

## Локальный критерий хрупкого разрушения и радиационное охрупчивание корпусных реакторных сталей

Б. З. Марголин, В. А. Швецова, А. Г. Гуленко, Е. В. Нестерова

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

*Рассмотрено применение локальных критериев для прогнозирования хрупкого разрушения корпусных реакторных сталей с акцентом на радиационное охрупчивание. Анализируется связь радиационных повреждений с процессами зарождения и распространения микротрещин скола с точки зрения локального критерия разрушения. Предложены физико-механические модели влияния радиационных повреждений на зарождение микротрещин скола. Рассмотрено влияние упрочнения материала, вызванного нейтронным облучением и пластической деформацией, на его трещиностойкость.*

**Ключевые слова:** хрупкое разрушение, локальный критерий, радиационное охрупчивание.

**Введение.** Интенсивное развитие локального подхода в течение последних 30 лет обусловлено в значительной степени необходимостью адекватного прогнозирования трещиностойкости облученных материалов корпусов атомных реакторов. Охрупчивание материалов корпусов реакторов (КР), как известно, оценивают с помощью результатов испытаний образцов-свидетелей. Программы образцов-свидетелей, как правило, включают облучение и испытание только малоразмерных образцов. Также хорошо известно, что для определения температурной зависимости трещиностойкости  $K_{Jc}(T)$  требуются испытания образцов достаточно больших размеров (полноразмерные образцы) в широком температурном диапазоне. Таким образом, возникает принципиальная проблема: как определить температурную зависимость  $K_{Jc}(T)$  для облученной стали на основе результатов испытаний малоразмерных образцов.

Наиболее перспективное решение этой проблемы – использование так называемого локального подхода для прогнозирования трещиностойкости облученных корпусных реакторных материалов. Локальный подход можно определить как метод прогнозирования характеристик разрушения на макроуровне в терминах механических параметров при использовании локального критерия разрушения. Ясно, что локальный подход базируется на локальном критерии хрупкого разрушения. Критические параметры, входящие в последний, могут, в принципе, быть связаны с физическими механизмами образования и развития микроповреждений, в данном случае микротрещин скола.

В настоящее время известно несколько формулировок локального критерия хрупкого разрушения. Традиционная формулировка имеет вид [1–6]

$$\sigma_{eq} \geq \sigma_Y; \quad (1a)$$

$$\sigma_1 \geq S_c, \quad (16)$$

где  $\sigma_{eq}$  – эквивалентное напряжение (интенсивность напряжений);  $\sigma_Y$  – предел текучести;  $\sigma_1$  – наибольшее главное напряжение;  $S_c$  – критическое напряжение хрупкого разрушения, которое не зависит от температуры, скорости деформирования и трехосности (жесткости) напряженного состояния.

С физической точки зрения первое условие есть условие зарождения микротрещин скола, второе – условие их распространения. Параметр  $S_c$  можно интерпретировать как критическое напряжение распространения микротрещин скола. Интересно отметить, что первые формулировки критерия хрупкого разрушения сводились к условию  $\sigma_1 = S_c$  [2–4, 7]. Таким образом, критерий (1) отличается от этих формулировок дополнительным условием (1а), что отражает известную физическую идею о необходимости пластического деформирования для инициирования хрупкого разрушения [8–10].

Связь локального критерия хрупкого разрушения (1) с трещиностойкостью материала была установлена в 70 годах прошлого столетия в работах Р. Ритчи, Дж. Нотта и Дж. Райса [6], а также Г. С. Писаренко и А. Я. Красовского [11]. Трещиностойкость материала  $K_{Ic}$  рассчитывается на основе критерия (1) из уравнения

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_Y} = f\left(\frac{r_c}{(K_{Jc}/\sigma_Y)^2}\right) = \frac{S_c}{\sigma_Y}, \quad (2)$$

где  $r_c$  – размер так называемой зоны процесса, который меньше размера пластической зоны, но больше зоны влияния притупления у вершины трещины. Согласно (2) температурная зависимость  $K_{Ic}(T)$  определяется практически температурной зависимостью предела текучести.

Модель Ритчи–Нотта–Райса (RKR-модель) была развита группой Беремина [12] (Beremin-модель) для учета стохастической природы хрупкого разрушения поликристаллических материалов. В этой работе теория наислабейшего звена, предложенная Вейбуллом для однородного напряженного состояния [13], была применена для расчета вероятности хрупкого разрушения тела с трещиной при реализации сильного неоднородного напряженного состояния. Также было показано, что вероятностное распределение трещиностойкости  $K_{Jc}$  описывается зависимостью

$$P_f = 1 - \exp\left(-\frac{B(K_{Jc})^b}{C}\right), \quad (3)$$

где  $P_f$  – вероятность того, что произвольно выбранный образец разрушится при  $K_I \leq K_{Jc}$ ;  $B$  – толщина образца (длина фронта трещины);  $C$  – константа материала;  $b$  – численный коэффициент. При выполнении условия автономности напряженно-деформированного состояния (НДС) у вершины трещины коэффициент  $b$  в (3) равен четырем.

Несколько позже Beremin-модели была предложена модель Валлина [14, 15]. Указанные модели адекватно описывают разброс значений  $K_{Jc}$  и влияние толщины образца на кривую  $K_{Jc}(T)$ . Позже для прогнозирования зависимости  $K_{Jc}(T)$  Валлином был разработан инженерный метод, известный как

Master Curve [16]. Для описания кривых  $K_{Jc}(T)$  в этом методе используются статистические подходы, развитые в [12, 14, 15], и условие горизонтального сдвига температурных кривых  $K_{Jc}(T)$ , т.е. предположение об инвариантности формы кривой  $K_{Jc}(T)$  к состоянию материала.

Применимость RKR- и Veremín-моделей широко исследовалась для различных материалов [17–23]. Показано, что их использование для сталей средней и высокой прочности обуславливает ряд противоречий [18–20, 23]. Одно из них относится к испытаниям образцов различной геометрии, например гладких цилиндрических и цилиндрических с круговым надрезом. При интерпретации результатов испытаний таких образцов с помощью критерия (1) следует принимать, что инвариантность параметра  $S_c$  к виду напряженного состояния отсутствует.

