

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

УДК 539.3

К вопросу о природе резкого снижения прочности аустенитных сталей при их радиационном распухании

Б. З. Марголин, А. А. Сорокин

ФГУП ЦНИИ КМ “Прометей”, Санкт-Петербург, Россия

Предложен механизм, объясняющий резкое снижение предела прочности аустенитных сталей при высоких значениях радиационного распухания. Разработана физико-механическая модель, позволяющая описать резкое снижение предела прочности. Модель базируется на анализе вязкого разрушения материала с учетом вакансионной пористости и механизме, разработанном и названном авторами “механизмом бегущего коллапса”.

Ключевые слова: распухание, предел прочности, аустенитная сталь, модель вязкого разрушения, нейтронное облучение.

Введение. В ряде работ экспериментально установлено влияние радиационного распухания на механические свойства облученных материалов [1–4].

Согласно данным работ [1, 2] при некотором уровне распухания S_w начинается резкое падение предела прочности σ_b . Степень снижения σ_b в узком диапазоне изменения распухания может достигать 5 раз. Разрушение в области резкого уменьшения предела прочности является вязким транскристаллитным и происходит по механизму роста и слияния вакансионных пор [1, 2].

На рис. 1 в качестве примера приведены данные из работы [1] для стали 12X18H10T, облученной и испытанной при $T_{исп} = T_{обл} = 400...500^\circ\text{C}$. Видно, что величина σ_b уменьшается в 5 раз при изменении распухания S_w от 17 до 27%, причем в этой области разрушение происходит при напряжениях, которые меньше предела текучести ($\sigma_b < \sigma_{0,2}$), т.е., по-видимому, при микропластической деформации.

В настоящее время адекватные объяснения сильного снижения σ_b практически отсутствуют. Рассмотрим некоторые из существующих.

Наиболее распространенное из объяснений связано с уменьшением нетто-сечения образца за счет образования вакансионных пор и наличием концентрации напряжений около последних [1]. Однако оно не может считаться удовлетворительным по следующей причине.

Известно, что при вязком разрушении предел прочности, отнесенный к нетто-сечению образца с внутренними полостями, выше, чем предел прочности, отнесенный к поперечному сечению гладкого образца без пор, если площадь поперечного сечения равна площади нетто-сечения. Такой результат

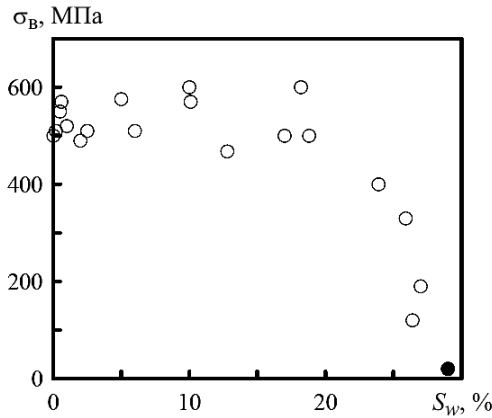


Рис. 1. Зависимость предела прочности от распухания для стали 12X18H10T при $T_{исп} = T_{обл} = 400...500^{\circ}C$: точки – экспериментальные данные [1].

обусловлен более высокой трехосностью напряженного состояния в образце с порами.

Исходя из этого значение σ_B образца с порами при распухании S_w , по крайней мере, должно быть не ниже, чем $(1 - \bar{A}_v)\sigma_B^m$, где \bar{A}_v – относительная площадь вакансионных пор, приводящих к радиационному распуханию (отношение площади пор к площади поперечного сечения образца с порами); σ_B^m – предел прочности матрицы материала (здесь и далее под “матрицей материала” будем понимать материал без вакансионной пористости). Согласно работе [5] при однородном распределении вакансионных пор по объему образца имеем

$$\sigma_B = (1 - \bar{A}_v)\sigma_B^m. \quad (1)$$

Зависимость $\sigma_B^m(D)$ – монотонно возрастающая за счет увеличения концентрации радиационных дефектов (дислокационных петель и преципитатов). При повреждающих дозах D , соответствующих резкому падению σ_B ($D > 40$ сна), значение σ_B^m уже выходит на насыщение [5]. Исходя из этого снижение σ_B при изменении распухания от 17 до 27% может быть рассчитано по формуле

$$\frac{\sigma_B|_{S_w=27\%}}{\sigma_B|_{S_w=17\%}} = \frac{(1 - \bar{A}_v)|_{S_w=27\%}}{(1 - \bar{A}_v)|_{S_w=17\%}}. \quad (2)$$

Уровень распухания 17% соответствует верхней границе распухания, при котором еще отсутствует резкое снижение предела прочности согласно [1], уровень распухания 27% – уменьшению предела прочности в несколько раз.

Для определения связи между \bar{A}_v и S_w воспользуемся следующими упрощенными положениями: все поры кубической формы одинакового размера располагаются в вершинах куба, т.е. на одинаковом расстоянии друг от друга. Тогда получим

$$S_w = \frac{d^3}{l_v^3 - d^3}, \quad (3)$$

где d – средний размер вакансионной поры; l_v – среднее расстояние между порами.

Из (3) имеем

$$\bar{A}_v = \frac{d^2}{l_v^2} = \left(\frac{S_w}{1 + S_w} \right)^{2/3}. \quad (4)$$

Используя формулы (2) и (4), вычислим возможное падение σ_B при изменении распухания от 17 до 27%:

$$\frac{\sigma_B|_{S_w=27\%}}{\sigma_B|_{S_w=17\%}} \cong 0,89.$$

Таким образом, снижение предела прочности σ_B в несколько раз не может быть объяснено увеличением площади пор при росте распухания с 17 до 27%.

В работах [3, 4] было сделано существенное продвижение в понимании влияния радиационного распухания на предел прочности материала. При исследовании распределения пор с помощью просвечивающего электронного микроскопа обнаружены участки фольги с объединенными порами (рис. 2). Такой результат был интерпретирован авторами [3, 4] как возможность самопроизвольного выстраивания пор в линию и объединения их при облучении материала. В настоящей работе предлагается другая интерпретация обнаруженного факта, которая будет изложена и использована далее.

В [3] на базе так называемой “задачи сфер” [6] было определено критическое значение параметра $\Omega = \Omega_{cr}$, при котором возможна ситуация, когда каждая сфера из некоторой совокупности сфер будет включать центр соседней, т.е. возможно объединение сфер радиусом R_c . Под параметром Ω следует понимать сумму объемов всех сфер, отнесенную к объему материала со сферами. Численное значение параметра $\Omega_{cr} = 2,7$ [7].

