

# НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

УДК 539.4

## Моделирование разрушения материалов при длительном статическом нагружении в условиях ползучести и нейтронного облучения. Сообщение 3. Прогнозирование скорости роста трещины в аустенитных материалах

Б. З. Марголин, А. Г. Гуленко, А. А. Бучатский, С. М. Балакин

ЦНИИ КМ “Прометей”, Санкт-Петербург, Россия

*Предложен инженерный подход, позволяющий прогнозировать скорость роста трещины в условиях ползучести и нейтронного облучения. Выполнен расчетный анализ напряженно-деформированного состояния у вершины трещины в условиях ползучести. Проведены расчеты по определению влияния интенсивности потока нейтронов (флакса) и дозы предварительного облучения (флюенса) на скорость роста трещины.*

**Ключевые слова:** трещина, нейтронное облучение, флакс, флюенс.

**Введение.** К настоящему времени проведены многочисленные экспериментальные исследования развития трещины в аустенитных материалах в условиях ползучести [1–3]. Использование классических параметров механики разрушения для описания развития трещин при ползучести не позволяло однозначно описать результаты [2]. С момента формулировки нового параметра механики разрушения  $C^*$ -интеграла, введенного в работах [4, 5], описание развития трещин при ползучести стало более точным. Вначале применение  $C^*$ -интеграла ограничивалось описанием развития трещин в условиях стационарной ползучести. Затем его использование было обобщено на случай развития трещин при ползучести материала как на первой, так и на второй стадии, а также при переменных нагрузках.

Достаточно обширная верификация метода прогнозирования развития трещин в условиях ползучести на базе  $C^*$ -интеграла послужила основой для включения этого метода в нормативные документы [6, 7]. Согласно [6, 7] скорость роста трещины в необлученном материале описывается зависимостью вида

$$\frac{dL}{d\tau} = A_r (C^*)^{n_r}. \quad (1)$$

Здесь  $A_r$  и  $n_r$  – константы материала, в общем случае зависящие от температуры;  $L$  – длина трещины;  $\tau$  – время;  $C^*$  – контурный интеграл, рассчитываемый по формуле [4, 5]

$$C^* = \int_{\Gamma} \left( W^* n_1 - \sigma_{ij} n_j \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_1} \right) ds, \quad (2)$$

где  $\Gamma$  – контур интегрирования, начало которого находится на одном берегу трещины, а конец – на другом;  $W^* = \int_0^{\xi_{ij}^c} \sigma_{mn} d\xi_{mn}^c$ ;  $\dot{u}_i = du_i/dt$  – скорость перемещения в направлении  $x_i$ ;  $x_1, x_2$  – декартовы координаты;  $n_j$  – компонента единичного вектора, перпендикулярного к элементу контура  $\Gamma$   $ds$ ;  $\xi_{ij}^c$  – скорость деформации ползучести.

Для упрощенной оценки  $C^*$ -интеграла может быть использован метод, основанный на расчетном напряжении [6] (в оригинале – reference stress) и предложенный в [8] для оценки  $J$ -интеграла в упрочняемых материалах.

Согласно [6] имеем

$$C^* = J_e \frac{\xi_{eq}^c E}{\sigma_{ref}}, \quad (3)$$

где  $J_e$  – упругая величина  $J$ -интеграла;  $\xi_{eq}^c$  – определяемая из уравнения ползучести интенсивность скорости деформации при напряжении  $\sigma_{ref}$ ;  $E$  – модуль Юнга.

Напряжение  $\sigma_{ref}$  определяется по формуле

$$\sigma_{ref} = \frac{P}{P_{lim}} \sigma_Y, \quad (4)$$

где  $P$  – нагрузка, действующая на элемент;  $P_{lim}$  – нагрузка, отвечающая предельной несущей способности элемента с трещиной;  $\sigma_Y$  – предел текучести материала.

Таким образом, в настоящее время имеется достаточно точный инженерный метод прогнозирования развития трещин при ползучести. В качестве примера успешного использования метода можно привести исследования в [9–11]. В то же время практически отсутствуют исследования и подходы по прогнозированию развития трещин в условиях ползучести и нейтронного облучения.

Цель настоящей работы заключалась в разработке инженерного метода прогнозирования развития трещин в элементах реакторной установки, подверженных нейтронному облучению в условиях ползучести. Базой для создания такого метода послужила физико-механическая модель, представленная в сообщении 1 [2].

**1. Основные положения.** С помощью предложенной в [12] модели можно определить скорость роста трещины в облучаемом материале  $(dL/d\tau)_{irr}$  при условии, что скорость трещины в необлученном материале известна. Процедура определения  $(dL/d\tau)_{irr}$  базируется на следующих положениях.

