

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

УДК 539.3

Физико-механическая модель вязкого разрушения облученных аустенитных сталей

Б. З. Марголин, А. А. Сорокин

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

Сформулированы уравнения, описывающие зарождение и рост пор при деформировании облученных аустенитных сталей в условиях различной жесткости напряженного состояния. Предложены критерии разрушения материала вследствие объединения пор по механизму пластической неустойчивости материала с порами или по каналному механизму – срезу перемычек между порами. В уравнениях учитываются две популяции пор: деформационные, возникающие в процессе деформирования материала, и вакансионные, которые возникают при облучении материала и приводят к радиационному набуханию. Выполнено моделирование влияния различных факторов (температура испытаний, доза нейтронного облучения, жесткость напряженного состояния, радиационное набухание) на пластичность и трещиностойкость материала. Проведено сравнение расчетных результатов с экспериментальными. Определено влияние жесткости напряженного состояния на пластичность облученного материала. Обнаружена связь параметров деформационного упрочнения с пластичностью и трещиностойкостью материала.

Ключевые слова: модель вязкого разрушения, критическая деформация, трещиностойкость, набухание, жесткость напряженного состояния, аустенитная сталь, нейтронное облучение.

Введение. Как известно, нейтронное облучение приводит к повышению прочности и снижению пластичности аустенитных сталей. Так, предел текучести аустенитной стали типа X18H10T может возрастать более чем в три раза, предел прочности – более чем в два [1, 2].

Следует отметить резкое падение равномерной деформации под воздействием нейтронного облучения: с десятков процентов для образцов в исходном состоянии до величин меньше процента для образцов, облученных повреждающей дозой больше 5 сна [1, 2]. В то же время пластичность при вязком разрушении материала, характеризуемая относительным сужением в момент разрушения (Z), снижается незначительно. Согласно экспериментальным данным [2] деформация при разрушении гладких цилиндрических образцов $\varepsilon_f = -\ln(1 - Z)$ уменьшается по сравнению с таковой образцов в исходном состоянии примерно в 1,5–2 раза при повреждающей дозе $D = 25$ сна. С дальнейшим увеличением повреждающей дозы снижения ε_f практически не происходит.

В отличие от относительно небольшого падения ε_f , трещиностойкость аустенитных сталей под влиянием облучения снижается существенно. Так, при повреждающей дозе нейтронного облучения $D = 15 \dots 20$ сна критическое значение J -интеграла J_c уменьшается примерно в 5–6 раз по сравнению с таковым материала в исходном состоянии [3].

Заметим, что приведенные результаты снижения ε_f и J_c от повреждающей дозы нейтронного облучения имеют место при выполнении следующих условий: отсутствие в процессе облучения $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращения, приводящего к возникновению хрупковязкого перехода [4, 5], и отсутствие значительного радиационного распухания. Уменьшение ε_f и J_c при распухании происходит за счет развития радиационных пор в процессе деформирования наряду с развитием пор, зарождающихся на частицах второй фазы. При реализации $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращения [4, 5] и (или) наличии распухания снижение ε_f и J_c может быть значительнее.

Большее снижение J_c при облучении по сравнению с ε_f свидетельствует о сильном влиянии жесткости напряженного состояния (ЖНС) на зависимость $\varepsilon_f(D)$. Под ЖНС будем понимать параметры, характеризующие степень превышения нормальными напряжениями девиаторных компонентов напряжений или их инвариантов.

В действительности, учитывая приближенные зависимости $\delta \sim J/\sigma_{flow}$ [6] (δ – раскрытие трещины) и $\varepsilon^p \sim \delta/r$ (r – расстояние от вершины трещины) значение J_c при вязком разрушении может быть представлено в виде, подобном предложенному в [7]:

$$J_c = \eta \sigma_{flow} r_f \varepsilon_{f_crack}, \quad (1)$$

где J_c – критическое значение J -интеграла; r_f – характеристический размер зоны процесса; ε_{f_crack} – деформация разрушения материала у вершины трещины, определенная с учетом характерной для трещины ЖНС; η – некоторый численный коэффициент; σ_{flow} – так называемое напряжение течения (flow strength), определяемое согласно стандарту [8] по формуле

$$\sigma_{flow} = \frac{\sigma_{0,2} + \sigma_B}{2} \quad (2)$$

($\sigma_{0,2}$ – предел текучести материала; σ_B – предел прочности материала).

Предположим, что жесткость напряженного состояния влияет на ε_f одинаково при различной величине D . Тогда можно записать, что $\varepsilon_{f_crack} = \text{const} \cdot \varepsilon_f$. Учитывая, что при $D = 25$ сна ε_f снижается в 2 раза, а σ_{flow} увеличивается примерно в 2,5 раза [2], получаем, что J_c согласно (1) возрастает в 1,25 раза. Реальное значение J_c снижается более чем в пять–шесть раз. Следовательно, влияние ЖНС на ε_f увеличивается с возрастанием степени облучения материала. В связи с изложенным цель настоящей работы заключается в разработке физико-механической модели, позволяющей прогнозировать изменение пластичности материала от повреждающей дозы для различного напряженного состояния, а также влияние облучения и радиационного распухания на трещиностойкость материала.

1. Основные положения физико-механической модели вязкого разрушения. В работах [9, 10] представлена ранее разработанная модель вязкого разрушения. Поскольку предлагаемая ниже модель является ее развитием, целесообразно кратко изложить основные положения “старой” модели, а также предпосылки для ее развития.

1.1. Основные положения “старой” модели:

а) разрушение происходит по механизму зарождения, роста и объединения пор;

б) поликристаллический материал представляется как совокупность элементарных ячеек в виде кубов с однородными свойствами материала. Размер элементарной ячейки принимается не меньшим, чем размер зерна;

в) зарождение пор контролируется пластической деформацией и описывается уравнением

$$\rho = \rho_f [1 - \exp(-A(\bar{\varepsilon}_{eq}^p - (\bar{\varepsilon}_{eq}^p)_{th}))], \quad (3)$$

где ρ – концентрация пор в ячейке при деформировании; ρ_f – максимально возможная концентрация мест зарождения пор; A – численный параметр; $\bar{\varepsilon}_{eq}^p$ – параметр Одквиста (длина пути деформирования), $\bar{\varepsilon}_{eq}^p = \int d\varepsilon_{eq}^p$; $d\varepsilon_{eq}^p$ – интенсивность приращения пластической деформации [11]; $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)_{th}$ – деформация, меньше которой зарождения пор не происходит;

г) рост поры описывается уравнением Хуанга [12]

$$\frac{dV_{void}}{V_{void}} = 3\alpha d\bar{\varepsilon}_{eq}^p, \quad (4)$$

где

$$\alpha = 0,427 \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right)^k \exp \left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \right); \quad (5)$$

$$k = \begin{cases} 0,25 & \text{при } \sigma_m / \sigma_{eq} \leq 1; \\ 0 & \text{при } \sigma_m / \sigma_{eq} > 1. \end{cases} \quad (6)$$

В (5) и (6) ЖНС характеризуется отношением σ_m / σ_{eq} (σ_m – гидростатическая компонента напряжений, σ_{eq} – интенсивность напряжений);

д) в качестве критерия разрушения используется критерий пластического коллапса элементарной ячейки или, другими словами, критерий пластической неустойчивости:

$$\frac{dF_{eq}}{d(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)} = 0, \quad (7)$$

где $F_{eq} = \sigma_{eq}(1 - \bar{A}_{\Sigma})$; σ_{eq} – интенсивность напряжений, отнесенных к матрице материала (за вычетом пор); \bar{A}_{Σ} – относительная площадь пор, т.е. площадь сечения пор, отнесенная к единице площади сечения элементарной ячейки с порами. Следует отметить, что при анализе условия (7) жесткость напряженного состояния принимается неизменной [9].

1.2. **Мотивация для развития “старой” модели.** Как следует из подраздела 1.1, в “старой” модели процесс зарождения пор контролируется только накопленной пластической деформацией материала, в то время как в общем случае зарождение несплошности (пор, микротрещин) – как напряжениями, так и пластической деформацией [9, 13, 14]. В работе [13] было предложено экспериментально обоснованное уравнение, описывающее зарождение пор на частицах второй фазы. Условие зарождения пор имеет вид

$$\sigma_1 + k\sigma_{eff} = \sigma_d, \quad (8)$$

где σ_1 – максимальные главные напряжения; σ_{eff} – эффективное напряжение, $\sigma_{eff} = \sigma_{eq} - \sigma_{0,2}$; σ_d – локальная прочность связи матрица–включение, или прочность включения.

В работах [14, 15] на основании анализа напряжений у дислокационного скопления было получено уравнение для описания зарождения микротрещин скола в виде, подобном (8):

$$\sigma_{nuc} \equiv \sigma_1 + m_{T\epsilon}\sigma_{eff} = \sigma_d, \quad (9)$$

где σ_{nuc} – напряжение, контролирующее зарождение микротрещины; $m_{T\epsilon}$ – параметр, зависящий от температуры и пластической деформации.