Далее принимается [3], что поры радиусом $R = R_c/2$ также могут самопроизвольно объединяться, но уже не захватывая центр соседней поры, а посредством касания друг друга. Тогда критическая пористость $P_k = \Omega_{cr}(R/R_c) = \Omega_{cr}/8 = 0,34$.

Под пористостью будем понимать отношение объема пор к объему материала с порами. Пористость может быть рассчитана по формуле

$$P = \left(\frac{d}{l_v} \right)^3. \quad (5)$$

Согласно формулам (3) и (5) имеем $S_w = P/(1 - P)$. Тогда значение $P_k = 0,34$ соответствует $(S_w)_{cr} = 0,52$.

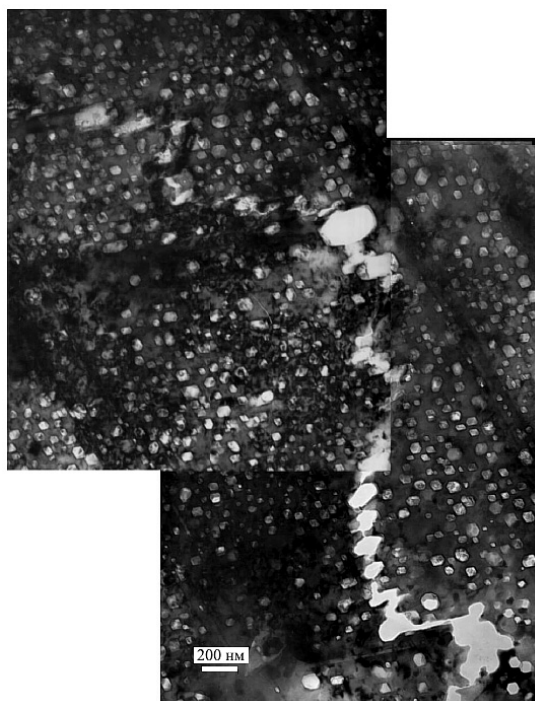


Рис. 2. Разрушение участка фольги по поверхности выстраивания пор в образце оболочки из стали ЧС68, $D = 67$ сна, $T_{\text{обл}} = 475^\circ\text{C}$, пористость $P \approx 9\%$ [3].

С использованием введенного параметра P_k в работе [3] зависимость $\sigma_B(P)$ представляется в виде

$$\sigma_B = \sigma_B^m \left[1 - \left(\frac{P}{P_k} \right)^{2/3} \right]. \quad (6)$$

На основании (3) и (5) уравнение (6) можно записать так:

$$\sigma_B = \sigma_B^m \left[1 - \frac{\bar{A}_v}{(A_v)_k} \right]. \quad (7)$$

Как видно, уравнение (7) описывает линейное уменьшение σ_B с ростом \bar{A}_v , начиная с $\bar{A}_v = 0$.

Результаты анализа модели [3, 4] показывают, что с ее помощью нельзя описать экспериментально наблюдаемую особенность зависимости $\sigma_B(S_w)$ – резкое снижение σ_B в узком диапазоне изменения распухания. Согласно модели снижение σ_B происходит монотонно, начиная с $S_w = 0$.

Слабым местом модели является также допущение о тождестве двух событий: объединении нескольких вакансионных пор и разрушении образца. Ясно, что образование локальной несплошности размером 1–3 мкм не обязательно приводит к разрушению образца, особенно, если оно происходит по вязкому (поровому) механизму.

С учетом вышеизложенного цель настоящей работы состоит в выявлении физической причины резкого снижения предела прочности σ_B и создании физико-механической модели, позволяющей адекватно описать зависимость σ_B от радиационного набухания материала.

1. Модель влияния набухания на предел прочности стали.

1.1. *Постановка задачи.* Как было показано выше, при однородном распределении пор по объему образца резкого снижения σ_B с ростом S_w не происходит. Следовательно, необходимым условием для такого снижения σ_B является возникновение неоднородности в распределении пор. В месте локального повышения пористости возможно локальное разрушение материала при напряжениях, значительно меньших, чем напряжения, отвечающие разрушению материала со средней пористостью.

В качестве примера локального разрушения материала можно привести результаты исследования [3, 4], обсуждаемые выше. Участки фольги с объединенными порами, по-видимому, свидетельствуют о локальном разрушении при деформировании материала с повышенной пористостью, вызванной неравномерным набуханием облучаемого элемента.

Возникновение неоднородности является необходимым условием локального разрушения материала при низких напряжениях. Однако следует ли автоматически за локальным разрушением разрушение образца, т.е. макроразрушение? Обычно только при хрупком разрушении локальное разрушение приводит к макроразрушению [8], поэтому хрупкое разрушение часто описывается теорией наислабейшего звена [9–11]. В большинстве случаев при вязком разрушении после локального разрушения необходимо продолжать нагружать образец, чтобы достичь его разрушения [8]. Следовательно, такое разрушение материала с высокой пористостью имеет какую-то специфику, обеспечивающую макроразрушение образца сразу после локального разрушения материала без увеличения напряжений.

Можно предположить, что вязкое разрушение при низких уровнях напряжений реализуется, если выполняются необходимое и достаточное условия.

Необходимым условием является возникновение неоднородной пористости, которая может привести к локальному разрушению материала при низких напряжениях, достаточное условие – это развитие локального разрушения (трещины) вплоть до макроразрушения образца без увеличения напряжений.

Для описания разрушения пористого материала при низких напряжениях требуется изучить природу возникновения неоднородной пористости материала и нестабильного вязкого разрушения и сформулировать в количественной мере необходимое и достаточное условия.

1.2. *Условие возникновения неоднородной пористости материала.* Для формулировки условия возникновения неоднородной пористости прежде всего необходимо определить понятие однородной пористости материала. Под однородной пористостью материала будем понимать идентичность распределения пор по размерам в случайно выбранном объеме материала с линейным размером, который на порядок превышает среднее расстояние между порами.

Набухание протекает на фоне однородной пористости до тех пор, пока не начнется интенсивное объединение пор. Процесс объединения пор приво-

дит к увеличению неоднородности пористости, так как в отдельных местах будет происходить сильное укрупнение пор, обуславливающее распределение пористости в объеме материала.

В качестве критерия начала развития неоднородной пористости материала предлагается использовать некоторый критический уровень распухания $(S_w)_{inh}$. Обоснованием такого критерия могут служить результаты исследований [12–14].

Согласно данным работ [12–14] при определенном уровне распухания удельная площадь поверхности пор (площадь поверхности пор, отнесенная к единице объема материала) \bar{A}_{surf} практически не изменяется с увеличением распухания. Это означает, что с момента, когда \bar{A}_{surf} становится константой, поры начинают объединяться. Только в случае объединения пор при увеличении распухания, т.е. росте объема пор, величина \bar{A}_{surf} может не увеличиваться и оставаться постоянной. Полученная в работе [12] закономерность проиллюстрирована на рис. 3.

