

# РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЗУЧЕСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ В РЕАКТОРЕ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Г.З. Ганеев, С.Б. Кислицин

*Институт ядерной физики Национального ядерного центра РК, г.Алматы*

В рамках кинетической модели, учитывающей эволюцию ансамблей радиационных дефектов, исследована радиационная ползучесть конструкционных нержавеющих сталей ядерных реакторов от дозы и температуры облучения. Полученные расчетные зависимости скорости ползучести от температуры и дозы облучения согласуются с экспериментальными данными по радиационной повреждаемости стали 08X16N11M3 – конструкционного материала чехлов тепловыделяющих сборок реактора на быстрых нейтронах БН-350.

## Введение

Радиационная ползучесть наряду с радиационным распуханием является одной из важнейших характеристик механических свойств конструкционных материалов ядерных реакторов, определяющих эффективность использования ядерного топлива (степень выгорания) и безопасное функционирование ядерных энергетических установок. Оба этих, стимулированных облучением эффекта, приводят к деформации оболочек ядерного топлива, разгерметизации, что препятствует их дальнейшей эксплуатации в ядерной установке. Поэтому разработка теоретических подходов для оценок степени деградации конструкционных материалов ядерных установок позволяющих прогнозировать поведение материала в условиях облучения является актуальной задачей радиационного материаловедения. В данной работе разработана теоретическая модель для расчета скорости радиационной нержавеющей сталей, используемых в качестве оболочек тепловыделяющих сборок (ТВС) атомных реакторов на быстрых нейтронах.

## Модель радиационной ползучести

Теоретический анализ ползучести аустенитной нержавеющей стали основан на расчетах эволюции ансамблей дефектов: радиационных точечных дефектов, гелия, образующегося в процессе  $n, \alpha$  реакций, пор и дислокационных петель, а также сетки дислокаций. Основные положения модели следующие: полагается, что два атома гелия образуют зародыш поры и давление газа в ней подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса, регулируя приток точечных дефектов (вакансий и междоузлий) к поре. Два междоузельных атома образуют зародыш дислокационной петли. Различаются два положения атомов гелия: положение замещения и внедрения. При взаимодействии собственного междоузельного атома с атомом гелия в положении замещения, атом матрицы выдавливает атом гелия в междоузельное положение. В качестве стока точечных дефектов в модели учитывается сетка дислокаций. Также учтено зарождение пор на дислокациях. При расчётах скорости ползучести с учётом развития ансамбля дефектов используется общепринятая модель [1], в которой предполагается, что краевые дислокации с вектором Бюргерса параллельным приложенному одноосному напряжению являются более мощным стоком для междоузельных атомов, чем дислокации с вектором Бюргерса нормальным к приложенному напряжению. Также учитывается различие в вероятности зарождения частичных дислокационных петель в зависимости от их ориентации к направлению приложенного напряжения.

Значение скорости ползучести  $\epsilon'$ , при одноосном напряжении  $\sigma$ , за вычетом дилатации определится выражением:

$$\epsilon' = [Z_a f_a J_a - 1/3(Z_a f_a J_a + 2Z_n f_n J_n)] \cdot \rho \omega, \quad (1)$$

где  $\rho$  - плотность сетки дислокаций;  $Z_a$  – преференс поглощения междоузельного атома дислокацией с вектором Бюргерса  $b$  параллельного приложенному напряжению  $\sigma$ ,  $Z_n$  –  $b$

перпендикулярно напряжению  $f_a$ ;  $f_n$  – соответствующие доли дислокаций;  $J_a, J_n$  – соответствующие потоки междоузельных атомов. Преференс  $Z_n = Z_i$ , т.е. величина, не зависящая от напряжения;  $Z_n$  определяется выражением [2]:

$$Z_a = Z_i \left( 1 + \frac{6}{\pi} \frac{\sigma}{E \cdot \varepsilon_{ll}} \right), \quad (2)$$

где  $E$  – модуль Юнга;  $\varepsilon_{ll}$  – относительное изменение объема матрицы, обусловленное появлением междоузельного атома. Значение скорости ползучести, обусловленное зарождением дислокационных петель определится соотношением:

$$\varepsilon' = [Z_a f_a r_a J_a - 1/3(Z_a f_a r_a J_a + 2Z_n f_n r_n J_n)] \cdot 2\pi C_e \omega, \quad (3)$$

где  $r$  – радиус соответствующей петли;  $f$  – соответствующая доля петель от их общего числа  $C_e$ . Распределение петель по ориентации с учетом того, что ядро петли образует два междоузельных атома, определится условием нормировки:

$$f_n \exp(2\sigma\omega) + 2 = 1. \quad (4)$$

Скорость распухания  $\varepsilon'_{ll}$  определится выражением:

$$\varepsilon'_{ll} = 4\pi r_b^2 \cdot J\omega, \quad (5)$$

где  $J$  – эффективный поток вакансий к поре.