1. Скорость роста трещины при ползучести представляется как дискретный процесс. Проскок трещины происходит после разрушения ближайшей к вершине трещины элементарной ячейки за время  $\tau_f^{uc}$ . Величина проскока равна размеру элементарной ячейки  $\rho_{uc}$ .

2. Основное накопление повреждений в ячейке (вплоть до ее разрушения) происходит, когда она расположена непосредственно у вершины трещины.

С учетом вышеуказанных допущений можно записать следующее соотношение:

$$\left(\frac{dL}{d\tau}\right)_{irr} / \frac{dL}{d\tau} = \frac{(\tau_f^{uc})_0}{(\tau_f^{uc})_{irr}}, \quad (5)$$

где  $(\tau_f^{uc})_0$ ,  $(\tau_f^{uc})_{irr}$  – время до разрушения ближайшей к вершине трещины ячейки в необлученном и облучаемом состоянии соответственно.

Значение  $(\tau_f^{uc})_0 = \rho_{uc} / (dL/d\tau)$ , а  $(\tau_f^{uc})_{irr}$  определяется по схеме, показанной на рис. 1. Для определения  $(\tau_f^{uc})_0$  и  $(\tau_f^{uc})_{irr}$  необходимо знать напряженно-деформированное состояние (НДС) у вершины трещины.

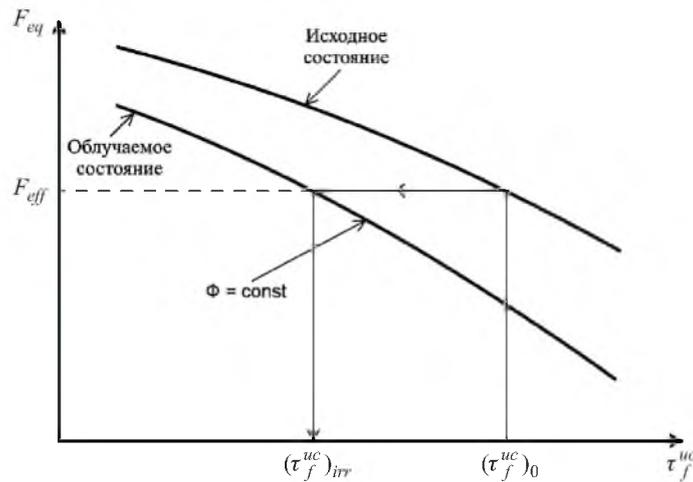


Рис. 1. Схема для расчета скорости роста трещины в условиях облучения:  $F_{eff}$  – некоторое эффективное напряжение в процессе деформирования ячейки;  $F_{eq}$  – интенсивность напряжений  $F_{ij}$ ;  $\Phi$  – флюкс нейтронов.

**2. Анализ НДС у вершины трещины в условиях ползучести.** Напряженно-деформированное состояние рассчитывали по программе ANSYS применительно к компактному образцу типа СТ-1 с относительной глубиной трещины  $a/W = 0,5$  при условии плоской деформации. Размер конечных элементов в зоне у вершины трещины равен 0,003 мм. Для описания деформации ползучести использовали уравнение Нортона в виде  $\xi_{eq}^c = a_c (\sigma_{eq} / \tilde{\sigma})^{n_c}$ , где параметры  $a_c = 7,5 \cdot 10^{-12} \text{ ч}^{-1}$  и  $n_c = 5,7$ ;  $\tilde{\sigma}$  – нормирующее напряжение, равное 10 МПа. Результаты расчета приведены на рис. 2.