В работах [24, 25] было также показано, что прогнозирование трещиностойкости облученных корпусных реакторных сталей (КРС) на основе RKR- и Veremín-моделей не корректно. Действительно, согласно моделям температурная зависимость трещиностойкости  $K_{Jc}(T)$  определяется температурной зависимостью предела текучести  $\sigma_Y(T)$  (см. уравнение (3)), поскольку критическое напряжение хрупкого разрушения  $S_c$  не зависит от температуры, а коэффициенты деформационного упрочнения слабо зависят от нее. Для корпусных реакторных сталей в диапазоне рабочих температур  $20 \leq T \leq 300^\circ\text{C}$  предел текучести изменяется весьма слабо [24, 25]. Тогда на основании указанных моделей для этих сталей с высокой переходной температурой (изменение от нижнего до верхнего шельфа  $K_{Jc}(T)$  происходит в диапазоне рабочих температур КР, например, для облученной стали) будет прогнозироваться очень слабая температурная зависимость трещиностойкости, что противоречит экспериментальным данным.

Во многих работах (например, [26]) были предприняты попытки “исправить” эти модели путем введения зависимости параметра  $S_c$  (или в терминах Veremín-модели параметра  $\sigma_u$ ) от температуры, причем зависимость не является инвариантной ни к типу образца, ни к степени охрупчивания материала. Ясно, что такой подход физически не оправдан. Неадекватность RKR- и Veremín-моделей для сталей средней и высокой прочности объясняется другой причиной. Как было показано в работах [18–23], она связана с формулировкой локального критерия хрупкого разрушения в виде (1).

Новый локальный критерий хрупкого разрушения был предложен и верифицирован в ряде работ [18–22]. Его формулировка основывается на анализе основных физических и механических закономерностей хрупкого разрушения по механизму скола:

$$\sigma_{nuc} = \sigma_1 + m_{T\epsilon} \sigma_{eff} \geq \sigma_d; \quad (4a)$$

$$\sigma_1 \geq S_c(\kappa), \quad (4б)$$

где  $\sigma_{eff}$  – эффективное напряжение,  $\sigma_{eff} = \sigma_{eq} - \sigma_Y$ ;  $\kappa$  – накопленная пластическая деформация,  $\kappa = \int d\epsilon_{eq}^p$ ;  $d\epsilon_{eq}^p$  – интенсивность приращений пластической деформации;  $\sigma_d$  – прочность карбидов, либо поверхности раздела

карбид–матрица, либо других инициаторов, на которых зарождаются микротрещины скола;  $m_{T\varepsilon}$  – коэффициент концентрации локальных напряжений около этих инициаторов, который зависит от длины и притупления скопления дислокаций.

Условие (4а) есть условие зарождения микротрещин скола. Параметр  $\sigma_d$  имеет смысл критического напряжения зарождения микротрещин скола. Условие (4б) – условие их распространения. Критическое напряжение хрупкого разрушения  $S_c$  интерпретируется как напряжение распространения микротрещин скола через различные барьеры, такие как границы зерен, микронапряжения, полосы скольжения и границы дислокационной субструктуры. Параметр  $S_c$  определяется длиной микротрещины, которая равна расстоянию между барьерами, и эффективной энергией этих барьеров. При увеличении пластической деформации расстояние между барьерами уменьшается, и, следовательно, критическое напряжение хрупкого разрушения  $S_c$  возрастает. Эти положения приводят к следующей зависимости [18–20, 23]:

$$S_c(\kappa) = [C_1 + C_2 \exp(-A_d \kappa)]^{-1/2}, \quad (5)$$

где  $C_1$ ,  $C_2$  и  $A_d$  – константы материала. (Зависимость (5) была также подтверждена экспериментально [20, 23].)

Как видно из (4б), условие распространения микротрещин принимается в общепринятой формулировке ( $\sigma_1 \geq S_c$ ) с учетом, что критическое напряжение хрупкого разрушения  $S_c$  является возрастающей функцией пластической деформации (5) и не зависит от температуры, скорости деформации и жесткости напряженного состояния.

При формулировке условия зарождения микротрещин скола (4а), в отличие от других дислокационных моделей, принимается, что геометрия дислокационного скопления зависит от пластической деформации и температуры: притупление скопления увеличивается с повышением температуры в результате поперечного скольжения дислокаций в голове скопления; длина скопления уменьшается при росте деформации за счет формирования дислокационной субструктуры [18–20, 27]. В рамках этого подхода предполагается существование зависимости коэффициента  $m_{T\varepsilon}$  от температуры  $T$  и пластической деформации:

$$m_{T\varepsilon} = m_T(T)m_\varepsilon(\kappa). \quad (6)$$

Функции  $m_T(T)$  и  $m_\varepsilon(\kappa)$ , определенные в [20], могут быть рассчитаны как [22, 27]

$$m_\varepsilon(\kappa) = S_0 / S_c(\kappa); \quad (7)$$

$$m_T(T) = m_0 \sigma_{Ys}(T), \quad (8)$$

где  $S_0 = S_c(\kappa = 0)$ ;  $m_0$  – является константой, которая может быть определена экспериментально,  $\sigma_{Ys}$  – температурно-зависимая компонента предела текучести.

Зарождение микротрещин скола согласно условию (4а), в отличие от условия (1а), зависит от максимального главного напряжения, пластической деформации и температуры. С физической точки зрения связь зарождения микротрещин с пластической деформацией очевидна, однако в локальных критериях хрупкого разрушения в явном виде стала использоваться примерно 20 лет назад [18, 19, 23, 28]. Сейчас это положение широко используется и в других моделях, например [29].

В критерии (4) оба критических параметра ( $S_c$  и  $\sigma_d$ ) могут контролировать разрушение сколом, и это зависит от свойств материала и условий нагружения, главным образом от отношения  $S_c/\sigma_Y$ , жесткости напряженного состояния и температуры. Например, хрупкое разрушение гладких образцов контролируется уравнением (4б), а хрупкое разрушение образцов с надрезом или трещиной из средне- и высокопрочных сталей – в основном уравнением (4а) [22–27]. Для гладких образцов при растяжении, когда жесткость напряженного состояния низкая, условие зарождения микротрещин (4а) выполняется раньше, чем условие (4б). Поэтому условие распространения микротрещин (4б) контролирует хрупкое разрушение этих образцов. Если жесткость напряженного состояния высокая, что характерно для образцов с острым надрезом или трещиной, условие (4б) обычно выполняется при очень малой пластической деформации, при которой микротрещины скола еще не зарождаются (условие (4а) не выполняется). Поэтому хрупкое разрушение происходит только после выполнения условия (4а), которое в этом случае его контролирует.

Из (1) следует, что независимо от условий нагружения и состояния материала хрупкое разрушение контролируется фактически единственным процессом – распространением микротрещин, а единственным контролирующим параметром является  $S_c$ . Заметим, что именно это обстоятельство приводит к указанному выше противоречию, связанному с кажущейся неинвариантностью параметра  $S_c$  к жесткости напряженного состояния.