Ранее [15, 16] показано, что σ_d является стохастической величиной, ее распределение может быть описано функцией Вейбулла.

Согласно выполненным исследованиям [14–16] для материалов в исходном и слабоохрупченном состояниях вклад $m_{T\epsilon}\sigma_{eff}$ в σ_{nuc} превалирует над σ_1 .

Учитывая, что σ_{eff} зависит только от пластической деформации, зарождение микротрещин для указанных случаев также зависит в основном от пластической деформации и слабочувствительно к напряжениям. Поскольку механизмы зарождения микротрещин и пор принципиально не различаются (особенности зарождения микротрещин скола определены в работах [17, 18]), зарождение пор для материалов в исходном и слабоохрупченном состояниях может быть описано уравнением (3).

Под действием интенсивного нейтронного облучения происходит значительное увеличение $\sigma_{0,2}$, а значит, и σ_1 при упругопластическом деформировании материала. Кроме того, облучение приводит к снижению σ_d . Физические механизмы такого снижения изучены ранее [18–20]. Увеличение σ_1 приводит к тому, что вклад σ_1 в σ_{nuc} становится значимым по сравнению с членом $m_{T\epsilon}\sigma_{eff}$.

Следовательно, при описании зарождения пор в сильноупрочненных и сильноохрупченных материалах необходимо учитывать влияние как пластической деформации, так и напряжений.

Другим аспектом, требующим развития модели, является существенное изменение диаграммы деформирования облученного материала. В процессе сильного нейтронного облучения аустенитных сталей значительно повышается предел текучести и снижается деформационное упрочнение, что приводит к резкому уменьшению равномерной деформации, отвечающей потере несущей способности образца при растяжении.

Низкое деформационное упрочнение материала в ряде случаев обуславливает локализацию деформации в узких областях. Такой процесс деформирования называется канальным (channel deformation), а разрушение по “каналам” деформации – channel fracture [21–23]. При реализации деформирования по канальному механизму и при низкой ЖНС разрушение может наступить в результате среза перемычек между порами раньше, чем будет выполнено условие (7).

Таким образом, при формулировке критерия разрушения для облученных аустенитных сталей кроме критерия (7) должен быть введен дополнительный критерий, описывающий возможность разрушения по механизму channel fracture.

Еще один аспект, требующий развития модели, – наличие вакансионных пор, приводящих к набуханию материала. Поры возникают в процессе облучения аустенитных сталей даже при отсутствии нагружения [24, 25]. Впоследствии при деформировании облученного материала вакансионные поры растут одновременно с порами, зародившимися в процессе деформирования материала. В результате деформация разрушения уменьшается с увеличением радиационного набухания. Таким образом, в “новой” модели должны быть учтены две популяции пор: вакансионные и зарождающиеся при деформировании материала.

1.3. Основные положения “новой” модели.

1. В новой модели рассматривается развитие двух популяций пор: вакансионных, обуславливающих набухание, и пор, зарождающихся в процессе деформирования материала.

2. Зарождение пор при деформировании материала контролируется напряжением зарождения σ_{nuc} .

Скорость изменения объемной концентрации пор $d\rho_v^{def}/d\sigma_{nuc}$ представим в виде

$$\frac{d\rho_v^{def}}{d\sigma_{nuc}} = \frac{\rho_v^{\max} - \rho_v^{def}}{\sigma_d}, \quad (10)$$

где ρ_v^{def} – количество пор, зародившихся при деформировании в единице объема матрицы материала; ρ_v^{\max} – максимальная объемная концентрация мест зарождения пор.

Интегрируя уравнение (10) и принимая, что поры начинают зарождаться только при напряжениях $\sigma_{nuc} \geq \sigma_{nuc}^{th}$, получаем

$$\rho_v^{def} = \begin{cases} 0 & \text{при } \sigma_{nuc} < \sigma_{nuc}^{th}; \\ \rho_v^{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{\sigma_{nuc} - \sigma_{nuc}^{th}}{\sigma_d}\right) \right] & \text{при } \sigma_{nuc} \geq \sigma_{nuc}^{th}. \end{cases} \quad (11)$$

Поскольку в процессе деформирования объем матрицы материала не изменяется, при одном и том же значении σ_{nuc} концентрация пор ρ_v будет одинаковой при различном соотношении компонент пластической деформации.

Из уравнений (8) и (9) следует, что с повышением повреждающей дозы D будет увеличиваться σ_{nuc} за счет роста $\sigma_{0,2}$ и соответственно σ_1 . Согласно данным [18, 19] с увеличением дозы D уменьшается σ_d . Тогда из уравнения (11) следует, что облучение приводит к увеличению концентрации пор. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными. В работе [26] показано, что концентрация ямок на поверхности образца в облученном состоянии выше, чем в исходном.

3. При анализе роста вакансионных пор и пор, зародившихся в процессе деформирования, используется уравнение Хуанга (4), модифицированное в настоящей работе. Отметим, что уравнение (4) справедливо для одиночной поры в бесконечном теле. В случае если расстояние между порами сопоставимо с их размером, скорость роста пор увеличивается за счет дополнительной концентрации деформации вблизи них. Для описания роста пор в условиях их взаимодействия предлагается ввести дополнительный множитель в уравнение (4) в виде $1/(1-f)$ (f – пористость материала):

$$f = V_{\Sigma}/(V + V_{\Sigma}), \quad (12)$$

где V_{Σ} – суммарный объем пор в матрице материала объемом V .

Тогда модифицированное уравнение Хуанга представляется в виде

$$\frac{dV_{void}}{V_{void}} = \frac{3\alpha}{1-f} d\bar{\varepsilon}_{eq}^p. \quad (13)$$

4. Разрушение элементарной ячейки происходит при $\bar{\varepsilon}_{eq}^p = \varepsilon_f$, рассчитываемой из условия

$$\varepsilon_f = \min((\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{collaps}, (\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{shear}), \quad (14)$$

где $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{collaps}$ – накопленная деформация, отвечающая выполнению условия (7); $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{shear}$ – накопленная деформация, при которой разрушение материала происходит за счет среза перемычек между порами. Такой вид разрушения называют канальным [21–23].

Заметим, что с увеличением жесткости напряженного состояния $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{collaps}$ уменьшается, поэтому при деформировании в условиях жесткости, соответствующей напряженному состоянию в шейке цилиндрического образца при растяжении или более высокой степени жесткости, по всей видимости, $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{collaps} < (\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{shear}$. При этом разрушение будет определяться деформацией $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{collaps}$.

При деформациях, близких к чистому сдвигу, рост пор затруднен. Повреждение в основном накапливается вследствие зарождения и развития микротрещин в полосах скольжения, например у границ наклона между зернами [27], или по механизму Гилмана–Рожанского [28]. Поэтому разрушение будет контролироваться параметром $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{shear}$, а $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{collaps}$, относящийся к условиям нестабильного развития пор, будет значительно большим, чем $(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^{shear}$.

1.4. **Расчет относительной площади пор.** Для определения ε_f согласно (7) необходимо знать относительную площадь пор в элементарной ячейке \bar{A}_Σ . Настоящий раздел посвящен определению \bar{A}_Σ .

В общем случае α в уравнении (13) зависит от $\bar{\varepsilon}_{eq}^p$ и не зависит от объема поры. Тогда данное уравнение можно представить в виде

$$d\bar{V}_\Sigma = \frac{3\alpha}{1-f} \bar{V}_\Sigma d\bar{\varepsilon}_{eq}^p, \quad (15)$$

где $\bar{V}_\Sigma = V_\Sigma/V$.

Увеличение объема вакансионных и деформационных пор может быть рассчитано по уравнению

$$d\bar{V}_\Sigma = \frac{3\alpha}{1-f} \bar{V}_\Sigma d\bar{\varepsilon}_{eq}^p + V_{nuc}^{def} [\rho_v^{def} (\bar{\varepsilon}_{eq}^p + d\bar{\varepsilon}_{eq}^p) - \rho_v^{def} (\bar{\varepsilon}_{eq}^p)], \quad (16)$$

где V_{nuc}^{def} – объем зародышевой деформационной поры.

При интегрировании уравнения (16) начальное условие формулируется в виде

$$(\bar{V}_\Sigma)_0 = S_w + V_{nuc}^{def} [\rho_v^{def} (\bar{\varepsilon}_{eq}^p = 0)], \quad (17)$$

где $(\bar{V}_\Sigma)_0$ – величина относительного объема пор при $\bar{\varepsilon}_{eq}^p = 0$; S_w – распухание материала.

Среднюю площадь поры определим как

$$A_{void} = \left(\frac{\bar{V}_\Sigma}{\rho_v^{def} + \rho_v^{rad}} \right)^{2/3}, \quad (18)$$

где ρ_v^{rad} – концентрация вакансионных пор.