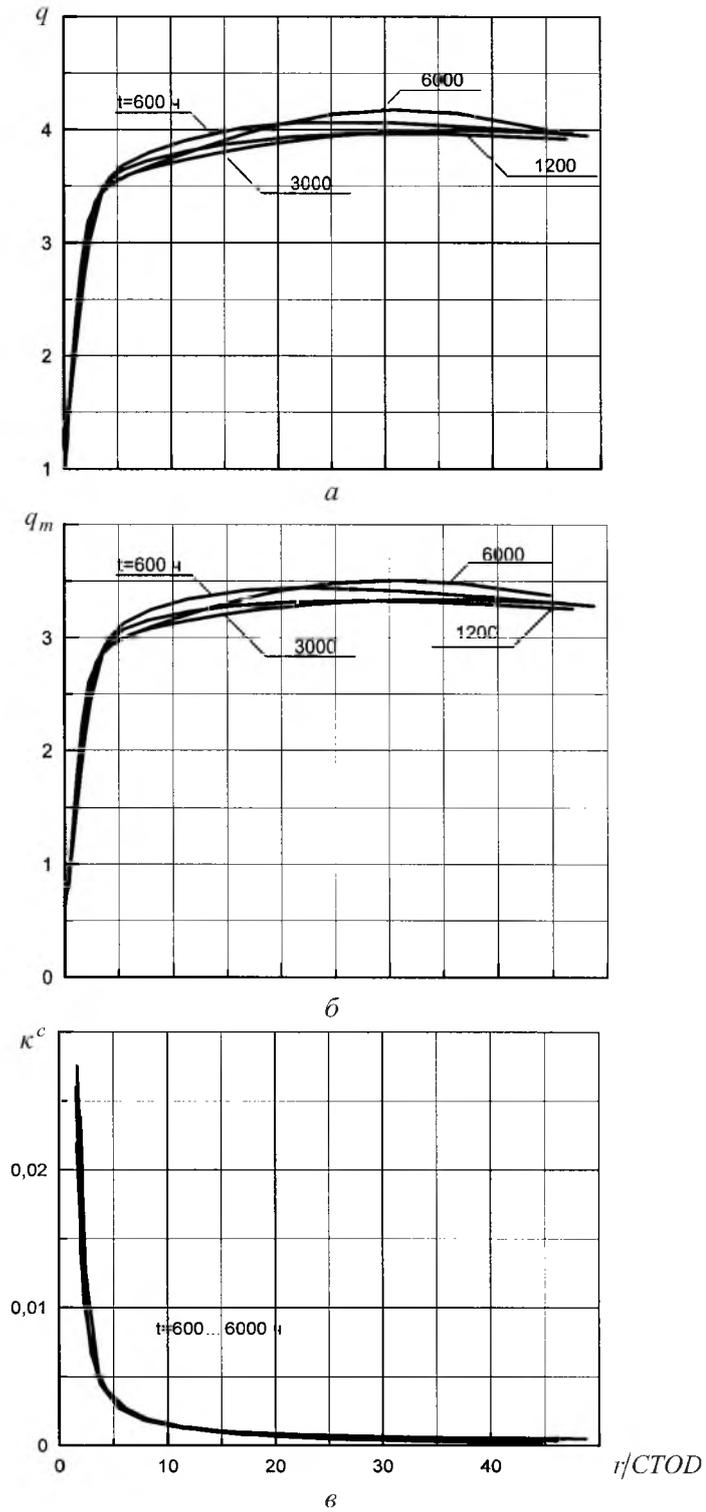


Рис. 2. Зависимости параметров  $q$  (а),  $q_m$  (б) и  $\kappa^c$  (в) от относительного расстояния от вершины трещины для разных моментов времени.

Видно, что в зоне у вершины трещины зависимости  $q(r/CTOD)$ ,  $q_m(r/CTOD)$  и  $\kappa^c(r/CTOD)$ \* практически инвариантны ко времени ( $CTOD$  – притупление вершины трещины), т.е. наблюдается самоподобие полей напряжений и деформаций.

Отметим, что основное изменение жесткости напряженного состояния (параметры  $q$  и  $q_m$ ) у вершины трещины происходит от 0 до  $(3...4)CTOD$ . При этом  $q$  изменяется от  $2/\sqrt{3}$  до 3,4, а  $q_m$  – от  $1/\sqrt{3}$  до 2,9. При дальнейшем удалении от вершины трещины параметры  $q$  и  $q_m$  изменяются незначительно. Характер распределения жесткости напряженного состояния у вершины трещины подобен случаю упругопластического деформирования материала [13, 14].

Из условия самоподобия полей напряжений и деформаций следует, что для любой точки у вершины трещины зависимости  $q(\kappa_c)$  и  $q_m(\kappa_c)$  одни и те же. Следовательно, в процессе деформирования ячейки максимальный диапазон изменения жесткости  $q$  варьируется от  $2/\sqrt{3}$  до 4,2, а  $q_m$  – от  $1/\sqrt{3}$  до 3,5 (рис. 2).

**3. Влияние флакса нейтронов и температуры на скорость роста трещины при ползучести.** На рис. 3 представлены расчетные зависимости  $(\tau_f^{uc})_0$  и  $(\tau_f^{uc})_{irr}$  для различной трехосности напряженного состояния при  $T = 650^\circ\text{C}$  (здесь и далее температура испытания и облучения совпадает). Расчеты выполнены на основании исходных данных, которые использовались для прогнозирования длительной прочности и пластичности при одноосном нагружении [15]. Первый случай соответствует нагружению при  $q = 2/\sqrt{3}$  и  $q_m = 1/\sqrt{3}$  и отвечает минимальной трехосности, реализующейся в точке, расположенной непосредственно на вершине притупленной трещины.