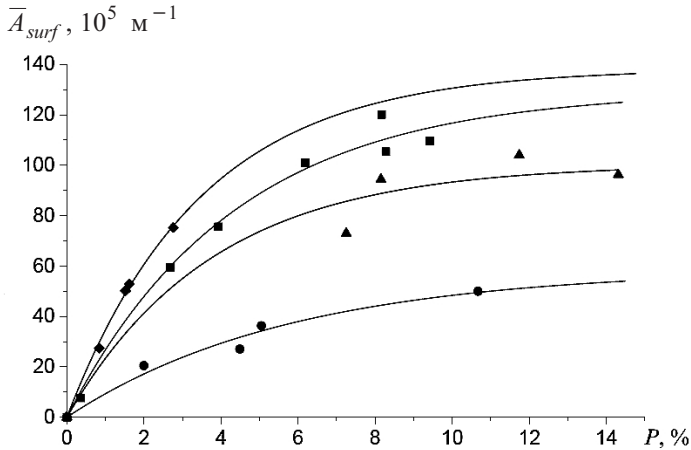


Рис. 3. Зависимость удельной площади поверхности пор от величины пористости при различных температурах в диапазоне 410...560°C [12]: \blacklozenge – $T_{обл} = 410...420^\circ\text{C}$; \blacksquare – $T_{обл} = 450...480^\circ\text{C}$; \blacktriangle – $T_{обл} = 500...510^\circ\text{C}$; \bullet – $T_{обл} = 550...560^\circ\text{C}$.

Таким образом, экспериментальные данные работ [12–14] доказывают обоснованность введения $(S_w)_{inh}$ как величины распухания, соответствующей началу объединения пор и соответственно развития неоднородной пористости.

Для описания степени неоднородности пористости введем отношение S_w^{max} / \tilde{S}_w , где S_w^{max} – максимальное локальное (в объеме зерна) распухание; \tilde{S}_w – распухание, среднее по объему образца.

Примем, что развитие неоднородной пористости описывается зависимостью

$$\frac{S_w^{max}}{S_w} = \begin{cases} 1 & \text{при } \tilde{S}_w < (S_w)_{inh}; \\ \exp(\alpha[\tilde{S}_w - (S_w)_{inh}]^2) & \text{при } \tilde{S}_w \geq (S_w)_{inh}, \end{cases} \quad (8)$$

где α – константа материала.

1.3. **Условия разрушения образца.** Разрушение образца анализируется на основе следующих положений.

1. Поликристаллический материал представляется как конгломерат ячеек с линейным размером, равным размеру зерна. При облучении образца набухание каждой ячейки будет одинаковым до тех пор, пока $\tilde{S}_w < (S_w)_{inh}$. При $\tilde{S}_w \geq (S_w)_{inh}$ начинается развиваться неоднородная пористость материала, при этом существуют ячейки, в которых $S_w^{\max} \geq S_w > \tilde{S}_w$. Зависимость S_w^{\max} от \tilde{S}_w описывается уравнением (8).

2. При неоднородной пористости в первую очередь разрушаются ячейки с $S_w > \tilde{S}_w$. При однородной пористости все ячейки разрушаются одновременно. Элементарная ячейка с порами разрушается по механизму пластического коллапса [8, 15]. Условие пластического коллапса формулируется в виде

$$\frac{dF_{eq}}{d\bar{\epsilon}_{eq}^p} = 0, \quad (9)$$

где $F_{eq} = \sigma_{eq}(1 - \bar{A}_\Sigma)$; σ_{eq} – интенсивность напряжений, отнесенных к нетто-сечению матрицы материала (за вычетом пор); \bar{A}_Σ – относительная площадь пор двух популяций: вакансионных, приводящих к набуханию, и деформационных, образующихся на включениях и карбидах при деформировании материала, \bar{A}_Σ увеличивается с ростом деформации $\bar{\epsilon}_{eq}^p$; $\bar{\epsilon}_{eq}^p = \int d\epsilon_{eq}^p$ – параметр Одквиста (длина пути деформирования); $d\epsilon_{eq}^p$ – интенсивность приращения пластической деформации [16].

Определяющие уравнения, позволяющие рассчитать \bar{A}_Σ (описывающие зарождение деформационных пор, а также рост деформационных и вакансионных пор в процессе деформирования), приведены в работе [17], а зависимость $\sigma_{eq}(\bar{\epsilon}_{eq}^p, D)$ – в [5]. Следует отметить, что относительный объем и площадь вакансионных пор до деформирования материала могут быть определены из радиационного набухания.

3. При разрушении первой ячейки образуется дисковидная трещина диаметром, равным диаметру зерна.

4. При номинальных напряжениях (отнесенных к сечению образца) $\sigma_N < \sigma_{0,2}$ разрушение образца происходит по механизму, названному нами “механизмом бегущего коллапса” (МБК), при котором происходит нестабильное вязкое разрушение. Такой механизм реализуется, если выполняются следующие условия. Вдоль фронта трещины, образовавшейся при разрушении первой ячейки, в зоне Z размером r_Z выполняется условие (9) при том же напряжении, что и разрушение первой ячейки (рис. 4). При этом принимается, что зона Z имеет набухание $S_w = \tilde{S}_w$ (рис. 4). При выполнении условия (9) зона Z разрушится, размер трещины и соответственно нагруженность материала на фронте трещины увеличатся. Дальнейшее продвижение трещины будет происходить нестабильно в связи со следующими обстоятельствами.

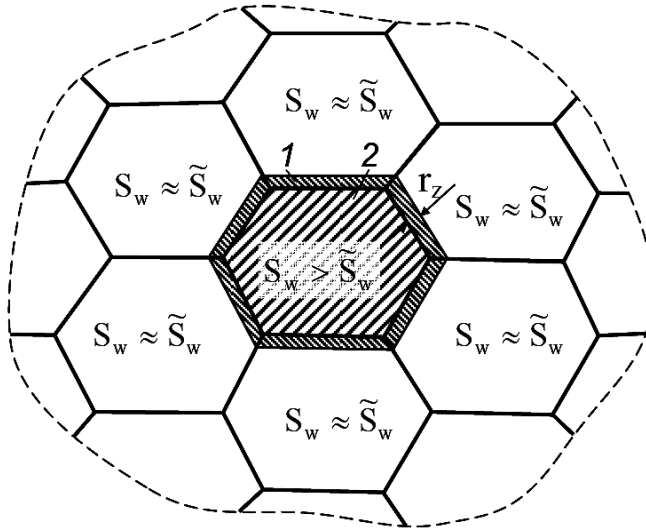


Рис. 4. Зона Z (1) вокруг разрушившейся первой ячейки: 2 – разрушенное зерно, представляющееся в расчетах как дисковидная трещина.