Для расчета характеристик хрупкого разрушения на макроуровне, в том числе трещиностойкости материала, на основании локального критерия (4) была разработана вероятностная модель, известная как Prometeu-модель [22, 30–32], которая, как и Veremin-модель, строится с использованием статистики Вейбулла. Prometeu-модель разработана в двух модификациях: с одним ( $\sigma_d$  [22]) и двумя ( $S_c$  и  $\sigma_d$  [31, 32]) стохастическими параметрами.

Prometeu-модель верифицирована для корпусных реакторных сталей в различных состояниях (исходное, облученное, сильно охрупченное) [26, 22, 30, 33]. На основе Prometeu-модели разработан инженерный метод Unified Curve [34, 35], который, в отличие от метода Master Curve [16], учитывает изменение формы кривых  $K_{Jc}(T)$  в результате охрупчивания материала. Метод Unified Curve апробирован применительно практически ко всей известной в настоящее время мировой базе данных по трещиностойкости корпусных сталей [34, 35] и в 2009 году включен в нормативный руководящий документ концерна Росэнергоатом [36].

Таким образом, задачу прогнозирования характеристик хрупкого разрушения на макроуровне на основании локального критерия (4) можно считать решенной. Дальнейшее развитие локального подхода, по-видимому, должно

быть направлено на физическую интерпретацию параметров и коэффициентов критерия (4), в том числе их зависимости от структурных параметров материала, включая радиационно-индуцированные повреждения.

Критические параметры в критерии (4) связаны с физическими механизмами образования и развития микротрещин скола. С точки зрения дальнейшего развития локального подхода ключевым нерешенным вопросом является моделирование влияния таких радиационных дефектов, как дефекты решетки, выделения элементов и сегрегации примесей, на процессы образования и развития микротрещин скола. В настоящее время накоплен достаточный экспериментальный материал по изучению радиационных повреждений в корпусных реакторных сталях [37–39]. Однако их влияние на процессы зарождения и развития микротрещин скола практически не исследовано.

В данной работе анализируется связь радиационных повреждений с процессами зарождения и распространения микротрещин скола с точки зрения локального критерия разрушения, предложены физико-механические модели влияния радиационных повреждений на зарождение микротрещин скола, рассмотрено влияние упрочнения материала, вызванного нейтронным облучением и пластической деформацией, на трещиностойкость материала.

**1. Применимость локальных критериев хрупкого разрушения к анализу радиационного охрупчивания.** Известны три основных типа радиационно-индуцированных дефектов, возникающих при нейтронном облучении КРС: повреждения кристаллической решетки, вызванные дефектами типа кластеров точечных дефектов и дислокационных петель, кластеры различных элементов, в частности, кластеры, обогащенные атомами меди, никеля и марганца, и сегрегации примесей, главным образом фосфора [37–44]. Повреждения кристаллической решетки и кластеры различных элементов, как известно, приводят к увеличению предела текучести  $\sigma_Y$ , поскольку влияют на подвижность дислокаций. (Отметим, что увеличение  $\sigma_Y$  связано с ростом атермической компоненты предела текучести  $\sigma_{YG}$ .)

Сегрегация примесей, происходящая в результате радиационно-стимулируемой диффузии фосфора и других примесей к различным поверхностям раздела, практически не приводит к увеличению предела текучести, но значительно повышает температуру хрупковязкого перехода  $\Delta T_{tr}$  [40] (рис. 1).

Таким образом, локальный критерий должен, с одной стороны, адекватно отражать указанные физические особенности, с другой – правильно описывать известные эмпирические закономерности радиационного охрупчивания. Рассмотрим с этих позиций локальные критерии (1) и (4).

При анализе применимости данных критериев для моделирования радиационного охрупчивания следует принимать во внимание, что критическое напряжение хрупкого разрушения  $S_c$  фактически не зависит от флюенса нейтронов, по крайней мере для хрупкого транскристаллитного разрушения [25, 40–42]. Тогда критерий (1) описывает радиационное охрупчивание только как результат упрочнения материала (увеличения  $\sigma_Y$ ). Действительно, при росте  $\sigma_Y$  значение  $\sigma_1$  также увеличивается, и условие (16), контролирующее хрупкое разрушение, выполняется для облученного образца при меньшей деформации, чем для необлученного.

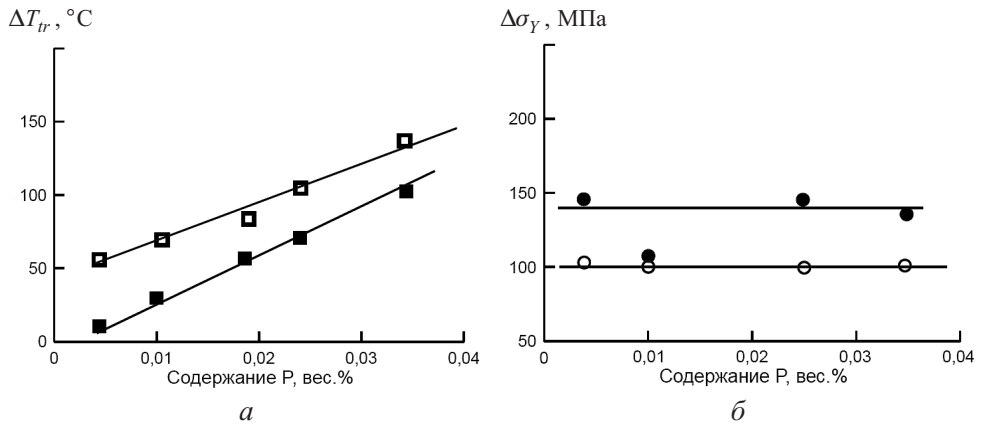


Рис. 1. Влияние содержания фосфора на сдвиг температуры хрупковязкого перехода (а) и приращение предела текучести (б) для облученной стали 15X2NMFA (концентрация других примесей, вес.‰: 0,04...0,07 Cu, 0,001...0,002 Sb+Sn+As; флюенс нейтронов приведен для  $E > 0,5$  МэВ) [40].

Относительно другого физического механизма радиационного охрупчивания – сегрегации фосфора и других примесей – ясно, что критерий (1) не может описывать закономерности, показанные на рис. 1. Действительно, повышение содержания фосфора увеличивает  $\Delta T_{tr}$ , при этом предел текучести не изменяется. Кроме того, при изменении содержания фосфора значение  $S_c$  не изменяется, по крайней мере, до очень большого его содержания, когда механизм разрушения изменяется от транс- к интеркристаллитному. Следовательно, в критерий (1) не входит какой-либо параметр, чувствительный к содержанию фосфора.