Второй случай соответствует нагружению при  $q = 4,2$  и  $q_m = 3,5$  и отвечает максимально возможной трехосности у вершины трещины.

Из рис. 3 видно, что при одном и том же  $F_{eq}$  отношение  $(\tau_f^{uc})_0/(\tau_f^{uc})_{irr}$  практически не зависит от уровня нагруженности элементарной ячейки (от  $F_{eq}$ ). С увеличением флакса нейтронов данное отношение растет. Результаты расчета показали, что при одном и том же уровне флакса отношение  $(\tau_f^{uc})_0/(\tau_f^{uc})_{irr}$  слабо зависит от трехосности напряженного состояния. Поэтому нецелесообразно определять параметр  $(\tau_f^{uc})_0/(\tau_f^{uc})_{irr}$  для случая изменяющейся трехосности напряженного состояния при деформировании материала у вершины трещины. Поскольку для первого случая нагружения отношение  $(\tau_f^{uc})_0/(\tau_f^{uc})_{irr}$  несколько выше, чем для второго, с целью консервативной оценки влияния флакса на  $(\tau_f^{uc})_0/(\tau_f^{uc})_{irr}$  дальнейшие расчеты будем проводить для первого случая нагружения при температуре 550, 600, 650 и 700°C. Результаты расчета показали, что при одном и том же уровне флакса и заданной трехосности напряженного состояния отношение  $(\tau_f^{uc})_0/(\tau_f^{uc})_{irr}$  уменьшается с повышением температуры. Аналогичную

\* Здесь и далее нерасшифрованные обозначения приведены в сообщении 1 [12].

тенденцию можно наблюдать при сопоставлении длительной прочности облучаемого и необлученного материала при одноосном нагружении (см. рис. 3 в сообщении 2 [15]). Обозначим  $\omega_1 \equiv (\tau_f^{uc})_0 / (\tau_f^{uc})_{irr}$ . Зависимости  $\omega_1$  от уровня флкса для разных температур представлены на рис. 4. Видно, что зависимости могут быть аппроксимированы линейной функцией вида

$$\omega_1 = 1 + k_1 \frac{\Phi}{\Phi_\omega}, \quad (6)$$

где  $\Phi_\omega = 1,0 \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с ( $E > 0,1$  МэВ);  $k_1$  – безразмерный коэффициент, зависящий от температуры. Значения  $k_1$  при температуре 550... 700°C представлены в таблице.

