frac{\nu D_v \rho_d}{2\mu} \left[\left(\frac{z_d \rho_v}{\rho_i} - 1 \right) \left(\sqrt{\left(\mu C_v^e + z_d \rho_d + \sum z_k \rho_k \right)^2 + 4\mu \rho_i K / \beta_v - \rho_i} \right) - \mu C_v^e \left(\frac{z_d \rho_v}{\rho_i} + 1 \right) \right] \quad (4)$$

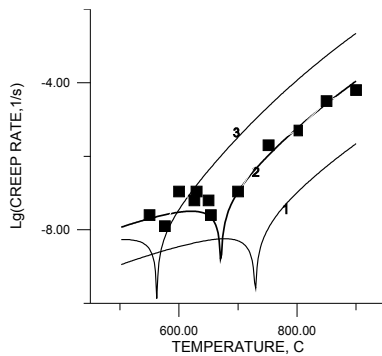


Рис.1 Зависимость скорости ползучести облучаемых никелевых образцов

Концентрации дефектов определим из уравнений кинетики:

$$\frac{dC_v}{dt} = K - \gamma C_i C_v - \beta_v (C_v - C_v^e) - 4\pi N R D_v (C_v - C_v^{er}) \quad (2)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = K - \gamma C_i C_v - \beta_i C_i - 4\pi N R D_i C_i \quad (3)$$

где $J_i = \alpha_i C_i$ и $J_v = J_v^{ir} + J_v^{term} = \alpha_v C_v$ потоки междоузельных атомов и вакансий (их концентрации C_i и C_v) на дислокации с вектором Бюргера, параллельным приложенной нагрузке, (их плотность ρ_d , а фактор предпочтительного поглощения ими междоузельных атомов z_d). $\alpha_i = z_d \rho_d D_i$, $\alpha_v = \rho_d D_v$, $\beta_i = \rho_i D_i$, $\beta_v = \rho_v D_v$, $\rho_i = 3z_d \rho_d + \sum z_k \rho_k$, $\rho_v = 3\rho_d + \sum \rho_k$. Здесь ρ_k и $z_k \leq z_d$ - плотности и факторы предпочтения остальных стоков, исключая поры. $C_v^e = C_v^o \exp(-E_f^v / kT)$ - термодинамически равновесная концентрация вакансий. $D_i = D_i^o \exp(-E_m^i / kT)$, $D_v = D_v^o \exp(-E_m^v / kT)$ - коэффициенты диффузии соответствующих дефектов, E_m^i , E_m^v - энергии миграции, T - температура образца, k - постоянная Больцмана, ν - функция приложенного напряжения и свойств материала. $\gamma = \mu D_i$ - коэффициент рекомбинации.

В отсутствие пор скорость ползучести согласно [6] равна

ных никелевых образцов (ρ_d : 1 - $\rho_d=1011 \text{ m}^{-2}$, 2 $\rho_d=5 \cdot 1012 \text{ m}^{-2}$, 3 - $\rho_d=1014 \text{ m}^{-2}$) и никелевого сплава 03X20H45M4 (эксперимент [1])

Поскольку $z_d \rho_v / \rho_i \geq 1$, выражение, стоящее под модулем в (4), при больших температурах, когда C_v велико, - отрицательно, а при малых - положительно. Общая тенденция роста обеспечивается множителем D_v , монотонно возрастающим с температурой. От подвижности междоузельных атомов скорость ползучести оказывается не зависящей.

Зависимость (4) иллюстрирует рис.1, на котором приведены теоретическая и экспериментальная температурные зависимости скорости ползучести вну-

триреакторно облучаемого никелевого сплава 03X20H45M4, которая экспериментально получена в [1]. Нейтронный поток составлял примерно $5 \cdot 10^{17}$ нейтр. \cdot м⁻²·с⁻¹ ($E > 1$ МэВ), что соответствует $5 \cdot 10^{-7}$ сна с⁻¹. Поры в облучаемом образце отсутствовали.

Теоретические расчеты, выполненные для модели с параметрами никеля ($\rho_d = 5 \cdot 10^{12}$ м⁻² и $\rho_v = 1.9 \cdot 10^{13}$ м⁻²), хорошо описывают качественное поведение скорости ползучести и положение минимума.

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ПОЛЗУЧЕСТЬЮ И РАСПУХАНИЕМ

Ограничиваясь рассмотрением стадии роста пор, для скорости изменения их радиуса имеем:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{1}{R} (D_v(C_v - C_v^{er}) - D_i C_i). \quad (5)$$

Здесь $C_v^{er} = C_v^e \exp(2\sigma \omega / RkT)$, σ - коэффициент поверхностного натяжения, ω - атомный объем. Концентрация пор N на стадии их роста принималась постоянной.

Исходя из уравнений (1) - (3), (5) нетрудно установить связь, которая существует в этой модели между ползучестью и распуханием. Скорость рас-

пухания на стадии роста пор равна скорости изменения их суммарного объема

$$\dot{s} = 4\pi NR^2 \dot{R}. \quad (6)$$

Скорость ползучести определяется средней разностью потоков вакансий и междоузельных атомов на дислокации с вектором Бюргерса, параллельным приложенной нагрузке, скорость распухания - на поры. Если поглощающую способность для дислокаций можно считать постоянной, то для пор она меняется с их ростом. Дислокации и поры являются конкурирующими стоками точечных дефектов. Именно этим определяется их взаимозависимость.