Таким образом, критерий (1) описывает радиационное охрупчивание только через механический фактор – увеличение  $\sigma_1$  за счет повышения  $\sigma_{\gamma}$ .

В критерий (4) также входит этот механический фактор: рост  $\sigma_1$  в результате упрочнения материала учитывается как условием распространения микротрещины (4б), так и условием ее зарождения (4а). Вместе с тем критерий (4) содержит еще один параметр, который зависит от флюенса нейтронов: критическое напряжение зарождения микротрещин  $\sigma_d$ . Прогнозирование трещиностойкости охрупченных корпусных реакторных сталей на основе критерия (4) показывает, что с повышением степени охрупчивания параметр  $\sigma_d$  уменьшается [25, 30, 34], что необходимо интерпретировать как ослабление инициаторов зарождения микротрещин скола. Этот процесс можно определить как физический фактор охрупчивания материала.

Применение критерия (1), на первый взгляд, представляется оправданным с точки зрения эмпирических закономерностей радиационного охрупчивания. Действительно, связь приращения предела текучести  $\Delta \sigma_{\gamma}$  с повышением температуры хрупковязкого перехода  $\Delta T_{tr}$ , как известно, качественно следует из феноменологической модели Иоффе [2], базирующейся на критерии (1). Однако если попытаться получить количественную корреляционную зависимость  $\Delta T_{tr} \sim \Delta \sigma_{\gamma}$  на основе критерия (1) с использованием значений параметров из независимых экспериментов, получим парадоксальный результат [45] (рис. 2,а). Для низкопрочной стали ( $\sigma_{\gamma} = 200$  МПа) критерий (1) дает

весьма хороший результат, в то же время для стали с  $\sigma_Y = 500$  МПа получим нереально большие сдвиги  $T_{tr}$ . Более того, если оценивать отклик в величине  $\Delta T_{tr}$  при одинаковом  $\Delta\sigma_Y$  для сталей разной прочности по критерию (1) и по эмпирической зависимости  $\Delta T_{tr}(\Delta\sigma_Y)$ , получим принципиально разные тенденции (рис. 2, б). В качестве эмпирической зависимости используется зависимость, полученная [46] путем обработки большого массива экспериментальных данных для корпусных реакторных сталей:

$$\Delta T_{tr} = 1070 \left( \frac{\Delta\sigma_Y / \sigma_Y}{4,53 + \Delta\sigma_Y / \sigma_Y} \right)^{0,857} \quad (9)$$

Уравнение (9) показывает, что величина  $\Delta T_{tr}$  при фиксированном значении  $\Delta\sigma_Y$  будет уменьшаться с увеличением предела текучести (на рис. 2, б кривая 1). В то же время из критерия (1) следует прямо противоположная тенденция: для стали с высоким пределом текучести величина  $\Delta T_{tr}$  будет больше, чем для низкопрочной стали (на рис. 2, б кривая 2). Это сравнение показывает, что критерий (1) не соответствует эмпирической зависимости (9).

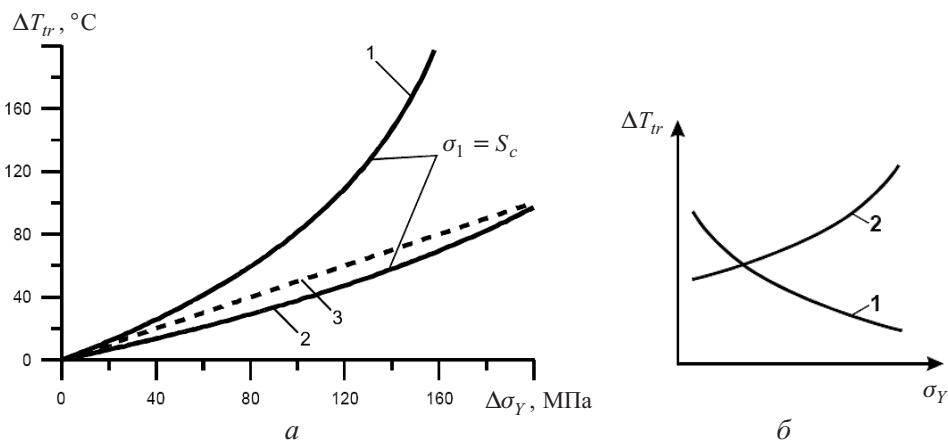


Рис. 2. Сопоставление корреляционных зависимостей  $\Delta T_{tr} \sim \Delta\sigma_Y$ , полученных по критерию (1) и путем обработки экспериментальных данных: а – расчетные зависимости  $\Delta T_{tr}(\Delta\sigma_Y)$  для среднепрочной ( $\sigma_Y = 500$  МПа) – 1 и низкопрочной ( $\sigma_Y = 200$  МПа) – 2 сталей и экспериментальная зависимость  $\Delta T_{tr} = 0,5\Delta\sigma_Y - 3$ ; б – значение  $\Delta T_{tr}$  при  $\Delta\sigma_Y = \text{const}$  для сталей разной прочности согласно эмпирической зависимости (9) – 1 и критерию (1) – 2.

Таким образом, использование критерия (1) для моделирования радиационного охрупчивания корпусных реакторных сталей представляется проблематичным с точки зрения адекватного описания как физических, так и эмпирических закономерностей их радиационного охрупчивания. Поэтому дальнейший анализ будет базироваться на локальном критерии (4) и вероятностной Prometeu-модели, используемой этот критерий.

## 2. Вероятностная модель хрупкого разрушения (Prometeu-модель).

Prometeu-модель достаточно широко представлена в литературных источниках [22, 30–32, 45]. Ниже для удобства приведены основные положения модели с двумя стохастическими параметрами.



2.1. **Локальный критерий хрупкого разрушения в вероятностной постановке.** Формулировка локального критерия (4) с двумя стохастическими параметрами включает следующие положения [31, 32, 45].

1. Поликристаллический материал представляется в виде совокупности элементарных ячеек. Механические свойства ячейки принимаются такими, как осредненные механические свойства материала, полученные на стандартных образцах. Размер элементарной ячейки  $\rho_{uc}$  равен размеру зерна поликристаллического материала. Напряженно-деформированное состояние в элементарной ячейке считается однородным.

2. Критерий хрупкого разрушения элементарной ячейки принимается в виде (4).

3. Для формулировки критерия (4) в вероятностной постановке полагается, что параметры  $\sigma_d$  и  $S_c$  являются стохастическими, остальные параметры – детерминистическими.