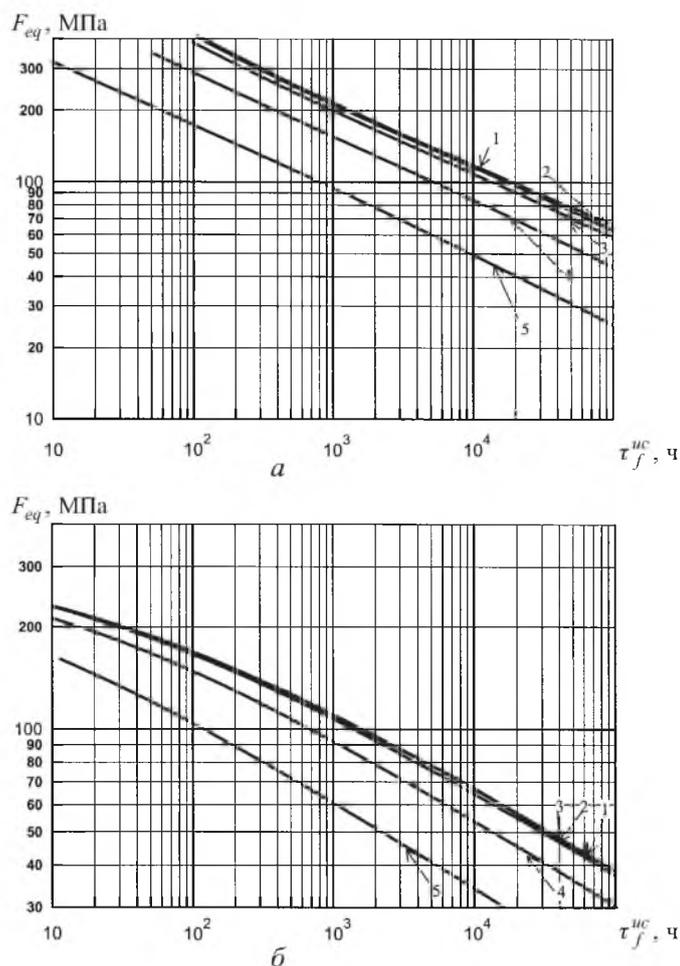


Рис. 3. Длительная прочность элементарной ячейки при температуре  $T = 650^\circ\text{C}$ , параметрах жесткости напряженного состояния  $q = 2/\sqrt{3}$  и  $q_m = 1/\sqrt{3}$  (а) и  $q = 4,2$  и  $q_m = 3,5$  (б) для различных уровней интенсивности нейтронного потока: 1 – исходное состояние; 2 –  $\Phi = 7 \cdot 10^{10}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с; 3 –  $\Phi = 7 \cdot 10^{11}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с; 4 –  $\Phi = 7 \cdot 10^{12}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с; 5 –  $\Phi = 7 \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с.

Значения  $k_1$ ,  $k_2$  и  $n_\omega$  для различных температур

Коэффициенты	$T, ^\circ\text{C}$			
	550	600	650	700
$k_1$	6,00	4,00	3,00	2,50
$k_2$	2,42	3,05	2,18	2,19
$n_\omega$	0,67	0,56	0,47	0,43

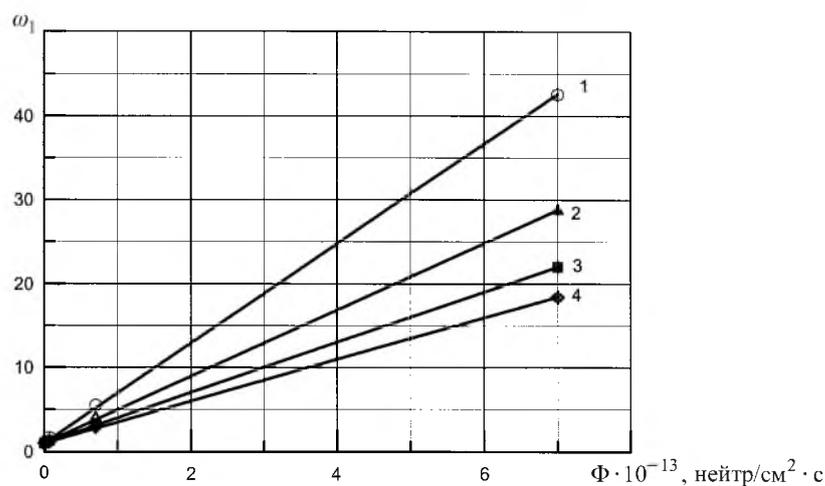


Рис. 4. Зависимость  $\omega_1$  от флюенса нейтронов при разных температурах: 1 –  $T = 550^\circ\text{C}$ ; 2 –  $T = 600^\circ\text{C}$ ; 3 –  $T = 650^\circ\text{C}$ ; 4 –  $T = 700^\circ\text{C}$ .

Из выполненных расчетов следует, что скорость роста трещины в облучаемых материалах может быть описана уравнением (1), где вместо  $A_r$  подставляется коэффициент  $A_r^{irr} = \omega_1 A_r$ . Здесь  $\omega_1$  – зависящий от уровня флюенса и температуры коэффициент, который может быть рассчитан по формуле (5), справедливой при изменении  $\Phi$  от 0 до  $10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с в диапазоне температур 550...700°C.

**4. Влияние флюенса нейтронов на скорость роста трещины при ползучести.** Рассмотрим процесс развития трещины в облучаемом материале. При развитии трещин в облучаемых элементах конструкции продолжительное время материал элементов подвергается значительной дозе облучения (флюенсу нейтронов). Следовательно, по мере развития трещины ее вершина попадает в материал, который уже получил некоторую дозу облучения. Поэтому повреждение материала в вершине трещины определяется не только флюенсом, но и флюенсом нейтронов. Таким образом, коэффициент  $A_r^{irr}$  зависит как от флюенса, так и от флюенса нейтронов. На рис. 5 представлена длительная прочность элементарной ячейки для  $\Phi = 7 \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с при варьировании накопленным флюенсом нейтронов. Моделирование разрушения материала, подвергнутого ранее нейтронному облучению флюенсом  $F^*$ , осуществлялось представлением зависимостей (9) и (10) [12] в виде

$$\sigma_Y(\tau) = \sigma_Y^0 + A \left( \frac{F^* + \Phi\tau}{F_0} \right)^n; \quad (7)$$

$$\alpha_F = \alpha_{int} \left( 1 + \frac{A}{\sigma_Y^0} \left( \frac{F^* + \Phi\tau}{F_0} \right)^n \right)^m. \quad (8)$$

Аналогично замене переменных в формулах (6) и (7) была проведена замена в зависимости (48) сообщения 1 [12], описывающей радиационное распухание материала.