Принимая во внимание, что

$$\dot{s} = 4\pi NR (D_v(C_v - C_v^{er}) - D_i C_i), \quad \text{из уравнений (2) - (3) для квазистационарного приближения (} C_i = 0, \dot{C}_v = 0 \text{) имеем}$$

$$\dot{s} + \rho_i D_v(C_v - C_v^{er}) = \rho_v D_i C_i. \quad (7)$$

Пренебрегая рекомбинацией, уравнение (1) перепишем в виде

$$\dot{\epsilon} = \frac{v \rho_d}{2 \rho_i \rho_v} \left| \left(\rho_i + \rho_v \right) \dot{s} - \left(\rho_i - \rho_v \right) \left(K \pm \sqrt{(K + \dot{s})^2 - 4 \rho_i K \dot{s} / (\rho_i - \rho_v)} \right) - \rho_i D_v C_v^e \right|, \quad (8)$$

Скорость распухания изменяется плавно, а скорость ползучести испытывает излом. Из уравнения (8) также следует возможность (в зависимости от значений параметров) одновременного существования двух, одного или ни одного квазистационарного режима развития дефектной структуры. Выбор того или иного режима определяется исходным состоянием облучаемого материала. Для утверждения об их физической реализации требуется знание явной зависимости \dot{s} от K и t .

ВЛИЯНИЕ РОСТА ПОР НА ПОЛЗУЧЕСТЬ ОБЛУЧАЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

При прохождении по мере роста пор критического значения их среднего радиуса для данной температуры облучения скорость ползучести уменьшается до минимального значения, а затем вновь возрастает. Соответственно дозовая зависимость деформации будет испытывать перегиб. Считая плотность дефектов стационарной и пренебрегая рекомбинацией, из (2) и (3) получаем:

$$C_v = \frac{K + \rho_v D_v C_v^e + 4\pi R N D_v C_v^{er}}{D_v(\rho_v + 4\pi R N)}; \quad (9)$$

$$C_i = K / D_i (\rho_i + 4\pi R N). \quad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в (5), имеем замкнутое уравнение для R , которое легко решается в квадратурах:

$$t = \int_{R_0}^R \frac{R(\rho_v + 4\pi NR)(\rho_i + 4\pi NR)}{AA} dR, \quad (11)$$

где

$$AA = K(\rho_i - \rho_v) + (\rho_i + 4\pi NR)\rho_v D_v(C_v - C_v^{er}(R)).$$

Зная $R(t)$, мы тем самым знаем $C_i(t)$, $C_v(t)$ и $\dot{\epsilon}(R(t))$

$$\dot{\epsilon} = v \left| \frac{BB}{(\rho_i + 4\pi NR)(\rho_v + 4\pi NR)} \right|, \quad (12)$$

где

$$BB = K(\rho_v - \rho_i) - D_v(\rho_i + 4\pi NR) (\rho_v C_v^e + 4\pi N R C_v^{er})$$

Потоки радиационных и термических дефектов сравниваются, и $\dot{\epsilon}$ будет равна нулю, при выполнении

нии условия:

$$K(\rho_v - \rho_i) - D_v(\rho_i \rho_v C_v^e + 4\pi NR \rho_v C_v^e + 4\pi NR \rho_i C_v^{er} + (4\pi NR)^2 C_v^{er}) = 0. \quad (13)$$

Из (13) видно, что при низких температурах облучения второе отрицательное слагаемое мало, и условие (13) не удовлетворяется. Но с ростом пор равенство (13) может быть достигнуто. Действительно, поскольку

$$\frac{dR}{dt} = \frac{K(\rho_i - \rho_v) + (\rho_i + 4\pi NR)\rho_v D_v (C_v^e - C_v^{er})}{R(\rho_v + 4\pi RN)(\rho_i + 4\pi RN)} \quad (14)$$

всегда найдется такое значение температуры, что для $R > 0$ dR/dt будет положительно. Следовательно, R будет монотонно расти со временем. Не трудно убедиться, что (13) может быть удовлетворено при физически допустимых значениях температуры, плотности и размера пор, а так же других параметрах модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Карасев Деформация аустенитной стали ОХ18Н10Т при циклическом действии нейтронного облучения // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 1981, вып.5(19), с.84–87.
2. В.С.Карасев, А.Ю.Тоцкий, Л.С.Ожигов Влияние примеси на переходную радиационную ползучесть никеля // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 1994, вып.1(61), с.3–8
3. С.Toloczek, F.A.Garner, C.R.Eiholzer Irradiation creep and swelling of the US fusion heats of HT9 and 9 Cr-1Mo to 208 dpa at $\sim 400^\circ\text{C}$ // *J. Nucl. Mater.* 1994, v.212-215, p.604-607.
4. Wolfgang Schule, Herman Hausen Neutron irradiation creep in stainless steel alloys // *J. Nucl. Mater.* 1994, v.212-215, p.388-392.
5. А.Kohyama, Y.Kohno, K.Asakura, M.Yoshino, C.-Namba, C.R.Eiholzer Irradiation creep of low-activation ferritic steel in FFTF/MOTA // *J. Nucl. Mater.* 1994, v.212-215, p.751-754.
6. П.А.Селищев, В.И.Сугаков О температурной зависимости ползучести облучаемых материалов // *Металлофизика и новейшие технологии*. 2000, N5, с.50-53