4. Распределение параметра  $\sigma_d$  описывается трехпараметрическим распределением Вейбулла [13]:

$$p(\sigma_d) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_d - \sigma_{d0}}{\tilde{\sigma}_d} \right)^\eta \right], \quad (10)$$

где  $p(\sigma_d)$  – вероятность того, что минимальная прочность карбида в элементарной ячейке меньше, чем  $\sigma_d$ ;  $\tilde{\sigma}_d$ ,  $\sigma_{d0}$ ,  $\eta$  – параметры Вейбулла.

5. Распределение параметра  $S_c$  описывается двухпараметрическим распределением Вейбулла:

$$p(S_c) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{S_c}{\tilde{S}_c} \right)^\xi \right], \quad (11)$$

где  $p(S_c)$  – вероятность того, что критическое напряжение хрупкого разрушения для рассматриваемой элементарной ячейки меньше, чем  $S_c$ ;  $\tilde{S}_c$ ,  $\xi$  – параметры Вейбулла. Другими словами,  $p(S_c)$  – вероятность того, что зародившаяся микротрещина страгивается и распространяется через различные барьеры при напряжении, меньшем, чем  $S_c$ .

6. Хрупкое разрушение образца описывается моделью наислабейшего звена.

2.2. **Вероятностная Prometeу-модель с двумя стохастическими параметрами:  $\sigma_d$  и  $S_c$ .** Основные положения модели приведены ниже в соответствии с [31, 32].

1. Вероятность зарождения микротрещин в элементарной ячейке вычисляется как

$$P_{nuc} = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_{nuc} - \sigma_{d0}}{\tilde{\sigma}_d} \right)^\eta \right]. \quad (12)$$

Уравнение (12) корректно, когда параметр  $\sigma_{nuc}$  возрастает во всем диапазоне деформирования от  $\kappa = 0$  до текущего значения  $\kappa$ , т.е. при

$$\sigma_{nuc}(\kappa) = \max \sigma_{nuc}(0, \kappa) \quad \text{и} \quad d\sigma_{nuc} > 0. \quad (13)$$

При  $\sigma_{nuc}(\kappa) < \max \sigma_{nuc}(0, \kappa)$  или  $d\sigma_{nuc} \leq 0$  следует принять  $dP_{nuc} = 0$ .

Эти условия следуют из физических особенностей зарождения микротрещин скола и закона распределения (10), который описывает распределение минимальной прочности карбидов в элементарных ячейках. В каждой ячейке присутствуют карбиды с более высокой прочностью. Поэтому для любой ячейки процесс зарождения микротрещин начинается по достижении параметром  $\sigma_{nuc}$  минимальной прочности карбида и продолжается пока он увеличивается. Если  $\sigma_{nuc}$  начинает уменьшаться, то процесс зарождения микротрещин останавливается и возобновляется по достижении  $\sigma_{nuc}(\kappa)$  величины  $\max \sigma_{nuc}(0, \kappa)$ . Таким образом, непрерывное зарождение микротрещин происходит при выполнении условия (13). При  $\sigma_{nuc}(\kappa) < \max \sigma_{nuc}(0, \kappa)$  микротрещины не могут зарождаться, если даже  $d\sigma_{nuc} > 0$ , так как на всех карбидах, для которых удовлетворяется условие (4а), микротрещины зародились во время предшествующего деформирования. Следовательно, при  $\sigma_{nuc}(\kappa) < \max \sigma_{nuc}(0, \kappa)$  или  $d\sigma_{nuc} \leq 0$  вероятность зарождения микротрещин в элементарной ячейке не изменяется.

2. Вероятность страгивания и распространения зародившейся микротрещины в элементарной ячейке рассчитывается в соответствии с уравнениями (4б) и (11) как

$$P_{prop} = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_1}{\tilde{S}_c} \right)^\xi \right]. \quad (14)$$

Параметр  $\tilde{S}_c$  является функцией накопленной пластической деформации  $\kappa$ :

$$\tilde{S}_c(\kappa) = \tilde{\sigma}_c [1 + \beta \exp(-A_d \kappa)]^{-1/2}, \quad (15)$$

где  $\tilde{\sigma}_c$  – некоторая константа;  $\beta = C_2/C_1$ ;  $C_1$  и  $C_2$  – коэффициенты в уравнении (5).

Тогда уравнение (14) можно записать в виде

$$P_{prop} = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_{prop}}{\tilde{\sigma}_c} \right)^\xi \right], \quad (16)$$

где

$$\sigma_{prop} = \sigma_1 \sqrt{1 + \beta \exp(-A_d \kappa)}. \quad (17)$$

Параметр  $\sigma_{prop}$  можно интерпретировать как некоторое эффективное напряжение (вместо  $\sigma_1$ ), которое контролирует распространение микротрещин в элементарной ячейке.

3. Для расчета вероятности хрупкого разрушения элементарной ячейки в качестве параметра истории нагружения используется монотонно увеличивающийся параметр  $\kappa$ . Вся история нагружения делится на интервалы:  $\kappa_0 - \kappa_1, \dots, \kappa_{n-1} - \kappa_n, \dots, \kappa_{N-1} - \kappa_N$ , где  $\kappa_0 = 0$ , а  $\kappa_N$  – значение  $\kappa$ , при котором вероятность разрушения образца  $P_f = 1$ .

Вероятность разрушения  $i$ -й ячейки с учетом всей истории нагружения образца рассчитывается по формуле

$$P_f^i = \sum_{n=1}^{n=N} (P_{nuc}^i(\kappa_n) - P_{nuc}^i(\kappa_{n-1})) \max P_{prop}^i(\kappa_n, \kappa_N), \quad (18)$$

где  $P_{nuc}^i(\kappa_{n-1})$  и  $P_{nuc}^i(\kappa_n)$  – вероятность зарождения микротрещин в  $i$ -й ячейке в диапазоне нагружения  $0 \dots \kappa_{n-1}$  и  $0 \dots \kappa_n$  соответственно. Второй член в (18) – это максимальное значение вероятности распространения микротрещин в  $i$ -й ячейке в диапазоне деформирования  $\kappa_n \dots \kappa_N$ . Уравнение (18) учитывает, что микротрещины, способные к распространению по механизму скола, зарождаются в элементарной ячейке непрерывно, а распространение микротрещины в каждой элементарной ячейке может происходить только однажды.

4. Вероятность хрупкого разрушения образца рассчитывается в соответствии с моделью наислабейшего звена:

$$P_f = 1 - \prod_{i=1}^{i=k} (1 - P_f^i), \quad (19)$$

где  $k$  – количество элементарных ячеек в образце.

Калибровка параметров модели  $\tilde{\sigma}_c$ ,  $\xi$  и  $\sigma_{d0}$  выполняется по результатам испытаний гладких цилиндрических образцов на растяжение. При известных этих параметрах параметры  $\tilde{\sigma}_d$  и  $\eta$  определяются по результатам испытаний на трещиностойкость или цилиндрических образцов с надрезом на разрыв [31].