В данной модели предполагается равновесная концентрация термически равновесных вакансий  $C_{th}$ . Для вычислений необходима соответствующая концентрация стоков  $C_l$ . Данная концентрация определится изменением энергии  $E$  при поглощении вакансии, т.е.

$$C_l = C_{th} \exp(-E/kT). \quad (6)$$

В случае дислокаций  $E$  определится выражением:

$$E_a = -\sigma_a \omega, \quad E_n = 0. \quad (7)$$

Для газонаполненной поры:

$$E = P_{eff} \omega, \quad (8)$$

где  $P_{eff}$  – давление газа в поре за вычетом давления ван-дер-Ваальса. Для петли, с вектором Бюргерса  $b$ , нормальным плоскости петли:

$$E_a(\sigma = \sigma_a) = \gamma_f b^2 - \frac{\partial E_y}{\partial r} - \sigma_a \omega, \quad (9)$$

$$E_n = E_a(\sigma = 0),$$

где упругая энергия  $E_y$  определится выражением [3]:

$$E_y = 2\pi r \frac{\mu b^2}{4\rho(1-\nu)} \ln \frac{r}{e^2}. \quad (10)$$

Следует отметить, что в расчете данные изменения равновесной концентрации вакансий у стоков применялись при их размере  $>(3-4) \cdot 10^{-10}$  м.

Для расчёта скорости ползучести, в рамках изложенного подхода необходимо определение концентраций дефектов: собственный междоузельный атом, вакансия, междоузельный атом гелия, атом гелия в положении замещения, а также пор и дислокационных петель. Ниже приводится система кинетических уравнений, определяющие кинетику развития ансамбля дефектов [4]:

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{K}{\Omega} (1-f) - RC_i C_v - (k_{id}^2 + k_{ib}^2) D_i C_i - 4\pi r D_i C_i^2 - 4\pi r D_i C_i C_{He}^s \quad (11)$$

$$\frac{dC_v}{dt} = \frac{K}{\Omega} (1-f) - RC_i C_v - (k_{vd}^2 + k_{vb}^2) D_v C_v - 4\pi r (D_v + D_{He}^i) C_v C_{He}^i \quad (12)$$

$$\frac{dC_{He}^i}{dt} = \frac{G_{He}}{\Omega} + 4\pi r D_i C_i C_{He}^s - (k_{Hed}^2 + k_{Heb}^2) D_{He}^i C_{He}^i - 4\pi r (D_v + D_{He}^i) C_v C_{He}^i - 4\pi r D_{He}^i C_{He}^i (C_{He}^s + C_{He}^i) \quad (13)$$

$$\frac{dC_{He}^s}{dt} = 4\pi r (D_v + D_{He}^i) C_v C_{He}^i - 4\pi r D_{He}^i C_{He}^i C_{He}^s - 4\pi r D_i C_i C_{He}^s \quad (14)$$

$$\frac{dC_b}{dt} = 4\pi r D_{He}^i C_{He}^i (C_{He}^i + C_{He}^s) \quad (15)$$

$$\frac{dC_l}{dt} = 4\pi r D_i C_i^2 \quad (16)$$

где  $C_i, C_v, C_{He}^i, C_{He}^s, C_l, C_b$  - концентрации собственных междуузельных атомов, вакансий, междуузельных атомов He, атомов He в положении замещения, междуузельных петель и пор, соответственно.  $K$  и  $G_{He}$  - скорости образования френкелевских пар и гелия,  $f$  и  $R$  - коэффициенты спонтанной и диффузионной рекомбинации френкелевских пар, соответственно.  $D_i, D_v, D_{He}^i$  - коэффициенты диффузии междуузельных атомов, вакансий и междуузельных атомов гелия, соответственно.  $k_{\alpha d}^2$  и  $k_{\alpha b}^2$  - силы стоков дислокации и пор для точечных дефектов ( $\alpha = i, v, He$ ),  $\Omega$  - атомный объем.

Скорости изменения количества вакансий и атомов гелия в поре определяется как:

$$\frac{dn_{He}}{dt} = 4\pi r_b D_{He}^i C_{He}^i \quad (17)$$

$$\frac{dn_v}{dt} = 4\pi r_b (D_v (C_v - C_v^e) - Z_i^b D_i C_i) \quad (18)$$

где преференс-фактор поры для междуузельных атомов управляется эффективным давлением газа внутри пузырька.

$$Z_i^b = \exp\left(-\frac{P_{eff}\Omega}{kT}\right) \quad (19)$$

$$P_{eff} = P_{He} - \frac{2\gamma}{r_b}, \quad (20)$$

где  $P_{He} = \frac{n_{He}kT}{n_v\Omega - n_{He}b_v}$  - давление газа,  $r_b$  - радиус поры,  $b_v$  - постоянная Ван-дер-Ваальса.