Учитывая, что суммарная площадь пор на единицу площади матрицы материала рассчитывается по формуле

$$\bar{A}_\Sigma^* = A_{void} (\rho_v^{def} + \rho_v^{rad})^{2/3}, \quad (19)$$

получаем

$$\bar{A}_\Sigma^* = \bar{V}_\Sigma^{2/3}. \quad (20)$$

За счет вакансионных и деформационных пор объем элементарной ячейки увеличивается в $(1 + \bar{V}_\Sigma)$ раз. Тогда площадь пор, отнесенная к площади поперечного сечения элементарной ячейки, объем которой увеличился в $(1 + \bar{V}_\Sigma)$ раз, может быть вычислена по формуле

$$\bar{A}_\Sigma = \bar{A}_\Sigma^* \left(\frac{1}{1 + \bar{V}_\Sigma} \right)^{2/3}. \quad (21)$$

С учетом (20) и (21) получим

$$\bar{A}_\Sigma = \left(\frac{\bar{V}_\Sigma}{1 + \bar{V}_\Sigma} \right)^{2/3}. \quad (22)$$

2. Моделирование разрушения при различных условиях облучения и испытания материала.

2.1. **Исследуемый материал.** В качестве объекта для моделирования выбран металл шва сварного соединения стали 08X18H10T в исходном и облученном состояниях. Сварка шва выполнена с использованием проволоки Св-04X19H11МЗ без последующей термообработки.

Образцы из металла шва подвергали облучению в реакторе БОР-60 повреждающими дозами от 6–7 до 46 сна (облучение до ~ 7 сна заняло 116,5 эф. сут., до ~ 27 сна – 345,2 эф. сут., до 40...46 сна – 571,0 эф. сут.) при температуре $T_{\text{обл}} = 320...340^\circ\text{C}$. Выбор для исследования металла шва, а не сталей типа X18H9 и X18H10T, широко используемых в атомной энергетике для изготовления элементов, подвергающихся сильному облучению, обусловлен следующими обстоятельствами.

В общем случае при вязком разрушении зависимость ε_f от температуры испытаний $T_{\text{исп}}$ является монотонно убывающей (по крайней мере, при $T_{\text{исп}} \geq 20^\circ\text{C}$) [2, 4, 9]. Для рассматриваемого металла шва общая тенденция $\varepsilon_f(T_{\text{исп}})$ также соответствует основным закономерностям вязкого разрушения ($\varepsilon_f(T_{\text{исп}})$ – монотонно убывающая зависимость), однако, как видно из рис. 1, локально наблюдается немонотонность данной зависимости. Использование таких экспериментальных результатов для калибровки модели позволит выяснить, возможно ли описать с ее помощью локальную немонотонность свойств материала, а также выявить, какие свойства материала связаны с локальной немонотонностью $\varepsilon_f(T_{\text{исп}})$.

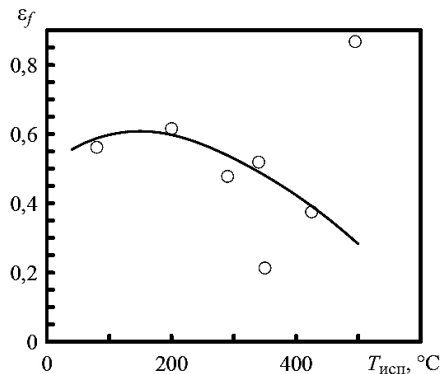


Рис. 1. Температурная зависимость критической деформации металла шва, облученного повреждающей дозой $D = 46$ сна при $T_{\text{обл}} = 320...340^\circ\text{C}$: точки – экспериментальные данные; линия – прогноз по модели $\varepsilon_f^{\text{calc}}(T_{\text{исп}})$.

Еще одним аргументом в пользу использования металла шва является большая чувствительность к облучению параметров ε_f и J_c по сравнению с основным металлом.

При расчете по модели в качестве первого приближения будем рассматривать условие разрушения (7) вместо (14).

2.2. **Диаграмма деформирования.** При расчетах механические характеристики исследуемого металла шва определяли по формулам, приведенным в работе [2].

Диаграмма деформирования аппроксимировалась уравнением вида [1, 2]

$$\sigma_{eq} = \sigma_{0,2} + A(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)^n, \quad (23)$$

где A и n – параметры, характеризующие деформационное упрочнение.

Зависимость $\sigma_{0,2}(T_{исп}, D)$ для исследуемого металла шва может быть рассчитана по формуле [2]

$$\sigma_{0,2}(T_{исп}, D) = \sigma_{0,2}^0(T_{исп}) + \Delta\sigma_{YG}(D), \quad (24)$$

где

$$\sigma_{0,2}^0(T_{исп}) = 255 + 420 \exp(-2,22 \cdot 10^{-3}(T_{исп} + 273)), \quad \text{МПа}; \quad (25)$$

$$\Delta\sigma_{YG}(D) = 498 \sqrt{1 - \exp(-0,3D)}, \quad \text{МПа}. \quad (26)$$

В (24) $\sigma_{0,2}^0$ – предел текучести металла шва в исходном состоянии; $\Delta\sigma_{YG}$ – приращение атермической (независящей от $T_{исп}$) части предела текучести.

Следует отметить, что для стали 08X18H10T, в отличие от металла шва, температурная зависимость предела текучести под облучением меняет форму вследствие происходящих структурно-фазовых изменений. Это приводит к тому, что температурно-дозовая зависимость предела текучести стали 08X18H10T описывается более сложной функцией, чем (24) [2]. Это также способствовало выбору металла шва в качестве объекта для моделирования.

Параметр A , согласно [1, 2], линейно зависит от температуры испытаний и приращения предела текучести, равного для металла шва приращению атермической части предела текучести $\Delta\sigma_{0,2} = \Delta\sigma_{YG}$. Данная зависимость для исследуемого металла шва может быть рассчитана по формуле [2]

$$A(T_{исп}, D) = 734,4 - 0,77T_{исп} - 0,337\Delta\sigma_{0,2}(D), \quad \text{МПа}. \quad (27)$$

Параметр n , согласно [2], рассчитывается на основании известных значений A , $\sigma_{0,2}$ и предела прочности σ_B путем совместного решения уравнений:

$$n = \frac{\varepsilon_B^{calc}}{1 - \frac{\sigma_{0,2}}{\sigma_B \exp(\varepsilon_B^{calc})}}; \quad (28)$$

$$A = \frac{\sigma_{0,2}}{(\varepsilon_B^{calc})^{n-1} (n - \varepsilon_B^{calc})}, \quad (29)$$

где ε_B^{calc} – расчетное значение пластической деформации, при которой происходит потеря несущей способности.

Температурно-дозовая зависимость предела прочности для исследуемого металла шва при этом рассчитывается из уравнения [1, 2]

$$\sigma_B(T_{исп}, D) = \sigma_B^0(T_{исп}) + \Delta\sigma_B(D), \quad (30)$$

где температурная зависимость предела прочности в исходном состоянии описывается уравнением

$$\sigma_B^0(T_{исп}) = 439 + 222 \exp(-9,74 \cdot 10^{-3} T_{исп}), \quad \text{МПа}, \quad (31)$$

а приращение предела прочности при облучении –

$$\Delta\sigma_B(D) = 440 \sqrt{1 - \exp(-0,25D)}, \quad \text{МПа}. \quad (32)$$

Как показано в [2], параметры диаграммы деформирования ($\sigma_{0,2}$, A и n) не зависят от температуры облучения (по крайней мере, в диапазоне $T_{обл} = 320 \dots 450^\circ\text{C}$), если учитывать снижение напряжений за счет радиационного набухания. Исходя из этого в дальнейших расчетах принимается, что для матрицы материала (для материала за вычетом как вакансионных, так и деформационных пор) при $T_{обл} = 320 \dots 450^\circ\text{C}$ параметры диаграммы деформирования, описываемой уравнением (23), инвариантны к $T_{обл}$.

2.3. Анализ влияния температуры испытаний. Рассматривается облученный до 46 сна при $T_{обл} = 320 \dots 340^\circ\text{C}$ металл шва, испытанный в диапазоне температур $80 \dots 495^\circ\text{C}$. Температура $T_{исп} = 20^\circ\text{C}$ была исключена из рассмотрения вследствие мартенситного превращения при деформировании облученного материала, которое приводит к аномальному виду диаграммы деформирования: в некотором диапазоне значений $\bar{\varepsilon}_{eq}^P$ зависимость $\frac{d\sigma}{d\bar{\varepsilon}_{eq}^P}(\bar{\varepsilon}_{eq}^P)$

является монотонно возрастающей.