**2.3. Применение модели.** Кроме инженерного метода Unified Curve [34, 35] Prometeu-модель использовалась для разработки процедуры расчета зависимости  $K_{Jc}(T)$  при хрупком разрушении после вязкого подраста трещины [47], метода прогнозирования трещиностойкости при неизотермическом и немонотонном нагружении [48], инженерной процедуры учета влияния двухосного нагружения на  $K_{Jc}$  [49]. С ее помощью выполнены исследования по оценке влияния коротких трещин на зависимость  $K_{Jc}(T)$  [31, 32].

Prometeu-модель позволяет прогнозировать кривую  $K_{Jc}(T)$  для корпусных реакторных сталей с любой степенью охрупчивания по результатам испытаний ограниченного количества малоразмерных образцов [22, 30–33]. Ниже рассмотрим развитие модели с точки зрения физико-механических моделей влияния таких радиационных дефектов, как дефекты решетки, выделения элементов и сегрегации примесей, на процессы образования микротрещин скола, и ее применение для прогнозирования влияния пластической деформации на трещиностойкость.

**3. Механизмы влияния радиационных дефектов на зарождение микротрещин скола.** При исследовании влияния радиационных повреждений на зарождение микротрещин следует учитывать, что при нейтронном облучении новые дополнительные (по сравнению с исходным состоянием материала) инициаторы микротрещин не возникают [31, 45]. Действительно, как показывает анализ результатов микроструктурных исследований [37–39], радиационные дефекты не могут служить такими инициаторами из-за чрезвычайно малых размеров, которые на порядок меньше, чем размер зародышевых микротрещин скола. Например, размер дислокационных петель варьируется в диапазоне 5...20 нм [37, 39], а рассчитанный из условия Гриффитса размер зародышевой микротрещины  $l_0 \approx 100...400$  нм [23]. Для корпусных реакторных сталей в необлученном состоянии, как известно, инициаторами зарождения микротрещин скола являются в большинстве случаев карбиды, поэтому необходимо выяснить, как радиационные дефекты могут влиять на зарождение микротрещин скола на карбидах.

В общем случае существуют три принципиально различных способа влияния радиационных дефектов на зарождение микротрещин скола.

*Способ А.* Радиационные дефекты приводят к снижению прочности инициаторов зарождения микротрещин скола или прочности связи инициатора с матрицей. В обоих случаях происходит снижение критического напряжения зарождения микротрещин  $\sigma_d$ . Отметим, что для корпусных реакторных сталей, где инициаторами являются глобулярные карбиды, наиболее вероятно снижение прочности связи карбид–матрица [25, 31, 45].

*Способ Б.* Радиационные дефекты способствуют повышению напряжения  $\sigma_{mic} \equiv \sigma_1 + m_{T\epsilon} \sigma_{eff}$ , которое является “движущей силой” для зарождения микротрещины (см. условие (4а)). Рост  $\sigma_{mic}$  может быть вызван прежде всего повышением при облучении предела текучести  $\sigma_Y$  и, как следствие,  $\sigma_1$ , а также особенностями деформирования облученного материала, что может приводить к увеличению коэффициента концентрации локальных напряжений около инициаторов  $m_{T\epsilon}$ .

*Способ В.* Радиационные дефекты приводят к более легкому формированию дислокационных скоплений около инициаторов микротрещин. Этот процесс может быть описан как увеличение вероятности формирования дислокационных скоплений, приводящих к зарождению микротрещин.

Рассмотрим указанные способы более подробно.

**3.1. Механизмы снижения критического напряжения зарождения микротрещин (способ А).** Наиболее ясным и физически понятным механизмом снижения критического напряжения  $\sigma_d$  является сегрегация на межфазной границе различных примесей, что способствует ослаблению связи карбид–матрица. Уменьшение прочности соединения карбид–матрица будет приводить к более легкому зарождению микротрещин по механизму отрыва карбида от матрицы. Сегрегация примесей происходит в результате радиационно-стимулируемой диффузии на любых местах, где существует несовместимость кристаллической решетки, т.е. где наблюдается повышенная растворимость примесей. Для корпусных реакторных сталей основным сегрегирующим элементом является, как известно, фосфор. Наиболее привлекательные места для его сегрегации – любые поверхности раздела, в том числе поверх-

ности карбидов, включений и преципитатов [37, 38, 41, 42]. Охрупчивание именно по такому механизму наглядно иллюстрируют данные, приведенные на рис. 1. По-видимому, впервые гипотеза о такой роли фосфора в радиационном охрупчивании была высказана в 1972 г. Дж. Хоуторном [41]. Позже эта идея была независимо выдвинута в работах В. А. Николаева [42] и подтверждена микроструктурными исследованиями [37, 38].

Простая физико-механическая модель [50], описывающая сегрегацию примесей на межфазной границе карбид–матрица, позволяет получить зависимость  $\sigma_d$  от флюенса нейтронов  $F$  в виде

$$\sigma_d(F) = \sigma_d^0 \exp \left[ -\alpha_1 \left( \frac{F}{F_0} \right)^m \right], \quad (20)$$

где  $\sigma_d^0 = \sigma_d(F=0)$ ;  $\alpha_1$ ,  $m$  – константы при заданных условиях облучения;  $F_0$  – нормализующий коэффициент, принятый равным  $10^{22}$  нейтр/м<sup>2</sup>.

Другим механизмом снижения критического напряжения  $\sigma_d$  являются внутренние напряжения, порожденные дислокационными петлями, которые формируются при облучении. Эти напряжения приводят к тому, что разрушение связи карбид–матрица происходит при напряжении  $\sigma_{nuc}$ , которое меньше  $\sigma_{nuc}$  при отсутствии радиационных дефектов, т.е. условие (4а) выполняется при меньшем  $\sigma_{nuc}$ . Таким образом, влияние внутренних напряжений можно учитывать, вводя эффективные напряжения  $\sigma_d^{eff}$ , уменьшающиеся при наличии радиационных дефектов.