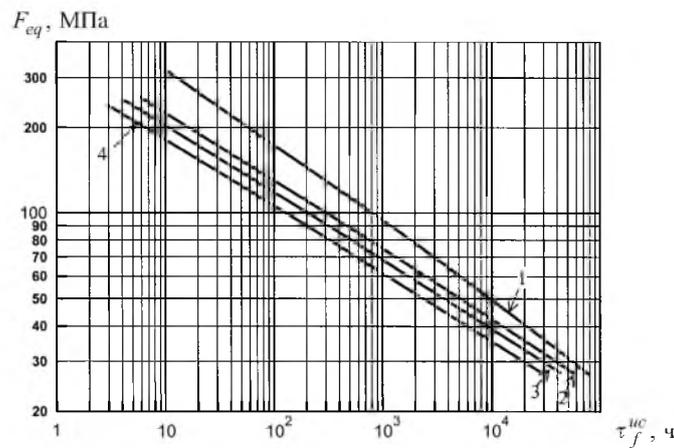


Рис. 5. Длительная прочность элементарной ячейки при  $\Phi = 7 \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с и  $T = 650^\circ\text{C}$  для различных доз предварительного облучения: 1 –  $F = 0$ ; 2 –  $F = 1,1 \cdot 10^{22}$  нейтр/см<sup>2</sup> (5 лет); 3 –  $F = 3,3 \cdot 10^{22}$  нейтр/см<sup>2</sup> (15 лет); 4 –  $F = 9,9 \cdot 10^{22}$  нейтр/см<sup>2</sup> (45 лет).

При заданной интенсивности потока нейтронов  $\Phi$  повреждение ранее облученного материала происходит быстрее, чем необлученного материала, так как согласно уравнению (7)  $\alpha_F^{irr} > \alpha_F^0$ , где  $\alpha_F^{irr}$ ,  $\alpha_F^0$  – скорости зарождения пор соответственно для облученного ( $F = F^*$ ) и необлученного ( $F = 0$ ) материала при заданном флаксе  $\Phi$ . Также отметим, что увеличение предела текучести материала при неизменном деформационном упрочнении приводит к более раннему наступлению микропластического коллапса (см. раздел 4.5 сообщения 1 [12]).

Как видно из рис. 5, повышение скорости роста трещины в материале, ранее облученном флюенсом  $F^*$  и облучаемым флаксом  $\Phi^*$ , может быть описано как произведение двух коэффициентов  $\omega_1$  и  $\omega_2$ :

$$\omega_1 \omega_2 = \frac{(\tau_f^{uc})_0}{(\tau_f^{uc})_{irr} \Big|_{\Phi = \Phi^*}} \frac{(\tau_f^{uc})_{irr} \Big|_{\Phi = \Phi^*}}{(\tau_f^{uc})_{irr} \Big|_{\Phi = \Phi^*}}. \quad (9)$$

Для определения  $\omega_2$  необходимо задаться уровнем напряжения  $F_{eq}$ . На рис. 6 по данным, которые использовались при построении рис. 5,

представлена зависимость  $\omega_2 \equiv \frac{(\tau_f^{uc})_{irr}^{F=0}}{(\tau_f^{uc})_{irr}^{F=F^*, \Phi=\Phi^*}}$  от флюенса нейтронов  $F$ , где

в качестве задаваемого уровня напряжения принят предел текучести материала  $\sigma_Y$ . Видно, что при заданной температуре облучения  $\omega_2$  не зависит от флюкса, а зависит от флюенса нейтронов.

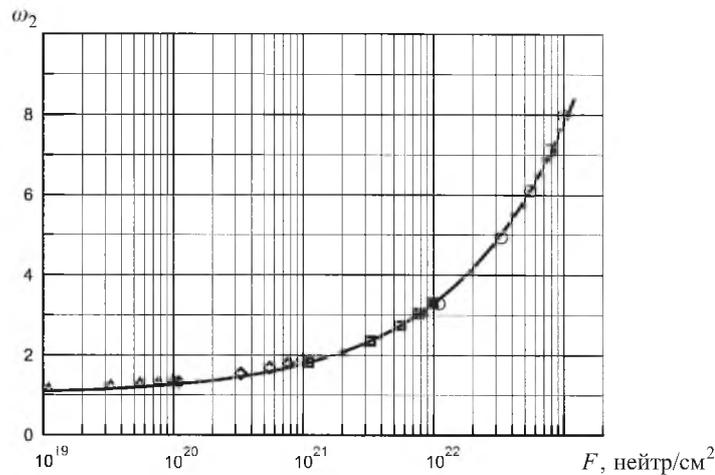


Рис. 6. Зависимость  $\omega_2$  от флюенса нейтронов  $F$  для различных уровней интенсивности нейтронного потока при  $T = 650^\circ\text{C}$ :  $\circ$  –  $\Phi = 7 \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с;  $\square$  –  $\Phi = 7 \cdot 10^{12}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с;  $\diamond$  –  $\Phi = 7 \cdot 10^{11}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с;  $\triangle$  –  $\Phi = 7 \cdot 10^{10}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с.