Если уровень напряжений мал, так что $r_p \approx r_Z$, где r_p – размер пластической зоны у дискообразной трещины $\left(r_p \approx \frac{1}{6\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_{0,2}} \right) \right)$, то, согласно [18],

вязкое разрушение материала происходит нестабильно сразу после старта трещины. Если уровень напряжений высокий, так что $r_p > r_Z$, а $K_I > K_c$ (K_c – коэффициент интенсивности напряжений, отвечающий выполнению условия (9) при старте трещины), разрушение также может быть нестабильным, так как при низкой пластичности материала dK_R/da мало [18], и условия $K_I = K_R(\Delta a)$ и $\frac{\partial K_I}{\partial a} > \frac{dK_R}{da}$ [19] выполняются сразу после образования дисковидной трещины ($K_R(\Delta a)$ – сопротивление росту трещины в терминах КИН; a – размер трещины; $K_R|_{\Delta a=0} = K_c$ и $K_R(\Delta a > 0) > K_c$).

5. Оценка реализации МБК может быть выполнена по следующей процедуре. Принимается, что в зоне Z напряженно-деформированное состояние (НДС) является однородным. Применяя уравнение Нейбера к расчету НДС у вершины трещины [20, 21], определяем деформацию в зоне Z ,

$$\bar{\sigma}_{eq}^e \bar{\varepsilon}_{eq}^e = \sigma_{eq} \varepsilon_{eq}, \quad (10)$$

где $\bar{\sigma}_{eq}^e$ и $\bar{\varepsilon}_{eq}^e$ – среднеинтегральные значения интенсивности напряжений и деформаций при упругом деформировании материала; σ_{eq} и ε_{eq} – интенсивности напряжений и деформаций при упругопластическом деформировании материала.

Согласно [22] имеем

$$\bar{\varepsilon}_{eq}^e = \frac{2(1+\mu)}{3E^v} \bar{\sigma}_{eq}^e, \quad (11)$$

где μ – коэффициент Пуассона при упругом деформировании; E^v – модуль Юнга материала с вакансионными порами, обусловленными распуханием.

Поскольку при упругом деформировании материала поры не растут, на основании формул (3) и (5) значение E^v может быть рассчитано по формуле

$$E^v = E \left(1 - \frac{S_w}{1 + S_w} \right), \quad (12)$$

где E – модуль Юнга матрицы материала (модуль Юнга материала без распухания).

Принимая условие плоской деформации, $\bar{\sigma}_{eq}^e$ рассчитываем по формуле [22]

$$\bar{\sigma}_{eq}^e = \frac{1}{r_Z} \int_0^{r_Z} (1 - 2\mu) \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} dr = \frac{2(1 - 2\mu)}{\sqrt{2\pi}} \frac{K_I}{\sqrt{r_Z}}, \quad (13)$$

где K_I для дисковидной трещины вычисляется по формуле [23]

$$K_I = \frac{2}{\pi} \sigma_N \sqrt{\pi \frac{d_g}{2}} \quad (14)$$

(d_g – диаметр зерна; σ_N – номинальные напряжения, действующие на образец).

Значение σ_{eq} рассчитывается для материала с порами по формуле

$$\sigma_{eq} = \sigma_{eq}^m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p) [1 - \bar{A}_\Sigma(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)], \quad (15)$$

где $\sigma_{eq}^m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ – зависимость, описывающая диаграмму деформирования для матрицы материала.

Значение ε_{eq} рассчитывается по формуле

$$\varepsilon_{eq} = \bar{\varepsilon}_{eq}^p + \sigma_{eq} \frac{2(1 + \mu)}{3E^{vd}}. \quad (16)$$

Здесь E^{vd} – модуль Юнга материала с вакансионными и деформационными порами, зависящий от $\bar{\varepsilon}_{eq}^p$,

$$E^{vd} = E(1 - P(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)), \quad (17)$$

где $P(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ – пористость материала, обусловленная вакансионными порами и порами, зародившимися в процессе деформирования, с учетом роста обеих популяций при деформировании; зависимость $P(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ может быть вычислена по формулам, приведенным в [17]. Отметим, что в [17] параметр P обозначен как f и может быть выражен в виде $P = (\bar{A}_\Sigma)^{3/2}$.

Подставляя уравнения (11)–(17) в (10), получаем

$$\frac{8(1+\mu)}{3E^v} \frac{(1-2\mu)^2}{\pi^2} \frac{d_g}{r_Z} \sigma_N^2 = \sigma_{eq} \left[\bar{\varepsilon}_{eq}^p + \sigma_{eq} \frac{2(1+\mu)}{3E^{vd}} \right]. \quad (18)$$

При заданном σ_N из уравнения (18) может быть определена пластическая деформация $\bar{\varepsilon}_{eq}^p$ в зоне Z .

Механизм бегущего коллапса реализуется, если выполняется следующее условие:

$$\bar{\varepsilon}_{eq}^p \geq (\bar{\varepsilon}_{eq}^p)_Z^{collaps}, \quad (19)$$

где $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)_Z^{collaps}$ – значение деформации, при которой в зоне Z выполняется условие (9).

В (15), (17), (19) \bar{A}_Σ , P и $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)_Z^{collaps}$ рассчитываются при трехосности напряженного состояния $q_m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p) \equiv \sigma_m / \sigma_{eq} = 1,1$ и $q_1(\bar{\varepsilon}_{eq}^p) \equiv \sigma_1 / \sigma_{eq} = 1,1 + 2/3$, где σ_m – гидростатическая компонента напряжений; σ_1 – максимальные главные напряжения. Полученные значения соответствуют средней трехосности у вершины малой внутренней трещины [24].

1.4. **Алгоритм расчета** σ_B . Базируясь на условиях разрушения образца, сформулированных выше, расчет σ_B может быть выполнен по следующему алгоритму.

1. При $\tilde{S}_w < (S_w)_{inh}$ определяется номинальное напряжение $\sigma_N^{collaps}$, при котором происходит пластический коллапс ячеек согласно (9). Зависимости $q_m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ и $q_1(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ для ячейки принимаются при расчете такими же, как соответствующие зависимости для центра цилиндрического образца при образовании в нем шейки при растяжении. Расчет $q_1(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ и $q_m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ проводится с использованием уравнения Бриджмена [25, 26]. Предел прочности σ_B рассчитывается по условию

$$\sigma_B = \min[\sigma_N^{collaps}, \sigma_B^m (1 - \bar{A}_\Sigma)]. \quad (20)$$

Условие $\sigma_N^{collaps} > \sigma_B^m (1 - \bar{A}_\Sigma)$ соответствует ситуации, когда потеря несущей способности образца происходит раньше, чем его разрушение.