Получим зависимость  $\sigma_d^{eff}$  от флюенса нейтронов  $F$ . Примем, что связь карбид–матрица является линейно-упругой. Когда внешнее напряжение (для рассматриваемого объекта –  $\sigma_{nuc}$ ) и дислокационные петли отсутствуют, напряжения на границе карбид–матрица также отсутствуют. Дислокационная петля<sup>1)</sup>, находящаяся на границе, будет растягивать связь карбид–матрица, и при этом в области дефекта упаковки будут действовать сжимающие напряжения. Иными словами, дислокационная петля работает как клин между карбидом и матрицей. Тогда разрушение связи карбид–матрица можно представить следующим образом. На первой стадии совместное действие напряжения  $\sigma_{nuc}$  и напряжений от петли приводит к разрыву этой связи, после чего внутренние напряжения от дислокационной петли полностью релаксируют. Поскольку связи карбид–матрица разорваны, растягивающие напряжения, действующие в области дефекта упаковки, резко возрастают, достигая критической величины, и происходит разрыв связей в этой области. Для дальнейших количественных оценок примем, что после реализации первой стадии вторая наступает автоматически.

Введем следующие обозначения (рис. 3):  $\sigma_{д.п}$  – осредненный уровень растягивающих напряжений, создаваемых дислокационной петлей;  $S_{д.п}$  – площадь действия напряжений  $\sigma_{д.п}$ ;  $l_{д.п}$  – среднее расстояние между петля-

<sup>1)</sup> Здесь для определенности рассматривается петля внедрения. Дальнейшие выкладки справедливы также для петли вычитания.

ми;  $\sigma_d^{eff}$  – осредненное на размере карбида значение  $\sigma_{нис}$ , необходимое для разрыва связи карбид–матрица, т.е. для выполнения условия (4а). Тогда получим

$$\sigma_d^{eff} = \sigma_d^0 - \frac{\sigma_{д.п} S_{д.п}}{l_{д.п}^2}. \quad (21)$$

Учитывая, что плотность петель  $\rho_{д.п} = (l_{д.п})^{-3}$ , уравнение (21) перепишем в виде

$$\sigma_d^{eff} = \sigma_d^0 - \sigma_{д.п} S_{д.п} \rho_{д.п}^{2/3}. \quad (22)$$

Плотность петель  $\rho_{д.п}$  можно приближенно рассчитать, если учитывать, что они являются барьерами для дислокаций и использовать напряжение Орована [51, 52]:

$$\tau_{Orovan} = \alpha Gb \sqrt{\sum \rho_i d_i}, \quad (23)$$

где  $\alpha$  – некоторая константа, зависящая от типа барьеров;  $G$  – модуль сдвига;  $b$  – вектор Бюргера;  $\rho_i, d_i$  – соответственно плотность и размер дефектов  $i$ -го типа [52].

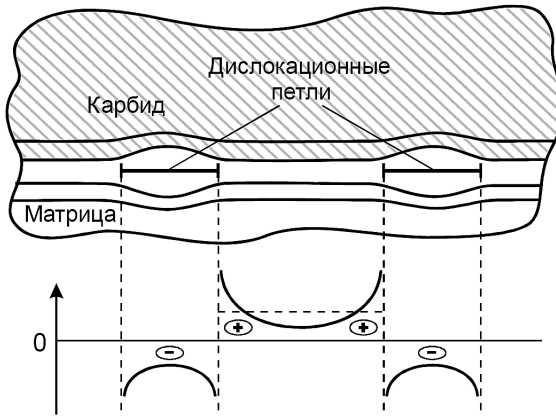


Рис. 3. К расчету внутренних напряжений в области дислокационной петли на межфазной границе (схема): пунктирные прямые – средний уровень растягивающих напряжений  $\sigma_{д.п}$ .

Предполагая, что для облученного материала напряжение  $\tau_{Orovan}$  изменяется в основном за счет дислокационных петель, получаем

$$\Delta\tau_{Orovan} = c_1(\sqrt{c_2 + \rho_{д.п} d_{д.п}} - \sqrt{c_2}), \quad (24)$$

где  $c_1, c_2$  – константы материала,  $c_1 = \alpha Gb$ ,  $c_2 = \sum \rho_i d_i$ ;  $\rho_i$  и  $d_i$  – параметры, относящиеся к исходному состоянию материала.

С учетом условия Мизеса  $\sigma_Y = \sqrt{3}\tau_Y$  ( $\tau_Y$  – критическое сдвиговое напряжение) можно записать

$$\Delta\sigma_Y = \sqrt{3}\Delta\tau_Y = \sqrt{3}\Delta\tau_{Orovan}. \quad (25)$$

Зависимость  $\Delta\sigma_Y$  от флюенса нейтронов  $F$  в общем случае описывается уравнением вида [40]

$$\Delta\sigma_Y = A_{\sigma_Y} \left( \frac{F}{F_0} \right)^{n_1}, \quad (26)$$

где  $A_{\sigma_Y}$  и  $n_1$  – константы материала;  $F_0$  – нормирующий коэффициент.

Предположим, что увеличение  $\sigma_Y$  за счет дислокационных петель, возникших при облучении, также описывается уравнением вида (26), где константы материала обозначены как  $A_{\sigma_Y} \equiv A_{д.п}$  и  $n_1 \equiv n_{д.п}$ .

Тогда из уравнения (22) с учетом (24)–(26) получим искомую зависимость  $\sigma_d^{eff}$  от флюенса нейтронов  $F$ :

$$\sigma_d^{eff} = \sigma_d^0 - c_3 \left[ \left( c_4 \left( \frac{F}{F_0} \right)^{n_{д.п}} + \sqrt{c_2} \right)^2 - c_2 \right]^{2/3}, \quad (27)$$

где  $c_3, c_4$  – константы материала,  $c_3 = \frac{S_{д.п}\sigma_{д.п}}{d_{д.п}^{2/3}}$ ,  $c_4 = \frac{A_{д.п}}{\sqrt{3}c_1}$ .

Как видно из (27), с увеличением  $F$  значение  $\sigma_d^{eff}$  уменьшается. При  $n_{д.п} < 3/4$  зависимость (27) можно аппроксимировать уравнением вида (20). Эта оценка для величины  $n_{д.п}$  следует из того факта, что для сталей, которые упрочняются в результате облучения в основном за счет дислокационных петель (например, стали Ст. 3 или 15Х2МФА с низким содержанием меди),  $n_{д.п} \approx n_1 \leq 0,4$ .

Таким образом, для двух рассмотренных механизмов снижения критического напряжения зарождения микротрещин зависимость  $\sigma_d$  от флюенса нейтронов  $F$  может быть описана одинаковой функциональной зависимостью типа (20).

**3.2. О влиянии радиационных дефектов на коэффициент концентрации локальных напряжений около инициаторов зарождения микротрещин (способ Б).** Увеличение напряжения  $\sigma_{nuc} \equiv \sigma_1 + m_{T\epsilon}\sigma_{eff}$ , которое является фактором, обуславливающим зарождение микротрещины (см. условие (4а)), вызвано прежде всего повышением при облучении предела текучести  $\sigma_Y$  и, как следствие,  $\sigma_1$ . Повышение предела текучести обусловлено радиационно-индуцированными дислокационными петлями и выделениями различных элементов (Cu, Ni, Mn и Si), которые образуют разные по химическому составу кластеры [53].