Параметры модели выбирали из следующих соображений:

1) значения $\sigma_{0,2}$, A и n для различных температур $T_{исп}$ определяли согласно уравнениям (23)–(32). Деформационное упрочнение металла шва, испытанного при различных температурах, представлено на рис. 2;

2) поскольку температура облучения $T_{обл}$ не превышала 340°C , а повреждающая доза – 46 сна, радиационное набухание при таких условиях близко к нулю. Поэтому при моделировании разрушения при указанном режиме облучения влиянием вакансионных пор на ε_f пренебрегали;

3) параметр $m_{T\varepsilon}$ принимали независимым от $T_{обл}$ и дозы облучения. Величину $m_{T\varepsilon}$ на основании данных работы [13] полагали равной 1,0. Значение σ_{nuc}^{th} в (11) принимали равным нулю;

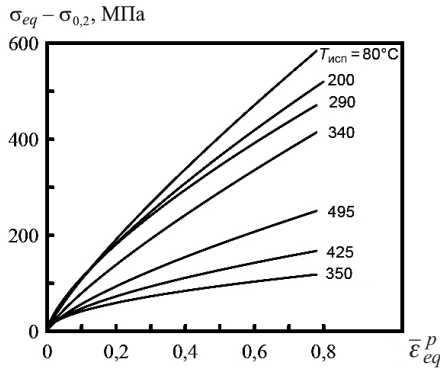


Рис. 2. Деформационное упрочнение облученного до повреждающей дозы 46 сна при $T_{обл} = 320...340^{\circ}\text{C}$ металла шва, испытанного при различных температурах.

4) пара параметров σ_d и ρ_v^{\max} подбирались таким образом, чтобы расчетная критическая деформация ε_f^{calc} при $T = 80^{\circ}\text{C}$ была близкой к значению ε_f^{exp} , определенному по регрессионной зависимости $\frac{\Delta\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0}(D)$, полученной на основании обработки экспериментальных данных. Конкретный вид зависимости $\frac{\Delta\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0}(D)$ и значение критической деформации для материала в необлученном состоянии ε_f^0 представлены ниже. Значение ε_f^{exp} при $D = 46$ сна определялось по формуле

$$\varepsilon_f^{exp} = \left[1 - \frac{\Delta\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0}(D) \right] \varepsilon_f^0. \tag{33}$$

В результате выполненных расчетов были выбраны следующие значения параметров: $\sigma_d = 4874$ МПа; $\rho_v^{\max} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$;

5) в качестве критерия разрушения при растяжении гладкого цилиндрического образца принимали разрушение в центральном волокне шейки этого образца. Для описания характеризующих ЖНС зависимостей $q_m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p) \equiv \sigma_m / \sigma_{eq}$ и $q_1(\bar{\varepsilon}_{eq}^p) \equiv \sigma_1 / \sigma_{eq}$ в центральном волокне шейки образца использовали формулы Бриджмена [29]. При этом отношение радиуса шейки к радиусу минимального сечения образца, используемое в формуле Бриджмена, представлялось как функция пластической деформации [30]. Таким образом, зависимости $q_m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ и $q_1(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ могут быть записаны в виде

$$q_m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p) = \begin{cases} \frac{1}{3} & \text{при } \bar{\varepsilon}_{eq}^p \leq \varepsilon_B; \\ \frac{1}{3} + \ln \left(1 + \frac{3}{2} \left(1 - \exp \left(-\frac{\bar{\varepsilon}_{eq}^p - \varepsilon_B}{3} \right) \right) \right) & \text{при } \bar{\varepsilon}_{eq}^p > \varepsilon_B; \end{cases} \tag{34}$$

$$q_1(\bar{\varepsilon}_{eq}^p) = q_m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p) + \frac{2}{3}. \quad (35)$$

В качестве параметра ε_B в уравнении (34) принимали значение пластической деформации, соответствующее равномерному удлинению цилиндрического образца, $\varepsilon_B = \ln(1 + \delta_p)$.

Значения критической деформации ε_f^{calc} рассчитывали исходя из условия пластического коллапса (7) в диапазоне температур $T_{исп} = 80...495^\circ\text{C}$. Зависимость $\varepsilon_f^{calc}(T_{исп})$ приведена на рис. 1, там же точками нанесены экспериментальные данные.

Как видно из рис. 1, наблюдается хорошее соответствие экспериментальных данных с результатами прогноза по модели. Значительное отличие экспериментальных точек при $T_{исп} = 350$ и 495°C от прогнозной кривой и остального набора экспериментальных точек будет рассмотрено ниже. Поскольку при расчете величины σ_d и ρ_v^{max} принимали независимыми от $T_{исп}$, зависимость $\varepsilon_f^{calc}(T_{исп})$ контролируется исключительно температурной зависимостью диаграммы деформирования.

Наглядным примером “управления” ε_f диаграммой деформирования могут служить следующие расчетные и экспериментальные результаты. В отличие от предыдущего расчета, который проводился с помощью обобщенных диаграмм деформирования, функционально зависящих от $T_{исп}$, $T_{обл}$ и D , в качестве входной информации используем диаграммы деформирования, полученные при испытании на растяжение конкретных образцов. Для этих же образцов рассчитаем ε_f^{calc} и сравним его с соответствующим значением ε_f^{exp} . В табл. 1 и на рис. 3 представлено сравнение экспериментальных результатов с расчетными.

Т а б л и ц а 1

Сравнение экспериментально полученных значений критической деформации с расчетными

$T_{исп}, ^\circ\text{C}$	ε_f^{exp}	ε_f^{calc}	Ошибка, %
80	0,562	0,562	0
200	0,616	0,533	13,5
290	0,478	0,511	6,9
340	0,519	0,527	1,4
350	0,213	0,203	5
425	0,375	0,324	13,6
495	0,868	0,480	44,6

Как видно из приведенных данных при неизменных величинах σ_d и ρ_v^{max} , модель хорошо прогнозирует значения ε_f^{exp} при различных $T_{исп}$ с учетом особенностей диаграмм деформирования для каждой температуры.

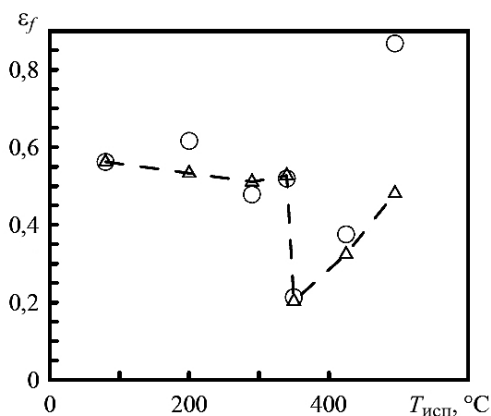


Рис. 3. Расчетная и экспериментальная зависимость критической деформации ε_f от температуры испытаний для сварного шва стали 08X18H10T, облученного до повреждающей дозы 46 сна при $T_{\text{обл}} = 320...340^\circ\text{C}$: \circ – экспериментальные данные; \triangle – расчет по модели с учетом индивидуальных диаграмм деформирования.

Аномально низкое значение ε_f при $T_{\text{исп}} = 350^\circ\text{C}$ обусловлено аномально низким деформационным упрочнением материала (рис. 2). Судя по общей тенденции зависимостей ε_f и деформационного упрочнения от $T_{\text{исп}}$, “провал” ε_f при $T_{\text{исп}} = 350^\circ\text{C}$ обусловлен не температурой испытаний, а материалом образца, испытанного при $T_{\text{исп}} = 350^\circ\text{C}$. По-видимому, данный образец был вырезан из участка шва с аномальными свойствами. Тем не менее следует отметить, что даже для аномальных свойств прослеживается жесткая связь между ε_f и деформационным упрочнением материала. Заниженное относительно эксперимента расчетное значение $\varepsilon_f^{\text{calc}}$ при $T_{\text{исп}} = 495^\circ\text{C}$, видимо, связано с отжигом радиационных дефектов, происходящим при $T_{\text{исп}} > T_{\text{обл}}$ [1], что привело к увеличению параметра σ_d . При расчете этот параметр принимался постоянным и калибровался по значению критической деформации для неотожженного облученного материала.

Представленные на рис. 1 и 3 результаты свидетельствуют о том, что с помощью модели можно описать влияние $T_{\text{исп}}$ на ε_f при физически обоснованном допущении о независимости σ_d и ρ_v^{max} от $T_{\text{исп}}$. Влияние $T_{\text{исп}}$ на ε_f обусловлено воздействием деформационного упрочнения на условие реализации пластического коллапса элементарной ячейки. Таким образом, существует прямая связь между ε_f и деформационным упрочнением облученных аустенитных сталей. Чем ниже деформационное упрочнение, тем меньше ε_f (рис. 2 и 3). Поскольку в общем случае с ростом $T_{\text{исп}}$ деформационное упрочнение снижается, уменьшается и ε_f .

Сопоставление экспериментальных данных с расчетами по модели показывает, что σ_d не зависит от температуры испытания при $T_{\text{исп}} \leq T_{\text{обл}}$, т.е. если радиационные дефекты не отжигаются в процессе испытаний.