2. При $\tilde{S}_w \geq (S_w)_{inh}$ определяется величина S_w^{\max} по формуле (8).

3. Для величины S_w^{\max} определяется $\sigma_N^{collaps}$, при котором происходит пластический коллапс элементарной ячейки с таким распуханием (уравнение (9)).

4. При $\sigma_N = \sigma_N^{collaps}$ проверяется реализация МБК для зоны развития трещины Z с $S_w = \tilde{S}_w$ (условие (19)). Если МБК выполняется, σ_B рассчитывается по формуле (20). Если МБК не выполняется, переопределяется $\sigma_N^{collaps}$ для распухания $S_w^{(n+1)} = S_w^{(n)} - \Delta S_w$, удовлетворяющего условию

$\tilde{S}_w \leq S_w < S_w^{\max}$, где ΔS_w – малый по сравнению с \tilde{S}_w декремент распухания; n – номер цикла. Далее снова проверяется реализация МБК. Цикл повторяется до тех пор, пока не будет найдено значение $\sigma_N^{\text{collaps}}$, при котором реализуется МБК. Отметим, что уменьшение S_w по сравнению с S_w^{\max} приводит к увеличению $\sigma_N^{\text{collaps}}$ и, следовательно, к более вероятной реализации МБК. Таким образом, на данном этапе определяется минимальное значение $\sigma_N^{\text{collaps}}$, при котором реализуется МБК в зоне с распуханием, удовлетворяющим условию $\tilde{S}_w \leq S_w < S_w^{\max}$.

1.5. **Результаты расчета** $\sigma_B(\tilde{S}_w)$. Для моделирования зависимости $\sigma_B(\tilde{S}_w)$ использовали уравнения и параметры, представленные в работах [5, 17]. В качестве объекта исследования рассматривался металл шва стали X18H10T. Сварка шва выполнена с использованием проволоки Св-04Х19Н1МЗ без последующей термообработки [5, 17]. Зависимости, описывающие прирост предела текучести шва при нейтронном облучении, получены на основании испытаний образцов, облученных в реакторе БОР-60 повреждающими дозами до 46 сна [5].

Диаграмма деформирования матрицы материала описывается уравнением вида [5]

$$\sigma_{eq}^m = \sigma_{0,2}^m + A(\bar{\epsilon}_{eq}^p)^n, \quad (21)$$

где $\sigma_{0,2}^m$ – предел текучести матрицы материала; A и n – параметры, характеризующие деформационное упрочнение.

В (21) зависимость $\sigma_{0,2}^m$ от температуры испытаний $T_{\text{исп}}$ и повреждающей дозы D для металла шва может быть рассчитана по формуле [5]

$$\sigma_{0,2}^m(T_{\text{исп}}, D) = \sigma_{0,2}^0(T_{\text{исп}}) + \Delta\sigma_{YG}(D), \quad (22)$$

где

$$\sigma_{0,2}^0(T_{\text{исп}}) = 255 + 420 \exp(-2,22 \cdot 10^{-3}(T_{\text{исп}} + 273)), \quad \text{МПа}, \quad (23)$$

$$\Delta\sigma_{YG}(D) = 498 \sqrt{1 - \exp(-0,3D)}, \quad \text{МПа}. \quad (24)$$

В (22) $\sigma_{0,2}^0$ – предел текучести металла шва в исходном состоянии; $\Delta\sigma_{YG}$ – приращение атермической (независящей от $T_{\text{исп}}$) части предела текучести.

Параметр A вычисляется согласно зависимости [5]

$$A(T_{\text{исп}}, D) = 734,4 - 0,77T_{\text{исп}} - 0,337\Delta\sigma_{YG}(D), \quad \text{МПа}, \quad (25)$$

параметр n – на основании значений $\sigma_{0,2}$ и σ_B^m по уравнениям, представленным в работе [5], значение σ_B^m – по формулам

$$\sigma_B^m(T_{исп}, D) = \sigma_B^0(T_{исп}) + \Delta\sigma_B(D), \quad (26)$$

где температурная зависимость предела прочности в исходном состоянии описывается уравнением

$$\sigma_B^0(T_{исп}) = 439 + 222 \exp(-9,74 \cdot 10^{-3} T_{исп}), \text{ МПа}, \quad (27)$$

приращение предела прочности при облучении –

$$\Delta\sigma_B(D) = 440 \sqrt{1 - \exp(-0,25D)}, \text{ МПа}. \quad (28)$$

Следует отметить, что уравнения (21)–(28) справедливы при $T_{исп} \leq T_{обл} \leq 450^\circ\text{C}$.

Как видно из (21)–(28), параметры диаграммы деформирования функционально зависят от D . Функциональная связь между распуханием и повреждающей дозой для стали типа X18H10T и ее металла шва описывается следующим уравнением [27]:

$$S_w = c_D D^n \exp(1 - r(T_{обл} - T_{\max})^2), \quad (29)$$

где $c_D = 1,035 \cdot 10^{-4}$; $n = 1,88$; $r = 1,825 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$; $T_{\max} = 470^\circ\text{C}$.

Полагая, что уравнение (29) описывает \tilde{S}_w , и, задавая $T_{обл}$, для каждого \tilde{S}_w получаем однозначным образом значение D , а с помощью уравнений (21)–(28) – параметры диаграммы деформирования.

В расчетах принимается $T_{исп} = T_{обл} = 450^\circ\text{C}$, $E = 150 \text{ ГПа}$, $\mu = 0,3$, $(S_w)_{inh} = 12\%$, $d_g = 100 \text{ мкм}$, $\alpha = 125$.

Величина r_Z , размер так называемой “зоны процесса”, в уравнении (18) оценивается следующим образом [28, 29].

По физическому смыслу зона Z – это зона, в которой происходит элементарный акт разрушения за счет объединения пор между собой или (и) с трещиной. Поэтому величина r_Z должна быть, по крайней мере, не меньше, чем расстояние между порами h . Значение h может быть вычислено по формуле

$$h = l_v - d_v, \quad (30)$$

где среднее расстояние между центрами пор

$$l_v = (\rho_v^{rad})^{-1/3}; \quad (31)$$

ρ_v^{rad} – концентрация вакансионных пор; d_v – средний диаметр вакансионных пор.

При одной и той же величине h поры большего диаметра, согласно принципу Сен-Венана, будут иметь большую зону влияния концентрации напряжений и деформаций. Поэтому для обеспечения одинаковой повреж-

даемости зоны Z при разных диаметрах пор величина r_Z должна уменьшаться с ростом d_v при $h = \text{const}$.