Следует отметить, что эффективное давление в поре может расти до тех пор, пока он меньше некоторого критического давления, равное  $\frac{\mu b}{r_b}$ . При нарушении этого условия происходит механизм выдавливания петель - «loop punching». Радиус поры при этом уменьшается на величину  $dr_b \approx b/4$ .

Изменение радиуса дислокационной петли дается выражением:

$$\frac{dr_l}{dt} = \frac{\Omega}{b} (Z_i D_i C_i - D_v (C_v - C_v^e)) \quad (21)$$

$$C_v^e = C_v^0 \exp\left(-\frac{P_{eff}\Omega}{kT}\right) \quad (22)$$

где  $C_v^e$  - термически равновесная концентрация вакансии,  $b$  - вектор Бюргерса.

Линейные концентрации пор  $C_2$  и атомов гелия  $C_1$  (концентрации пор и гелия на дислокации) определяются соотношениями:

$$\frac{dC_2}{dt} = 8DC_1^2 C_2 \quad (23)$$

$$\frac{dC_1}{dt} = k_{Hed}^2 D_{He}^i C_{He}^i \frac{\Omega}{b} - 8DC_1 C_2^2 - 16DC_1^2 C_2 \quad (24)$$

где  $D$  - коэффициент диффузии гелия на дислокации,  $L$  - среднее расстояние пор на дислокациях. Первый член в уравнении (24) отвечает за приток одиночных атомов гелия из матрицы в дислокацию, второй за сток гелия по трубке дислокации к порам, и последний за образование газовых пор на дислокации.

### Результаты расчетов скорости радиационной ползучести нержавеющей стали аустенитного типа при облучении в реакторе на быстрых нейтронах

По разработанной модели проведены расчеты радиационной ползучести конструкционных сталей (12X18H10T и 08X16H11M3) применительно к условиям облучения в реакторе БН-350. Параметры конструкционных сталей и условия облучения приведены в таблице 1. Отметим, что в расчетах изменения равновесной концентрации вакансий у стоков применялись при их размере больших, чем  $(3-4) \times 10^{-10}$  м.

Таблица 1 - Основные параметры, использованные в расчетах

Символ	Параметр	Значения	Единица измерения
$K$	Скорость смещения атомов	$10^{-8}$	сна/с
$G_{He}$	Генерация гелия в матрицу	$10^{-8}$	аррм/с
$D_{He}^i$	Коэффициент диффузии междуузельного атома гелия	$\approx D_i$	м <sup>2</sup> /с
$D_{He}^d$	Коэффициент диффузии атома гелия в ядре дислокации	$\approx D_{He}^{eff}$	м <sup>2</sup> /с
$E_i^m$	Энергия миграции междуузельного атома матрицы	0.3	эВ
$E_v^m$	Энергия миграции вакансии	1.95	эВ
$E_{He}^m$	Энергия миграции междуузельного атома гелия	0.3	эВ
$\rho_d$	Плотность дислокации	$10^{11}$	м <sup>-2</sup>
$\rho_l$	Плотность междуузельных петель	$2\pi r C_l$	м <sup>-2</sup>
$k_{ad}^2$	Сила стока дислокации, $\alpha = i, v, He$	$Z_\alpha^d (\rho_d + \rho_l)$	м <sup>-2</sup>
$Z_i^d, Z_{He}^d$	Преференс фактор дислокации для атомов He и собственных междуузельных атомов	1.1	
$b_v$	константа Ван дер Ваалса	$1.59 \times 10^{-29}$	м <sup>3</sup>
$\gamma$	Поверхностная энергия	2.0	Дж/м

На рисунке 1 представлены расчеты изменения скорости ползучести в зависимости от дозы и температуры с использованием значений физических величин данных в таблице 1.

Как видно из рисунка, скорость ползучести практически постоянна до дозы  $\sim 20$  смещений на атом (сна), далее монотонно возрастает с ростом дозы облучения. Температурная зависимость скорости радиационной ползучести следующая: радиационной ползучестью дает заметный вклад в деформацию материала начиная с температуры  $\sim 0.3$  от температуры плавления ( $T_{пл.}$ ) и возрастает до  $\sim 0.55 T_{пл.}$ , при больших температурах преобладающим становится вклад термической ползучести и радиационная ползучесть не играет существенной роли в деформации и формоизменении материала. Обращает на себя внимание тот факт, что вклад в ползучесть дислокационных петель при данной плотности сетки дислокаций, незначителен. Отметим, что полученные оценки величины скорости радиационной ползучести от дозы, достаточно хорошо согласуются с результатами

экспериментальных исследований для аустенитных хромо-никелевых сталей, облученных в реакторе на быстрых нейтронах БН-350.