2.4. Анализ влияния дозы облучения на параметр σ_d . Рассматривается облученный от 0 до 46 сна при $T_{\text{обл}} = 320...340^\circ\text{C}$ металл шва при $T_{\text{исп}} = 80^\circ\text{C}$. В качестве входной информации для расчета по модели использовали диаграммы деформирования, параметры которых определяются из уравнений

(23)–(32). Как и при моделировании температурной зависимости облученного материала, принимали $m_{eff} = 1$, $\rho_v^{max} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$.

Параметр σ_d для каждой повреждающей дозы подбирается таким образом, чтобы расчетное значение ε_f для данной дозы совпало со значением, рассчитанным по регрессионной зависимости, полученной при обработке экспериментальных данных в диапазоне 0...46 сна. Для оценки влияния дозы D на ε_f использовали зависимость вида [1, 2]

$$\frac{\Delta\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0} = A_\varepsilon [1 - \exp(-B_\varepsilon D)]^{0,5}. \tag{36}$$

Согласно [2] зависимость $\frac{\Delta\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0}(D)$ для металла шва стали 08X18H10T, испытанного при $T_{исп} = 80^\circ\text{C}$, практически совпадает с соответствующей зависимостью при $T_{исп} = 290...350^\circ\text{C}$. Поэтому для указанных температур коэффициенты A_ε и B_ε могут быть приняты одинаковыми: $A_\varepsilon = 0,52$ и $B_\varepsilon = 0,37 \text{ сна}^{-1}$.

В качестве ε_f^0 принимали среднее значение критической деформации для исходного состояния металла шва при $T_{исп} = 80^\circ\text{C}$. В соответствии с [2] имеем $\varepsilon_f^0 = 1,226$.

В табл. 2 приведены результаты моделирования зависимости параметра σ_d от повреждающей дозы.

Т а б л и ц а 2

Зависимость σ_d от повреждающей дозы D при выполнении условия $\varepsilon_f^{calc} = \varepsilon_f^{exp}$

D , сна	ε_f^{exp}	ε_f^{calc}	σ_d , МПа
0	1,226	1,226	22607
6	0,624	0,624	4694
27	0,588	0,588	4865
46	0,588	0,588	4874

На рис. 4 представлены значения σ_d и $\Delta\sigma_{0,2}$ для различных повреждающих доз. Как видно, зависимость $\sigma_d(D)$ хорошо коррелирует с зависимостью $\Delta\sigma_{0,2}(D)$. При изменении дозы от 0 до 6 сна происходит резкое изменение σ_d и $\Delta\sigma_{0,2}$. С дальнейшим ростом повреждающей дозы эти величины практически не изменяются. Полученный результат подтверждается физическими закономерностями влияния радиационных дефектов на σ_d . Так, в работах [19, 20] показано, что уменьшение σ_d зависит от $\Delta\sigma_{0,2}$. Это связано с несколькими механизмами, в частности с сегрегацией на межфазной границе различных примесей и возникновением на ней внутренних напряжений вследствие образования дислокационных петель. Такие процессы

приводят к ослаблению связи включение–матрица. Кроме того, σ_d снижается в результате более легкого формирования дислокационных скоплений около мест зарождения пор под влиянием радиационных дефектов. Приведенные механизмы уменьшения σ_d однозначно обусловлены увеличением предела текучести $\Delta\sigma_{0,2}$.

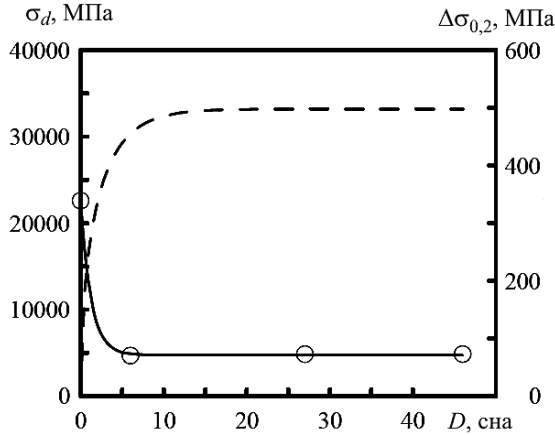


Рис. 4. Снижение значения σ_d с увеличением повреждающей дозы: точки – расчетные значения σ_d (табл. 2); штриховая линия – приращение предела текучести от дозы D согласно уравнению (26); сплошная линия – аппроксимация данных экспоненциальным уравнением (37).

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что с помощью модели можно описать влияние повреждающей дозы на критическую деформацию ϵ_f при учете влияния D на σ_d .

2.5. Влияние распухания на значение критической деформации. В предыдущих разделах анализ параметров модели проводился на основании экспериментальных данных, полученных на образцах, облученных в диапазоне температур, при которых практически отсутствует распухание.

Рассмотрим, можно ли с помощью разработанной модели вязкого разрушения спрогнозировать влияние распухания на значение критической деформации. Воспользуемся данными испытаний образцов металла шва стали 08X18H10T, облученных дозой 49 снa при $T_{обл} = 400...450^\circ\text{C}$ [4, 5]. Распухание этих образцов составляет 3...7%.

Результаты испытаний образцов и соответствующее каждому образцу распухание представлены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

Критическая деформация и распухание образцов металла шва стали 08X18H10T, облученных дозой 49 снa при $T_{обл} = 400...450^\circ\text{C}$

$T_{исп}, ^\circ\text{C}$	ϵ_f^{exp}	Распухание $S_w, \%$
80	0,2132	6,8
200	0,2863	6,4
290	0,3481	3,4
425	0,1912	4,0

Численное моделирование влияния вакансионной пористости на критическую деформацию базируется на следующих положениях:

1) диаграмма деформирования для матрицы материала, т.е. материала за вычетом вакансионных и деформационных пор, инвариантна к набуханию и температуре облучения и зависит только от повреждающей дозы и температуры испытания;

2) значения $\sigma_{0,2}$, A и n для различных температур $T_{исп}$ определяются по уравнениям (23)–(32);

3) параметры уравнений зарождения и роста деформационных пор идентичны для материала с набуханием и без;

4) расчет эволюции вакансионных и деформационных пор проводится в соответствии с подразделом 1.4;

5) при расчете критической деформации для каждой температуры используется индивидуальное набухание согласно данным табл. 3;

6) значения параметров, входящих в уравнение зарождения пор, определяются из условия равенства $\epsilon_f^{exp} = \epsilon_f^{calc}$ при $T_{обл} = 320...340^\circ\text{C}$, т.е. без набухания [4, 5], и $T_{исп} = 80^\circ\text{C}$, где ϵ_f^{exp} – значение ϵ_f , определенное из регрессионной зависимости (36).

Результаты расчета критической деформации при отсутствии и наличии набухания представлены на рис. 5. Видно достаточно хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетными для образцов без и с набуханием (для образцов без набухания сопоставление ϵ_f^{exp} с ϵ_f^{calc} было приведено на рис. 1).

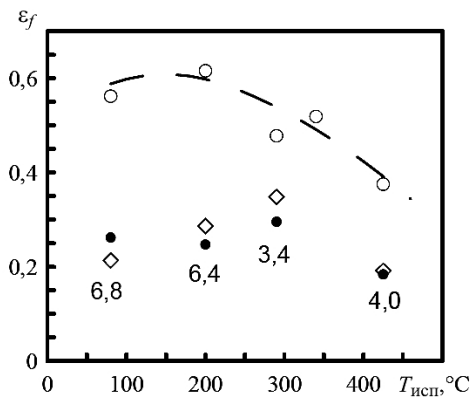


Рис. 5. Температурные зависимости ϵ_f^{exp} и ϵ_f^{calc} для металла шва при наличии набухания и его отсутствии (цифрами обозначено набухание образцов в %): \circ – экспериментальное значение критической деформации металла шва без набухания; \diamond – то же при наличии набухания; \bullet – расчетное значение критической деформации металла шва при наличии набухания; точки при $T_{исп} = 350$ и 495°C исключены (причины описаны выше); штриховая линия – расчетная температурная зависимость критической деформации металла шва без набухания.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что снижение ϵ_f при $T_{обл} = 400...450^\circ\text{C}$ по сравнению с ϵ_f при $T_{обл} = 320...340^\circ\text{C}$ связано исключительно с вакансионной пористостью, обуславливающей радиационное набухание материала. Следует отметить, что немонотонность зависи-

мости $\varepsilon_f^{exp}(T_{исп})$ при $T_{обл} = 400...450^\circ\text{C}$, по-видимому, обусловлена неоднородностью свойств металла шва. В то же время, среднее значение критической деформации $\bar{\varepsilon}_f$ в диапазоне температур $80...425^\circ\text{C}$, полученное экспериментально $\bar{\varepsilon}_f^{exp} = 0,26$, близко к расчетному $\bar{\varepsilon}_f^{calc} = 0,25$.