Примем зависимость r_Z от h и d_v в виде

$$r_Z = k \frac{h^3}{d_v^2}, \quad (32)$$

где k – численный коэффициент, обычно принимаемый от 1 до 8 [28–30].

Зависимость (32) была выбрана в таком виде, чтобы обеспечить следующие условия:

при распухании $\tilde{S}_w \geq (S_w)_{inh}$ значение r_Z по порядку величины соответствует расстоянию между вакансионными порами;

при малых распуханиях, когда влияние \tilde{S}_w на вязкость разрушения незначительное, r_Z по порядку величины соответствует расстоянию между деформационными порами, т.е. порами, зарождающимися в процессе деформирования на включениях, карбидах и других частицах.

В последнем случае, несмотря на то что концентрация вакансионных пор может быть выше концентрации деформационных, основной вклад в разрушение вносят деформационные поры, которые имеют значительно больший начальный размер. Поскольку формула (32) должна обеспечить адекватную оценку r_Z в широком диапазоне распухания, т.е. для случаев, когда вклад вакансионных пор доминирует, а также когда этот вклад мал, при малых распуханиях значение r_Z , оцененное по вакансионной пористости, должно быть сопоставимо с расстоянием между деформационными порами.

Оценим величину r_Z . Прежде всего рассмотрим величину ρ_v^{rad} в формуле (31). Согласно работам [31, 32] величина ρ_v^{rad} практически не изменяется при распухании \tilde{S}_w , лежащем в диапазоне от $\sim 1\%$ до $(S_w)_{inh}$. При $\tilde{S}_w > (S_w)_{inh}$ значение ρ_v^{rad} незначительно снижается. По всей видимости, уменьшение концентрации вакансионных пор за счет их объединения компенсируется зарождением новых вакансионных пор в процессе облучения. Согласно результатам, представленным в [31, 32], $\rho_v^{rad} \approx (2...4) \cdot 10^{12} \text{ мм}^{-3}$. Согласно [12, 14] $\rho_v^{rad} \approx 4,5 \cdot 10^{12} \text{ мм}^{-3}$, что соответствует предыдущей оценке. Принимая $\rho_v^{rad} = \text{const}$, средний диаметр вакансионных пор d_v может быть рассчитан по формуле, следующей из (3):

$$d_v = \left[\frac{\tilde{S}_w}{\rho_v^{rad} (1 + \tilde{S}_w)} \right]^{1/3}. \quad (33)$$

Таким образом, формулы (30)–(33) позволяют определить величину r_Z при различных значениях \tilde{S}_w , начиная с $\tilde{S}_w \geq 1\%$. Согласно представленным оценкам примем $\rho_v^{rad} = 3 \cdot 10^{12} \text{ мм}^{-3}$ и $k = 8$. Тогда при $\tilde{S}_w = 1\%$ имеем $r_Z = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ мм}$, что по порядку величины соответствует среднему расстоя-

нию между деформационными порами, которое согласно [8, 17] составляет порядка $5 \cdot 10^{-3}$ мм. При $\tilde{S}_w = 25\%$ получим $r_Z \approx 7,1 \cdot 10^{-5}$ мм, что соответствует расстоянию между вакансионными порами $l_v = 7,0 \cdot 10^{-5}$ мм.

На рис. 5 представлена расчетная зависимость $\sigma_B(\tilde{S}_w)$. Там же приведена зависимость $\sigma_B^m(1 - \bar{A}_\Sigma)$, описывающая потерю несущей способности образца. Как видно, при $\tilde{S}_w < 14\%$ предел прочности отвечает потере несущей способности образца. В этом случае разрушение наступает при более высоких напряжениях, чем напряжения, соответствующие образованию шейки. При $\tilde{S}_w > 14\%$ разрушение образца происходит до потери им несущей способности. При $\tilde{S}_w > 14\%$, т.е. при $\tilde{S}_w > (S_w)_{inh}$, начинается резкое снижение σ_B вплоть до $\tilde{S}_w \approx 24\%$. При $\tilde{S}_w > 24\%$ предел прочности σ_B уменьшается незначительно, оставаясь при этом на весьма низком уровне. Этот уровень совпадает с минимальным уровнем номинального напряжения $\sigma_{min}^{МБК}$, при котором реализуется МБК в случае наличия дисковидной трещины размером, равным диаметру зерна.

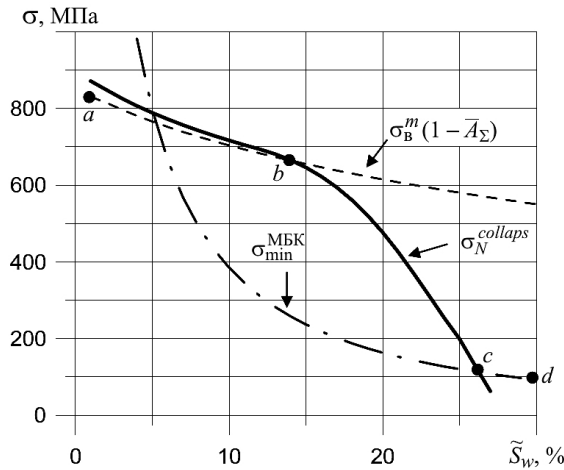


Рис. 5. Моделирование предела прочности материала σ_B (линия *abcd*) от распухания \tilde{S}_w : σ_B^m – предел прочности матрицы материала (материала без пор); $\sigma_N^{collaps}$ – напряжения, отвечающие разрушению первой ячейки; $\sigma_{min}^{МБК}$ – минимальный уровень напряжений, при котором реализуется механизм бегущего коллапса; $\sigma_B^m(1 - \bar{A}_\Sigma)$ – предел прочности материала, обусловленный только уменьшением нетто-сечения образца за счет зарождения и роста пор.

В общем расчетная зависимость $\sigma_B(\tilde{S}_w)$ качественно соответствует экспериментальным данным (см. рис. 1 и работы [1–4]), включая резкое снижение σ_B в узком диапазоне изменения распухания. Отметим, что при $\tilde{S}_w > 14\%$ предел прочности σ_B контролируется разрушением ячейки с максимальным распуханием, так как $\sigma_N^{collaps} > \sigma_{min}^{МБК}$, при $\tilde{S}_w > 24\%$ – МБК, поскольку $\sigma_N^{collaps} < \sigma_{min}^{МБК}$. Значение предела прочности образца, близкое к нулю (на рис. 1 темная точка), по-видимому, связано с наличием дефекта в образце.