Таким образом, в рассматриваемом случае скорость роста трещины может быть описана уравнением (1), где вместо  $A_r$  используется коэффициент  $A_r^{irr} = \omega_1 \omega_2 A_r$ . Зависимости  $\omega_2(F)$  для различных температур иллюстрирует рис. 7. Обработка расчетных результатов показала, что параметр  $\omega_2$  может быть описан уравнением вида

$$\omega_2 = 1 + k_2 \left( \frac{F}{F_\omega} \right)^{n_\omega}, \quad (10)$$

где  $F_\omega = 1,0 \cdot 10^{22}$  нейтр/см<sup>2</sup>;  $k_2$  и  $n_\omega$  – безразмерные коэффициенты, зависящие от температуры (таблица).

**5. Обсуждение результатов.** Прежде всего следует отметить, что при расчете  $(dL/dt)_{irr}$  по предложенному методу величину  $C^*$ -интеграла следует определять, используя уравнения ползучести для материала в исходном состоянии (необлученном и необлучаемом). Влияние облучения на скорость ползучести учитывается при расчете коэффициентов  $\omega_1$  и  $\omega_2$ .

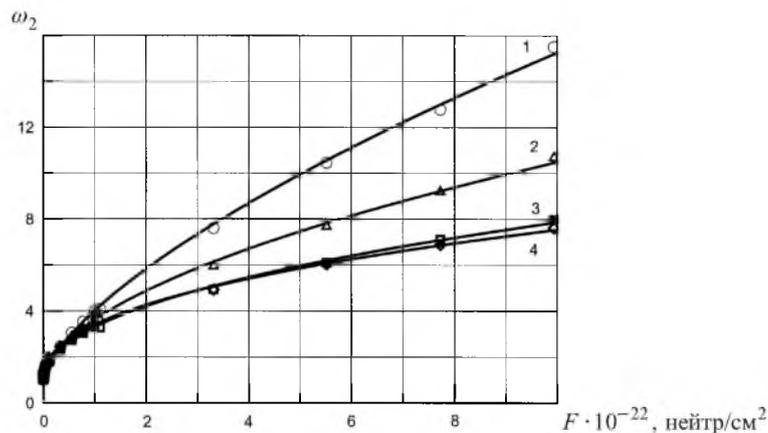


Рис. 7. Зависимость  $\omega_2$  от флюенса нейтронов  $F$  при различных температурах:  $\triangle$ ,  $\circ$ ,  $\square$ ,  $\diamond$  – расчетные точки по модели; 1, 2, 3, 4 – аппроксимация по формуле (9) ( $1 - T = 550^\circ\text{C}$ ;  $2 - T = 600^\circ\text{C}$ ;  $3 - T = 650^\circ\text{C}$ ;  $4 - T = 700^\circ\text{C}$ ).

Как видно из данных рис. 4 и 7 и формул (5) и (9), коэффициенты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  достаточно сильно зависят от температуры. Например, для  $\Phi = 7 \cdot 10^{13}$  нейтр/см<sup>2</sup> · с и  $F = 9,9 \cdot 10^{22}$  нейтр/см<sup>2</sup> при  $T = 550^\circ\text{C}$  имеем  $\omega_1 \omega_2 = 530$ , при  $T = 650^\circ\text{C}$  –  $\omega_1 \omega_2 = 163$ . Следовало бы ожидать, что при одной и той же нагруженности элемента конструкции скорость роста трещины  $(dL/dt)_{irr}$  при  $T = 550^\circ\text{C}$  будет намного больше, чем при  $T = 650^\circ\text{C}$ . В действительности этого не происходит, поскольку при одной и той же нагрузке  $C^*$ -интеграл при  $T = 550^\circ\text{C}$  будет значительно меньше, чем при  $T = 650^\circ\text{C}$ . Так, при  $T = 550^\circ\text{C}$  величина  $\xi_{eq}^c$  ниже, чем при  $T = 650^\circ\text{C}$ , примерно в 450...850 раз. Коэффициент  $n_r$  в формуле (1) близок к единице [6]. Следовательно, согласно формулам (1) и (3) скорость роста трещины в исходном состоянии при  $T = 550^\circ\text{C}$  будет меньше, чем при  $T = 650^\circ\text{C}$ , приблизительно в 450...850 раз. Поэтому  $(dL/dt)_{irr}$  при  $T = 550^\circ\text{C}$  будет меньше, чем при  $T = 650^\circ\text{C}$ , примерно в  $(450...850) \cdot \frac{163}{530} = (140...260)$  раз.