Хорошее совпадение экспериментальных значений ε_f с расчетными свидетельствует об инвариантности σ_d к $T_{обл}$, так как в качестве входной информации для прогнозирования ε_f при $T_{обл} = 400...450^\circ\text{C}$ использовалась величина σ_d , полученная при $T_{обл} = 320...340^\circ\text{C}$ (рис. 5).

2.6. Определение параметров модели. Исходя из проведенного анализа может быть предложена следующая процедура определения параметров модели.

Диаграммы деформирования определяются на основании обработки результатов испытаний гладких образцов на растяжение.

Значения ρ_v^{max} и σ_d можно однозначно определить при испытании на растяжение образцов двух типов: гладкого цилиндрического и цилиндрического с круговым надрезом. Значения ε_f для этих образцов будут различаться и, следовательно, сопоставляя расчетные результаты с экспериментальными, можно определить пару параметров ρ_v^{max} и σ_d . Аналогичный подход использовался в работе [10].

Поскольку параметр ρ_v^{max} не зависит от дозы облучения, его целесообразно определять из результатов испытаний материала в исходном состоянии.

Зависимость $\sigma_d(D)$ может быть представлена в виде, подобном полученному в работах [19, 20] на основании анализа физических механизмов влияния радиационных повреждений на σ_d :

$$\sigma_d = (\sigma_d^0 - \sigma_d^{min}) \exp[-C_D D^m] + \sigma_d^{min}, \quad (37)$$

где σ_d^0 – значение σ_d для материала в исходном состоянии; σ_d^{min} – минимальное значение σ_d для материала; C_D и m – константы материала. Как видно из рис. 4, зависимость (37) достаточно хорошо описывает полученные экспериментальные данные.

Из уравнения (37) следует, что для определения входящих в него коэффициентов минимально необходимо располагать результатами испытаний материала в исходном состоянии и при трех различных повреждающих дозах.

3. Анализ влияния облучения на вязкость разрушения.

3.1. Влияние жесткости напряженного состояния на зависимость $\varepsilon_f(D)$. Для оценки влияния жесткости напряженного состояния на зависимость $\varepsilon_f(D)$ сравним зависимость $\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0}(D)$, полученную на основании обра-

ботки данных испытаний гладких цилиндрических образцов на растяжение, с

зависимостью $\frac{\varepsilon_{f_crack}}{\varepsilon_{f_crack}^0}(D)$, рассчитанной по модели для материала, локали-

зованного у вершины трещины на линии ее продолжения.

Зависимость $\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0}(D)$ можно представить как

$$\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0}(D) = \left[1 - \frac{\Delta\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0}(D) \right], \quad (38)$$

где $\frac{\Delta\varepsilon_f}{\varepsilon_f^0}(D)$ рассчитывается по уравнению (36).

Зависимости $q_m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ и $q_1(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$, характеризующие ЖНС в шейке образца при растяжении и у вершины трещины, представлены на рис. 6. В первом случае $q_m(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ и $q_1(\bar{\varepsilon}_{eq}^p)$ рассчитывали по формулам (34) и (35), во втором – по зависимостям, предложенным в [16].

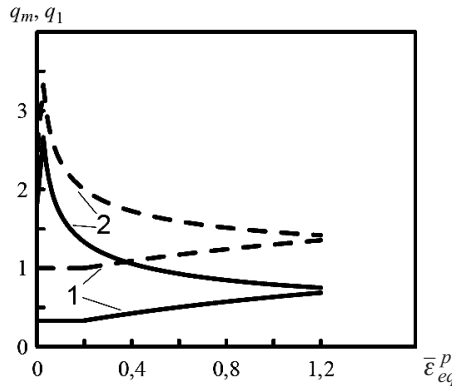


Рис. 6. Зависимость жесткости напряженного состояния в терминах q_m (сплошные линии) и q_1 (штриховые линии) от пластической деформации: 1 – жесткость в шейке образца при растяжении, $D = 0$; 2 – жесткость у вершины трещины, $D = 0$ [16].

Расчет по модели $\frac{\varepsilon_{f_crack}}{\varepsilon_{f_crack}^0}(D)$ проводился при $T_{исп} = 290^\circ\text{C}$. Выбор такой температуры обусловлен имеющимися представительными данными по $J_c(D)$ для $T_{исп} = 290...350^\circ\text{C}$ [3]. Расчетная зависимость $\frac{\varepsilon_{f_crack}}{\varepsilon_{f_crack}^0}(D)$ в следующем разделе будет использована для прогнозирования $J_c(D)$.

В качестве входной информации для расчета по модели использовали диаграммы деформирования, рассчитанные по формулам (23)–(32), а также параметры, не зависящие от температуры: $\rho_v^{\max} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ и $\sigma_d(D)$. Зависимость $\sigma_d(D)$ представлена в табл. 2.

В табл. 4 приведены результаты расчетов $\varepsilon_f / \varepsilon_f^0$ по уравнению (36) и $\varepsilon_{f_crack} / \varepsilon_{f_crack}^0$ по модели.

Как видно, уменьшение ε_f с увеличением дозы D значительно усиливается с повышением жесткости напряженного состояния. Так, для жесткости,

характерной для образцов при испытании на растяжение, при $D = 46$ сна величина ε_f уменьшается в 2 раза по сравнению с таковой образцов в необлученном состоянии, а для жесткости, характерной для материала у вершины трещины, снижение ε_f достигает 12 раз. Иными словами, влияние ЖНС увеличивается с ростом дозы облучения материала (табл. 4).

Т а б л и ц а 4

Значения $\varepsilon_f / \varepsilon_f^0$ и $\varepsilon_{f_crack} / \varepsilon_{f_crack}^0$ и результаты влияния ЖНС на деформацию разрушения при различных уровнях дозы D , $T_{исп} = 290^\circ\text{C}$

Жесткость при D , сна	Напряженное состояние			Влияние ЖНС на деформацию разрушения $\varepsilon_f / \varepsilon_{f_crack}$
	в центре шейки образца $\varepsilon_f / \varepsilon_f^0$	у вершины трещины		
		ε_{f_crack}	$\varepsilon_{f_crack} / \varepsilon_{f_crack}^0$	
0	1,000	0,0671	1,000	16,1
6	0,509	0,0063	0,094	87,0
27	0,480	0,0055	0,082	94,0
46	0,480	0,0056	0,083	92,3

3.2. **Влияние дозы облучения на J_c .** Исходя из вышеприведенного расчета ε_f для жесткости напряженного состояния, характерной для трещины, можно оценить уменьшение J_c с увеличением дозы на основании выражения (1).

В качестве ε_{f_crack} примем ε_f^{calc} , вычисленное для напряженного состояния, характерного для материала у вершины трещины.

Принимая r_f независимым от состояния материала (облученное, исходное), относительное снижение J_c можно описать следующим выражением:

$$\frac{J_c}{J_c^0} = \frac{\varepsilon_{f_crack}}{\varepsilon_{f_crack}^0} \frac{\sigma_{flow}}{\sigma_{flow}^0}, \tag{39}$$

где J_c – критическое значение J -интеграла для облученного материала; J_c^0 – критическое значение J -интеграла для материала в исходном состоянии; σ_{flow} – напряжение течения для облученного материала (см. уравнение (2)); σ_{flow}^0 – напряжение течения для материала в исходном состоянии (см. уравнение (2)).

Для расчета по формулам (39) и (2) использовали зависимости, приведенные в подразделах 2.2 и 3.1.

На рис. 7 представлена зависимость J_c от D при $T_{исп} = 200...300^\circ\text{C}$ для металла шва стали 08X18H10T [3]. Там же приведены расчетные данные по регрессионным зависимостям, полученным на основании обработки большого набора экспериментальных результатов [31]. Эти зависимости отвечают медианной (средней) кривой $J_c(D)$ при вероятности разрушения 50 и 5%.

Т а б л и ц а 5

Влияние повреждающей дозы D на снижение трещиностойкости J_c при $T_{исп} = 290^\circ\text{C}$

D , сна	$\varepsilon_{f-crack}$	σ_{flow} , МПа	$\frac{J_c}{J_c^0}$
0	0,0671	413	$\frac{1,000}{1,000}$
27	0,0055	883	$\frac{0,175}{0,169}$
46	0,0056	883	$\frac{0,177}{0,164}$

Примечание: Над чертой приведены расчетные данные, под чертой – экспериментальные.