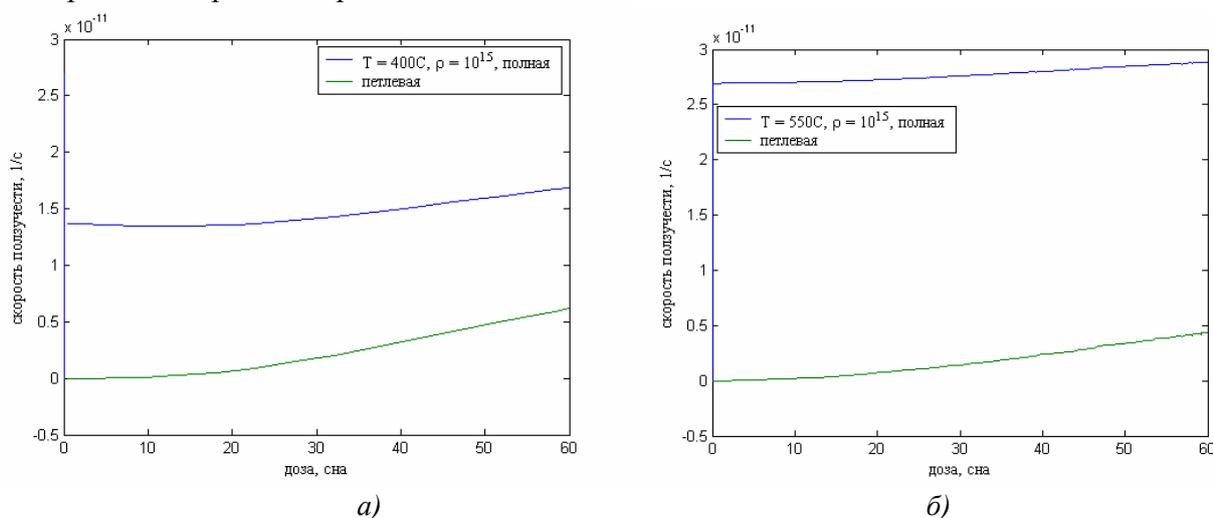


Рис. 1 - Зависимость скорости ползучести от дозы нейтронного облучения при различных температурах, а – 400 °С, б – 550 °С

### Заключение

Разработана модель радиационной ползучести конструкционных сталей применительно к условиям облучения в быстрых реакторах. Особенностью разработанной модели является учет влияния наработки гелия и зарождения и роста дислокационных петель. Сравнение расчетных значений величины радиационной ползучести с экспериментальными данными по ползучести аустенитных сталей, облученных в реакторе БН-350, показало, что разработанную модель можно использовать для оценок величины радиационно-стимулированной деформации конструкционной стали при эксплуатации в реакторах на быстрых нейтронах.

### Литература

1. Matthews J.R. and Finnis M.W. Irradiation creep models - an overview // J.Nucl.Mater. -1988 - V.159 - P.257-285.
2. Heald P.T. and Bullough R. Irradiation creep due to point defect absorption at dislocation // Metal.Science – 1977 - V.11, N.12, P.592-596.
3. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. - М. - Атомиздат. – 1972 – 467 р.
4. Ганеев Г.З., Сарсембинов Ш.Ш., Азралиев А.Б. Исследование распухания и эволюции точечных дефектов стали 12Х18Н10Т реактора БН-350 // Вестник НЯЦ РК - 2006, Вып.1, С. 22-25.

### ШАПШАҢ НЕЙТРОНДЫ РЕАКТОРДА СӘУЛЕЛЕНДІРГЕН КЕЗДЕ ҚҰРЫЛМАЛЫҚ ТАТТАНБАЙТЫН БОЛАТТАРДЫҢ РАДИАЦИЯЛЫҚ ЖЫЛЖЫМАЛЫЛЫҒЫ

Г.З. Ганеев, С.Б. Кислицин

Тоттанбайтын болаттың радиациялық жылжымалығы ақаулар эволюциясы негізінде зерттелген. Жылжымалылық жылдамдығының сәулелендіру дозасына температуралық тәуелділігі алынған.

### RADIATION CREEP OF STRUCTUREL STAINLESS STEEL IN FAST NEUTRON NUCLEAR REACTOR

G.Z. Ganeyv, S.B. Kislitsin

Radiation creep model base on kinetic approach and consideration of radiating defects evolution is developed. Temperature dependence of strain rate doze have been obtained. Radiation creep rate dependence on temperature and irradiation doze calculations for structural stainless steel are carried out.