## Выводы

1. Предложен инженерный метод прогнозирования скорости роста трещины в условиях ползучести и нейтронного облучения. Метод базируется на ранее представленной авторами физико-механической модели.
2. Предложено уравнение, описывающее развитие трещины при нейтронном облучении, включающее формулу для прогнозирования скорости роста трещины в необлученном материале и коэффициенты, учитывающие увеличение скорости роста трещины от флукса и флюенса нейтронов.

## Резюме

Запропоновано інженерний підхід, за допомогою якого можна прогнозувати швидкість росту тріщини в умовах повзучості і нейтронного опромінення.

Виконано розрахунковий аналіз напружено-деформованого стану у вістрі тріщини в умовах повзучості. Проведено розрахунки щодо визначення впливу інтенсивності потоку нейтронів (флакса) і дози попереднього опромінення (флюенса) на швидкість росту тріщини.

1. *Скелтон Р. П.* Зарождение и рост трещин термической усталости в элементах конструкций // Усталость материалов при высокой температуре / Под ред. Р. П. Скелтона. – М.: Металлургия, 1988. – 343 с.
2. *Балина В. С., Медякшас Г. Г.* Прочность, долговечность и трещиностойкость конструкций при длительном циклическом нагружении. – СПб.: Политехника, 1994. – 204 с.
3. *Гецов Л. Б.* Материалы и прочность деталей газовых турбин. – М.: Недра, 1996. – 590 с.
4. *Landes J. D. and Begley J. A.* A fracture mechanics approach to creep crack growth // Mechanics of Crack Growth, ASTM STP 590. – 1976. – P. 128 – 148.
5. *Goldman N. L. and Hutchinson J. W.* Fully-plastic crack problems: The center cracked strip under plane strain // Int. J. Solids Struct. – 1975. – **11**. – P. 575 – 592.
6. *RCC-MR.* Design and Construction Rules for Mechanical Components of FBR Nuclear Islands, Appendix A16. – France, 2002.
7. *Assessment Procedure R5.* An Assessment Procedure for the High Temperature Response of Structures, Nuclear Electric Plc. – 1990. – Issue 1.
8. *Ainsworth R. A.* The assessment of defects in structures of strain hardening material // Eng. Fract. Mech. – 1984. – **19**, No. 4. – P. 633 – 642.
9. *Polyora J. P., Drubay B., Piques R., et al.* Creep fatigue crack growth on CT25 specimens in an 316L(N) stainless steel at 650°C: Trans. of the 14th Int. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 14). – Lyon (August 17–22). – 1997. – P. 503 – 510.
10. *Smith D. J., Curbishley I., and Huthmann H.* Evaluation of creep-fatigue crack growth in type 316L(N) steel: Trans. of the 14th Int. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 14). – Lyon (August 17–22). – 1997. – P. 511 – 516.
11. *Michel B., Poette C., Albaladejo S., and Martelet B.* Creep-fatigue crack growth assessment under combined mechanical and thermal loading with a simplified approach: Trans. of the 14th Int. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 14). – Lyon (August 17–22). – 1997. – P. 517 – 524.
12. *Марголин Б. З., Гуленко А. Г., Курсевич И. П., Бучатский А. А.* Моделирование разрушения материалов при длительном статическом нагружении в условиях ползучести и нейтронного облучения. Сообщ. 1. Физико-механическая модель // Пробл. прочности. – 2006. – № 3. – С. 5 – 22.

13. *Rice J. R. and Johnson M. A.* The role of large crack tip geometry changes in plane strain fracture // *Inelastic Behavior of Solids*. – New York: McGraw Hill Book Company, 1970. – P. 641 – 672.
14. *McMeeking R. M.* Finite deformation analysis of crack-tip opening in elastic-plastic materials and implications for fracture // *J. Mech. Phys. Solids*. – 1977. – **25**. – P. 357 – 381.
15. *Марголин Б. З., Гуленко А. Г., Курсевич И. П., Бучатский А. А.* Моделирование разрушения материалов при длительном статическом нагружении в условиях ползучести и нейтронного облучения. Сообщ. 2. Прогнозирование длительной прочности аустенитных материалов // *Пробл. прочности*. – 2006. – № 5. – С. 5 – 15.

Поступила 02. 08. 2005