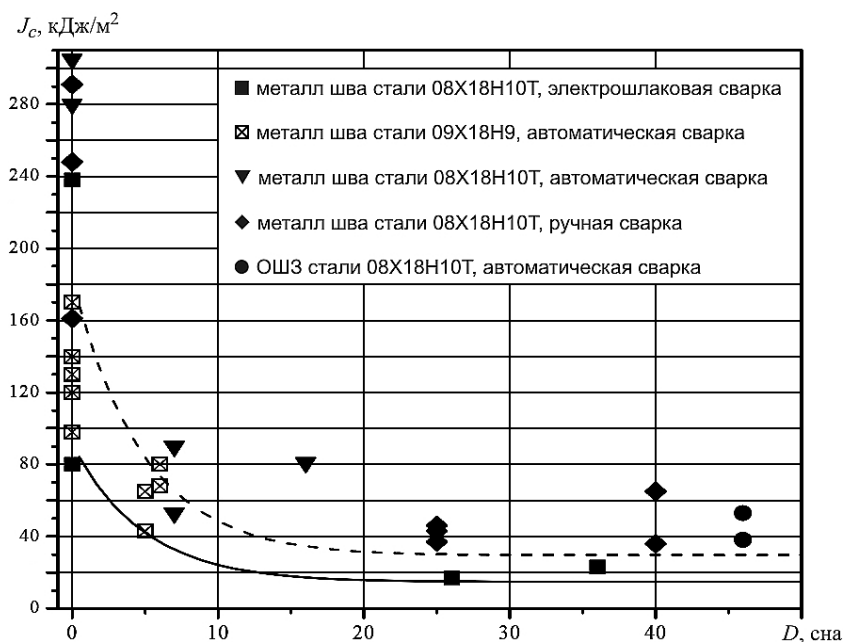


Рис. 7. Зависимость вязкости разрушения металла шва стали 08X18H10T от дозы D при $T_{обл} = 350^\circ\text{C}$ и $T_{исп} = 200...300^\circ\text{C}$ [3]. (Штриховая линия – прогноз зависимости $J_c(D)$ при вероятности разрушения 50%, сплошная – то же при вероятности разрушения 5%, $T_{исп} = 300^\circ\text{C}$.)

Расчет по предлагаемой модели при $T_{исп} = 290^\circ\text{C}$ сравнивали с расчетом по зависимости, полученной на основании обработки экспериментальных данных при вероятности разрушения 50%. Результаты расчета представлены в табл. 5. Как видно, модель позволяет весьма адекватно описывать изменение трещиностойкости материала под влиянием облучения.

Следует отметить, что отношение $\frac{\varepsilon_{f-crack}}{\varepsilon_{f-crack}^0}(D)$ по порядку величины соответствует отношению $\frac{\varepsilon_{ul}}{\varepsilon_{ul}^0}(D)$. Поэтому предложенная в работе [32] оцен-

ка $\frac{J_c}{J_c^0}(D)$ с использованием отношения $\frac{\varepsilon_{ul}}{\varepsilon_{ul}^0}(D)$ вместо $\frac{\varepsilon_{f_crack}}{\varepsilon_{f_crack}^0}(D)$ дает приемлемое совпадение с экспериментальными данными. Заметим, что при полученных низких значениях $\frac{J_c}{J_c^0}(D)$ разрушение материала согласно выполненным фактографическим исследованиям происходит по механизму развития пор. Поэтому вывод, сделанный в работе [33], что низкая величина отношения $\frac{J_c}{J_c^0}(D)$ свидетельствует о канальном разрушении, не является общим.

4. Влияние распухания на трещиностойкость J_c . С целью исследования влияния радиационного распухания на J_c были определены зависимости $\varepsilon_{f_crack}(S_w)$ для различных повреждающих доз (от 6 до 46 сна). В качестве входной информации для модели использовали те же параметры, что и в подразделах 3.1 и 3.2.

Значение относительного снижения \bar{J}_c от величины S_w рассчитывалось по формуле

$$\bar{J}_c = \frac{J_c(S_w)}{J_c(S_w = 0)} = \frac{\varepsilon_{f_crack}(S_w)}{\varepsilon_{f_crack}(S_w = 0)} \frac{\sigma_{flow}(S_w)}{\sigma_{flow}(S_w = 0)}. \quad (40)$$

Согласно [2] $\sigma_{flow}(S_w)$ может быть вычислено по формуле

$$\sigma_{flow}(S_w) = \sigma_{flow}(S_w = 0) \left(1 - \left(\frac{S_w}{1 + S_w} \right)^{2/3} \right). \quad (41)$$

На рис. 8 приведена зависимость $\bar{J}_c(S_w)$ для различных повреждающих доз. Видно, что значение \bar{J}_c практически не зависит от повреждающей дозы, а зависит только от величины распухания S_w .

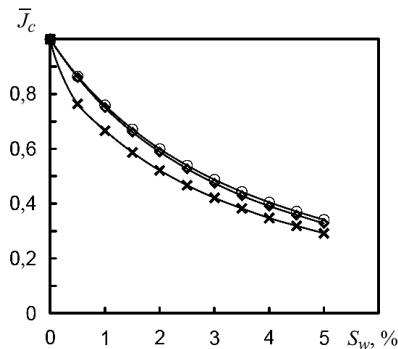


Рис. 8. Расчет снижения трещиностойкости \bar{J}_c от величины радиационного распухания для различных повреждающих доз: \circ – $D = 6$ сна; \diamond – $D = 27$ сна; \times – $D = 46$ сна.

Моделирование влияния S_w на ε_{f_crack} показывает, что на величину \bar{J}_c при заданной величине S_w значительное влияние оказывает параметр n в

уравнении (23). На рис. 9 представлена зависимость $\bar{J}_c(n)$ при $S_w = 5\%$. При варьировании n параметр деформационного упрочнения A подбирается таким образом, чтобы при пластической деформации 1% деформационное упрочнение, измеряемое как $\sigma_{eq} - \sigma_{0,2}$, не изменялось. Остальные параметры берутся такими же, как при расчете для дозы $D = 46$ сна. Из рис. 9 видно, что с увеличением n значительно уменьшается \bar{J}_c , что является следствием более раннего наступления пластического коллапса (7). При деформационном упрочнении, близком к линейному ($n \rightarrow 1$), \bar{J}_c может достигать очень малых величин.

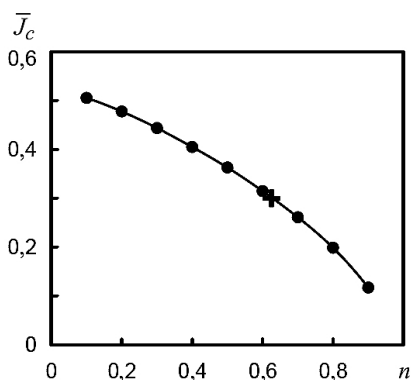


Рис. 9. Влияние показателя деформационного упрочнения на снижение трещиностойкости при распухании, $S_w = 5\%$, $D = 46$ сна (+ – значение \bar{J}_c при величине n , типичной для исследованного материала).

Таким образом, распухание может привести к очень существенному уменьшению величины трещиностойкости J_c , особенно, если деформационное упрочнение материала близко к линейному.

Значительное снижение J_c при наличии радиационного распухания следует из экспериментальных данных [21]. В работе [22] показано, что при $D = 100$ сна и $T_{обл} = 420...460^\circ\text{C}$ величина J_c для холоднодеформированной стали 316 варьируется от 0,5 до 1,5 Н/мм, что в 10–30 раз меньше ее минимального значения для облученных материалов без распухания. Ввиду ограниченной информации о влиянии распухания на трещиностойкость выводы, следующие из модели, требуют дальнейшего экспериментального подтверждения.

Выводы

1. Развита модель вязкого разрушения, позволяющая описать влияние жесткости напряженного состояния, нейтронного облучения и радиационного распухания на критические параметры, контролирующие разрушение: деформацию разрушения ϵ_f и критическое значение J -интеграла J_c .

Основное развитие модели по сравнению с имеющейся [7, 9–10] сводится к новой формулировке зарождения пор, учитывающей влияние как напряжений, так и деформаций на концентрацию пор, а также к дополнительному условию разрушения элементарной ячейки, предполагающему механизм канального разрушения.

2. Выполнены прогнозы по влиянию повреждающей дозы на ε_f и вязкость разрушения J_c . Показано, что с увеличением жесткости напряженного состояния степень влияния облучения на ε_f повышается. Так, например, при $D = 46$ сна ε_f для цилиндрических образцов снижается в 2 раза, а для образцов с трещиной – в 12 раз.

Результаты расчетов J_c показали, что этот параметр при $D \geq 6$ сна снижается в ~ 6 раз. Данные прогноза полностью соответствуют имеющимся экспериментальным результатам.

3. Модель прогнозирует существенное снижение значения J_c с ростом набухания по отношению к таковому материала, облученного при режиме, когда радиационное набухание отсутствует. Этот результат подтверждается имеющимися экспериментальными данными. Модель прогнозирует усиление влияния радиационного набухания на J_c при увеличении показателя деформационного упрочнения материала, что требует дальнейшей экспериментальной верификации.