2. Обсуждение результатов. Согласно выполненному анализу при $\tilde{S}_w > (S_w)_{inh}$ разрушение материала происходит по поровому вязкому механизму, однако оно имеет особенности, характерные для хрупкого разрушения. Так, после зарождения трещины, по размеру соответствующей зерну, ее развитие происходит нестабильно без увеличения нагрузки. Как отмечалось выше, для вязкого разрушения, обусловленного зарождением пор на включениях, их ростом и объединением, описанные особенности отсутствуют. Даже при трещинах гораздо больших размеров, чем диаметр зерна, их развитие происходит только при увеличении нагрузки и является стабильным. В чем же специфика вязкого разрушения облученного материала с порами? По нашему мнению, она связана с масштабным фактором, а именно: с размерами пор и расстояниями между ними. Рассмотрим размер зоны r_Z , где может произойти элементарный акт разрушения при объединении зародышевой трещины с порой. Согласно формулам (30)–(33) при $\tilde{S}_w = (S_w)_{inh}$ размер $r_Z = 3,6 \cdot 10^{-4}$ мм, а при классическом вязком разрушении $h \approx 3 \cdot 10^{-3}$ мм, $d \approx 2 \cdot 10^{-3}$ мм и $r_Z = 5,4 \cdot 10^{-2}$ мм. Величина $r_Z = 5,4 \cdot 10^{-2}$ мм по порядку величины соответствует значениям, полученным в [29]. Как видно, размер зоны r_Z различается в 150 раз.

Кроме того, критическая деформация $(\bar{\epsilon}_{eq}^p)^{collaps}$ значительно больше для классического вязкого механизма. Следовательно, $\sigma_{min}^{МКБ}$ для классического вязкого разрушения увеличится, по меньшей мере, более чем в 12 раз и составит более чем 2500 МПа. Данная величина намного превышает предел прочности аустенитных сталей как в исходном состоянии, так и в облученном [5]. В данных случаях МБК не может реализоваться.

Таким образом, именно масштаб порообразования при распухании практически на наноровне приводит к возможности вязкого разрушения материала при низких напряжениях (меньше предела текучести) со специфическими особенностями, характерными для хрупкого разрушения.

Еще один вопрос, требующий обсуждения, связан со следующими обстоятельствами. Как было показано в работах [32–34], распухание обуславливает частичное $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращение в аустенитных сталях типа X18N9 и X18N10T. При уровне распухания S_w больше некоторого критического $(S_w)_c$ $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращение приводит к возникновению в указанных аустенитных сталях хрупковязкого перехода [33, 34]. Например, при $S_w > (S_w)_c \approx 7\%$ при $T_{исп} = 20^\circ\text{C}$ цилиндрический образец при испытаниях на растяжение разрушается при пластической деформации, близкой к нулю. Разрушение происходит по межзеренному хрупкому или транскристаллитному квазихрупкому механизмам. Возникает вопрос, почему при $S_w \gg (S_w)_c$, например при $S_w > 20\%$, разрушение становится вязким по механизму роста и объединения пор, а не остается интеркристаллитным или квазихрупким. Возможными причинами вязкого разрушения материала при высоком уровне распухания могут быть следующие.

Во-первых, испытания обычно проводят при $T_{исп} = T_{обл}$. Для того чтобы получить высокие значения распухания, $T_{обл}$ должна быть близка к

температуре 470°C (рассматриваются стали X18N9 и X18N10T) [27]. Поэтому при исследуемых условиях $T_{исп}$ будет выше температуры хрупковязкого перехода.

Во-вторых, при высоких уровнях \tilde{S}_w значение σ_B меньше напряжений, необходимых для зарождения и развития микротрещин скола. Например, при $\tilde{S}_w = 20...30\%$ предел прочности σ_B варьируется от 100 до 400 МПа (рис. 1), а разрушающее напряжение σ_f при хрупком разрушении ≈ 900 МПа. Поэтому вязкое разрушение произойдет до того как напряжение достигнет уровня, достаточного для реализации хрупкого.

В-третьих, необходимым условием транскристаллитного хрупкого разрушения является зарождение микротрещины скола, для которой удовлетворяются условия Гриффитса. Минимальный размер такой зародышевой микротрещины d составляет ~ 100 нм [8]. Для $\tilde{S}_w = 20\%$ и $d = 40$ нм согласно формуле (3) имеем $l - d \approx 33$ нм. Как видно, минимальный размер зародышевой трещины больше, чем расстояние между порами. Поэтому микротрещина скола не может зародиться и привести к хрупкому разрушению.

Выводы

1. Показано, что экспериментально наблюдаемые основные закономерности влияния радиационного распухания на предел прочности аустенитных сталей не могут быть объяснены с позиций существующих моделей.

2. Установлено, что причиной вязкого разрушения материала при низких напряжениях (меньше предела текучести) и резкого снижения предела прочности являются два фактора:

1) возникновение неоднородной пористости, обусловленное процессом объединения пор при некотором уровне распухания, равном $(S_w)_{inh}$;

2) наноразмерный масштаб вакансионной пористости (размер пор, расстояние между ними), приводящий к возможному вязкому разрушению, когда нагружение материала происходит в зоне с очень малыми размерами ($\sim 80...400$ нм), значительно меньшими, чем размер зерна.

3. Вязкое разрушение в зонах с малыми размерами обеспечивает возможность развития нестабильной трещины при низких напряжениях по механизму, названному механизмом бегущего коллапса.

4. Проведено расчетное моделирование влияния радиационного распухания на предел прочности аустенитной стали. Расчетные результаты достаточно хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными.

Резюме

Запропоновано механізм, пояснюючий різке зменшення границі міцності аустенітних сталей за високих значень радіаційного розпухання. Розроблено фізико-механічну модель, яка дозволяє описати різке зменшення границі міцності. Модель базується на аналізі в'язкого руйнування матеріалу з урахуванням вакансійної пористості та механізмі, введеному і названому авторами "механізмом біжучого колапсу".