4. Показано, что влияние $T_{\text{исп}}$ на ε_f определяется исключительно влиянием температуры испытания на диаграмму деформирования. Параметр ρ_v^{max} не зависит от $T_{\text{исп}}$ и повреждающей дозы. Параметр σ_d зависит только от повреждающей дозы и не зависит от $T_{\text{исп}}$ при $T_{\text{исп}} \leq T_{\text{обл}}$, т.е. если радиационные дефекты не отжигаются в процессе испытаний.

5. Полученная зависимость σ_d от повреждающей дозы соответствует закономерностям, ранее определенным на основе анализа влияния радиационных дефектов на зарождение микротрещин. Параметр σ_d инвариантен к $T_{\text{обл}}$, по крайней мере, в диапазоне $T_{\text{обл}} = 320 \dots 450^\circ\text{C}$.

6. Предложена процедура определения параметров модели на основании результатов испытаний на растяжение гладких цилиндрических образцов и цилиндрических образцов с круговым надрезом.

7. На основе общих закономерностей изменения диаграммы деформирования с изменением повреждающей дозы, температуры испытаний и зависимости $\sigma_d(D)$, полученной при испытании гладких цилиндрических образцов на растяжение, модель позволяет спрогнозировать влияние дозы облучения на трещиностойкость и зарождение трещин в элементах конструкций у различных концентраторов напряжений.

Резюме

Сформульовано рівняння, що описують зародження і ріст пор при деформуванні опромінених аустенітних сталей в умовах різної жорсткості напруженого стану. Запропоновано критерії руйнування матеріалу внаслідок об'єднання пор за механізмом пластичної нестійкості матеріалу з порами або за канальним механізмом – зрізом перемичок між порами. У рівняннях урахуються дві популяції пор: деформаційні, що з'явилися в процесі деформування матеріалу, і вакансійні, що виникли при опроміненні матеріалу і приводять до радіаційного розпухання. Виконано моделювання впливу різних чинників (температура випробувань, доза нейтронного опромінення, жорсткість напруженого стану, радіаційне розпухання) на пластичність і тріщиностійкість матеріалу. Проведено порівняння розрахункових даних з експериментальними.

Визначено вплив жорсткості напруженого стану на пластичність опроміненого матеріалу. Виявлено зв'язок параметрів деформаційного зміцнення з пластичністю і тріщиностійкістю матеріалу.

1. Курсевич И. П., Марголин Б. З., Прокошев О. Ю., Кохонов В. И. Механические свойства аустенитных сталей при нейтронном облучении: влияние различных факторов // *Вопр. материаловедения*. – 2006. – № 4 (48). – С. 55 – 68.
2. Сорокин А. А., Марголин Б. З., Курсевич И. П. Влияние нейтронного облучения на механические свойства материалов внутрикорпусных устройств реакторов типа ВВЭР // *Там же*. – 2011. – № 2 (66). – С. 131 – 152.
3. Смирнов В. И., Марголин Б. З., Лапин А. Н. и др. Исследование влияния нейтронного облучения на вязкость разрушения стали 08X18H10T и металла ее сварных швов // *Там же*. – № 1 (65). – С. 167 – 183.
4. Марголин Б. З., Курсевич И. П., Сорокин А. А. и др. К вопросу о радиационном распухании и радиационном охрупчивании аустенитных сталей. Ч. I. Экспериментальные результаты. – *Там же*. – 2009. – № 2 (58). – С. 89 – 98.
5. Марголин Б. З., Курсевич И. П., Сорокин А. А. и др. К вопросу о радиационном распухании и радиационном охрупчивании аустенитных сталей. Ч. II. Физические и механические закономерности охрупчивания. – *Там же*. – С. 99 – 111.
6. McMeeking R. M. Finite deformation analysis of crack-tip opening in elastic-plastic materials and implications for fracture initiation // *J. Mech. Phys. Solids*. – 1977. – **25**. – P. 357 – 381.
7. 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.
8. François D. ESIS TC7D-1-96D. Guidelines for terminology and nomenclature in the field of structural integrity // *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.* – 1996. – **19**, No. 12. – P. 1515 – 1533.
9. Margolin B. Z., Karzov G. P., Shvetsova V. A., and Kostylev V. I. Modeling for transcrystalline and intercrystalline fracture by void nucleation and growth // *Ibid.* – 1998. – **21**. – P. 123 – 137.
10. Марголин Б. З., Костылев В. И., Минкин А. И., Ильин А. В. Моделирование вязкого роста трещин в корпусных реакторных сталях и построение J_R -кривых // *Пробл. прочности*. – 2002. – № 2. – С. 20 – 34.
11. Малинин Н. Н. Прикладная теория пластичности и ползучести. – М.: Машиностроение, 1975. – 400 с.
12. Huang Y. Accurate dilatation rates for spherical voids in triaxial stress fields // *Trans. ASME, Ser. E, J. Appl. Mech.* – 1991. – **58**. – P. 1084 – 1086.
13. Beremin F. M. Cavity formation from inclusions in ductile fracture of A508 steel // *Met. Trans.* – 1981. – **12A**. – P. 723 – 731.

14. *Марголин Б. З., Швецова В. А.* Критерий хрупкого разрушения: структурно-механический подход // Пробл. прочности. – 1992. – № 2. – С. 3 – 16.
15. *Margolin B. Z., Shvetsova V. A., and Karzov G. P.* Brittle fracture of nuclear pressure vessel steels. Pt. I. Local criterion for cleavage fracture // *Int. J. Press. Vess. Piping.* – 1997. – **72**. – P. 73 – 87.
16. *Margolin B. Z., Gulenko A. G., and Shvetsova V. A.* Improved probabilistic model for fracture toughness prediction based for nuclear pressure vessel steels // *Ibid.* – 1998. – **75**. – P. 843 – 855.
17. *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**, No. 9. – P. 697 – 713.
18. *Margolin B. Z., Shvetsova V. A., Gulenko A. G., and Kostylev V. I.* Prometey local approach to brittle fracture: development and application // *Eng. Fract. Mech.* – 2008. – **75**. – P. 3483 – 3498.
19. *Марголин Б. З., Швецова В. А., Гуленко А. Г., Нестерова Е. В.* Локальный критерий хрупкого разрушения и радиационное охрупчивание корпусных реакторных сталей // Пробл. прочности. – 2010. – № 5. – С. 31 – 61.
20. *Margolin B. Z., Shvetsova V. A., Gulenko A. G., and Kostylev V. I.* Development of Prometey local approach and analysis of physical and mechanical aspects of brittle fracture of RPV steels // *Int. J. Press. Vess. Piping.* – 2007. – **84**. – P. 320 – 336.
21. *Effect of Irradiation on Water Reactors Internals.* – CEA, TECNATOM, VTT, AMES Report No. 11. – Paris. – June 1997.
22. *Byun T. S., Hashimoto N., and Farrell K.* Deformation mode map of irradiated 316 stainless steel in true stress–dose space // *J. Nucl. Mater.* – 2006. – **351**. – P. 303 – 315.
23. *Hunter C. W., Fish R. L., and Holmes J. J.* Channel fracture in irradiated EBR-II type 304 stainless steel // *Trans. Amer. Nucl. Soc.* – 1972. – **15**, No. 1. – P. 254 – 255.
24. *Воеводин В. Н., Неклюдов И. М.* Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов. – Киев: Наук. думка, 2006. – 376 с.
25. *Васина Н. К., Марголин Б. З., Гуленко А. Г., Курсевич И. П.* Радиационное набухание аустенитных сталей: влияние различных факторов. Обработка экспериментальных данных и формулировка определяющих уравнений // *Вопр. материаловедения.* – 2006. – № 4 (48). – С. 69 – 88.
26. *Little E. A.* Fracture mechanics evaluations of neutron irradiated type 321 austenitic steel // *J. Nucl. Mater.* – 1986. – **139**. – P. 261 – 276.
27. *Макклинтон Ф., Аргон А.* Деформация и разрушение материалов. – М.: Мир, 1970. – 443 с.
28. *Владимиров В. И.* Физическая природа разрушения материалов. – М.: Металлургия, 1984. – 280 с.

29. *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.
30. *Разрушение*. В 7 т. / Под ред. Г. Либовица. Т. 3. Инженерные основы и воздействие внешней среды. – М.: Мир, 1976. – 798 с.
31. *Марголин Б. З., Минкин А. И., Смирнов В. И., Фоменко В. Н.* Прогнозирование статической трещиностойкости аустенитных материалов в условиях нейтронного облучения // *Вопр. материаловедения*. – 2008. – № 1 (53). – С. 123 – 138.
32. *Odette G. R. and Lucas G. E.* The effects of intermediate temperature irradiation on the mechanical behavior of 300-series austenitic stainless steels // *J. Nucl. Mater.* – 1991. – **179-181**. – P. 572 – 576.
33. *Lucas G. E.* Implications of radiation-induced reductions in ductility to the design of austenitic stainless steel structures // *Ibid.* – 1996. – **233-237**. – P. 207 – 212.

Поступила 17. 04. 2012