1. *Neustroev V. S. and Garner F. A.* Very high swelling and embrittlement observed in a Fe-18Cr-10Ni-Ti hexagonal fuel wrapper irradiated in the BOR-60 fast reactor // *Fusion Materials*. – Volume 43. Semiannual Progress Report for Period Ending December 31, 2007. – P. 109 – 122.
2. *Неустроев В. С., Голованов В. Н., Шамардин В. К.* Вызванное распуханием охрупчивание облученных нейтронами аустенитных сталей // *Вопр. атом. науки и техники*. – 2007. – № 2. – С. 119 – 124.
3. *Козлов А. В., Портных И. А., Брюшкова С. В., Кинев Е. А.* Влияние вакансионной пористости на прочностные характеристики аустенитной стали ЧС-68 // *Физика металлов и металловедение*. – 2003. – **95**, № 4. – С. 87 – 97.
4. *Козлов А. В., Щербаков Е. Н., Коростин О. С. и др.* Механизмы влияния высокодозного нейтронного облучения на физико-механические свойства аустенитных сталей // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. Материаловедение и новые материалы*. – 2004. – Вып. 2 (63). – С. 283 – 290.
5. *Сорокин А. А., Марголин Б. З., Курсевич И. П. и др.* Влияние нейтронного облучения на механические свойства материалов внутрикорпусных устройств реакторов типа ВВЭР // *Вопр. материаловедения*. – 2011. – № 2 (66). – С. 131 – 152.
6. *Scher M. and Zallen R.* Critical density in percolation processes // *J. Chem. Phys.* – 1970. – **53**. – P. 3759 – 3766.
7. *Kurkijarvi J.* Conductivity in random systems. II. Finite-size-systems percolation // *Phys. Rev.* – 1974. – **B9**. – P. 770.
8. *Карзов Г. П., Марголин Б. З., Швецова В. А.* Физико-механическое моделирование процессов разрушения. – СПб.: Политехника, 1993. – 391 с.
9. *Weibull W. A.* A statistical theory of the strength of materials // *Proc. Roy. Swedish Inst. Eng. Res.* – 1939. – **151**. – P. 5 – 45.
10. *Beremin F. M.* A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel // *Met. Trans.* – 1983. – **14A**. – P. 2277 – 2287.
11. *Margolin B. Z., Shvetsova V. A., Gulenko A. G., and Kostylev V. I.* Application of a new cleavage fracture criterion for fracture toughness prediction for RPV steels // *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.* – 2006. – **29**. – P. 697 – 713.
12. *Козлов А. В., Портных И. А.* Условия достижения стадии стационарного радиационного распухания // *Физика металлов и металловедение*. – 2007. – **103**, № 1. – С. 108 – 112.
13. *Kozlov A. V. and Portnykh I. A.* Dependence of steady-state radiation swelling rate of 10.1C-16Cr-15Ni-2Mo-2Mn-Ti-Si austenitic steel on dpa rate and irradiation temperature // *J. Nucl. Mater.* – 2009. – **386-388**. – P. 147 – 151.
14. *Козлов А. В., Портных И. А.* Связь скорости радиационного распухания с ростом и коалесценцией радиационных пор // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. Материаловедение и новые материалы*. – 2008. – № 2 (71). – С. 3 – 13.

15. *Margolin B. Z., Karzov G. P., Shvetsova V. A., and Kostylev V. I.* Modeling for transcrystalline and intercrystalline fracture by void nucleation and growth // *Fatigue Fract. Eng. Struct.* – 1998. – **21**. – P. 123 – 137.
16. *Малинин Н. Н.* Прикладная теория пластичности и ползучести. – М.: Машиноведение, 1975. – 400 с.
17. *Марголин Б. З., Сорокин А. А.* Прогнозирование влияния нейтронного облучения на характеристики вязкого разрушения аустенитных сталей // *Вопр. материаловедения.* – 2012. – № 1 (69). – С. 126 – 147.
18. *Марголин Б. З., Фоменко В. Н., Сорокин А. А.* Анализ условий развития трещины в элементах внутрикорпусных устройств реакторов, подверженных интенсивному нейтронному облучению // *Там же.* – 2009. – № 2 (58). – С. 112 – 126.
19. *Хеллан К.* Введение в механику разрушения: Пер. с англ. – М.: Мир, 1988. – 364 с.
20. *Концентрация напряжений* / Под ред. Г. Нейбера: Пер. с нем. – М.; Л.: Гостехиздат, 1947. – 204 с.
21. *Margolin B. Z., Gulenko A. G., and Shvetsova V. A.* Improved probabilistic model for fracture toughness prediction for nuclear pressure vessel steels // *Int. J. Press. Vess. Piping.* – 1998. – **75**. – P. 843 – 855.
22. *Тимошенко С. П., Гудьер Дж.* Теория упругости. – М.: Наука, 1978. – 575 с.
23. *Справочник по коэффициентам интенсивности напряжений.* В 2 т. Т. 2 / Под ред. Ю. Мураками: Пер. с англ. – М.: Мир, 1990. – 1016 с.
24. *Nilsson K.-F., Taylor N., Minnebo P., et al.* Structural features tests – embedded and surface flaws // *Proc. Int. Seminar “Transferability of Fracture Toughness Data for Integrity of Ferritic Steel Components”* (Nov. 17–18, 2004, Petten, Netherlands). – 2004. – P. 108 – 124.
25. *Bridgman P. W.* *Studies in Large Plastic Flow and Fracture with Special Emphasis on the Effects of Hydrostatic Pressure.* – New York: McGraw-Hill, 1952. – 362 p.
26. *Разрушение.* В 7 т. / Под ред. Г. Либовица. Т. 3. Инженерные основы и воздействие внешней среды. – М.: Мир, 1976. – 798 с.
27. *Васина Н. К., Марголин Б. З., Гуленко А. Г., Куревич И. П.* Радиационное набухание аустенитных сталей: влияние различных факторов. Обработка экспериментальных данных и формулировка определяющих уравнений // *Вопр. материаловедения.* – 2006. – № 4 (48). – С. 69 – 88.
28. *Основы механики разрушения* / Под ред. Дж. Ф. Нотта: Пер. с англ. – М.: Металлургия, 1978. – 256 с.
29. *Margolin B. Z., Kostylev V. I., Ilyin A. V., and Minkin A. I.* Simulation of J_R -curves for reactor pressure vessels steels on the basis of a ductile fracture model // *Int. J. Press. Vess. Piping.* – 2001. – **78**. – P. 715 – 725.
30. *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, 1970. – P. 641 – 672.

31. *Воеводин В. Н., Неклюдов И. М.* Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов. – Киев: Наук. думка, 2006. – 376 с.
32. *Porter D. L.* Ferrite formation in neutron-irradiated type 304L stainless steel // *J. Nucl. Mater.* – 1979. – **79**, No. 2. – P. 406 – 411.
33. *Марголин Б. З., Курсевич И. П., Сорокин А. А. и др.* К вопросу о радиационном набухании и радиационном охрупчивании аустенитных сталей. Ч. I. Экспериментальные результаты // *Вопр. материаловедения.* – 2009. – № 2 (58). – С. 89 – 98.
34. *Марголин Б. З., Курсевич И. П., Сорокин А. А. и др.* К вопросу о радиационном набухании и радиационном охрупчивании аустенитных сталей. Ч. II. Физические и механические закономерности охрупчивания // *Там же.* – С. 99 – 111.

Поступила 17. 04. 2012