В принципе возможно увеличение коэффициента  $m_{T\epsilon} = m_0\sigma_{Ys}(T)m_\epsilon(\kappa)$  за счет повышения  $m_0$ , что также приводит к росту  $\sigma_{nuc}$ . Коэффициент  $m_0$  является в какой-то степени структурно-чувствительным и поэтому может зависеть от особенностей деформирования облученного материала. Отметим,

что для облученных материалов КР величина  $\sigma_{eff}$  не повышается (при одной и той же деформации), поскольку коэффициент деформационного упрочнения практически не зависит от степени облучения.

Рассмотрим особенности деформирования облученного материала. Заметим, что такой анализ в значительной степени умозрительный, так как в настоящее время крайне мало структурных исследований по этому вопросу, особенно для реакторных материалов. В общем случае радиационные дефекты (дислокационные петли и кластеры различных элементов) могут влиять на геометрию скоплений. Можно ожидать следующих тенденций такого влияния.

1. Ширина полосы скольжения может уменьшаться с повышением плотности радиационных дефектов, т.е. степени облучения. В результате притупление дислокационного скопления у инициатора зарождения микротрещины будет уменьшаться, а коэффициент  $m_0$  увеличиваться. Этот эффект наблюдается при локализации деформации, например, по механизму так называемого канального деформирования.

Канальное деформирование характерно для материала с большой концентрацией слабых барьеров для дислокаций. В этом случае при деформировании первые движущиеся дислокации сметают в каком-либо слабом месте эти барьеры, образуя бездефектный канал, по которому устремляются другие дислокации. Такое деформирование в основном наблюдается для ГЦК-материалов, в частности для облученных аустенитных сталей. Признаком канального деформирования служит резкое снижение деформационного упрочнения материала, чего не наблюдается для облученных корпусных сталей. Это обстоятельство косвенно показывает, что, по-видимому, в облученных корпусных реакторных сталях канальное деформирование не реализуется. Кроме того, это стали бейнитного класса, для которых уже в исходном состоянии существует множество сильных барьеров для дислокаций, что препятствует его развитию.

Отметим, однако, что помимо канального деформирования возможны иные механизмы локализации деформации, особенно в пределах зерна. Таким образом, нельзя полностью исключить возможное уменьшение притупления скопления при увеличении степени облучения для корпусных реакторных сталей.

2. Другая противоположная тенденция влияния радиационных дефектов на геометрию дислокационных скоплений состоит в увеличениях ширины полосы скольжения и, следовательно, притупления скопления с повышением плотности радиационных дефектов, что обусловлено “размытостью” полосы скольжения из-за большого количества сильных барьеров для дислокаций. При облучении корпусных реакторных сталей количество сильных барьеров увеличивается за счет кластеров. В этом случае коэффициент  $m_0$  будет уменьшаться с ростом флюенса нейтронов  $F$ .

3. Радиационные дефекты могут также влиять на притупление скопления в результате ограничения локального (значительно меньшего, чем размер зерна) поперечного скольжения в голове скопления<sup>2)</sup>. В этом случае коэффициент  $m_0$  будет увеличиваться с ростом  $F$ .

<sup>2)</sup> Уравнение (8) учитывает влияние поперечного скольжения в масштабе нескольких зерен на притупление скопления, используя член  $\sigma_{ys}(T)$ .



Ясно, что эти физические соображения не позволяют сделать однозначный вывод о зависимости  $m_0(F)$ . Вместе с тем моделирование кривых  $K_{Jc}(T)$  на основе Prometeu-модели при возрастающей функции  $m_0(F)$  показывает, что в этом случае трансформация кривых  $K_{Jc}(T)$  практически точно подчиняется концепции горизонтального сдвига (рис. 4). Эта тенденция не отвечает экспериментальным данным [34, 35].

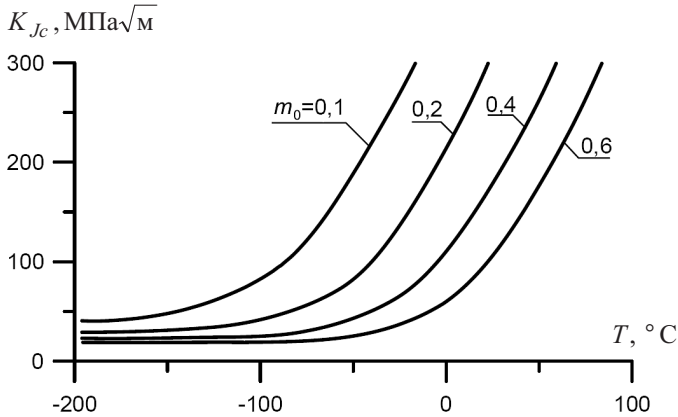


Рис. 4. Кривые  $K_{Jc}(T)$ , рассчитанные по Prometeu-модели для возрастающей функции  $m_0(F)$ , которые подчиняются условию горизонтального сдвига.

Таким образом, на основании существующих представлений и информации целесообразно принять  $m_0 = \text{const}$  не зависимо от степени облучения.

**3.3. Увеличение вероятности формирования дислокационных скоплений в облученном материале (способ В).** В общем случае необходимым условием зарождения микротрещин является образование дислокационных скоплений около инициаторов. Можно предположить, что вероятность их образования зависит от концентрации дефектов, которые служат барьерами для дислокаций. Радиационные дефекты типа дислокационных петель, кластеров точечных дефектов и преципитатов, которые влияют на движение дислокаций, могут приводить к более легкому формированию дислокационных скоплений около инициаторов зарождения микротрещин, тем самым увеличивая вероятность формирования дислокационных скоплений, приводящих к зарождению микротрещин [31, 32, 45]. Схематически такой процесс показан на рис. 5.

Это соответствует ситуации, когда инициаторы зарождения микротрещин представляют собой некие компактные (объемные равноосные) барьеры, хаотично рассеянные по телу зерна (например, глобулярные карбиды). При этом карбиды не всегда являются барьерами для дислокаций. Например, если плотность карбидов и других барьеров мала, дислокации могут огибать инициатор, оставив дислокационные петли (рис. 5,а). Радиационные дефекты, хотя и слабые, все же будут дополнительными барьерами для дислокаций и, следовательно, стимуляторами образования дислокационных скоплений (рис. 5,б). Ясно, что, если инициаторы не компактные, а планарные (например, пластинки цемента), то вероятность образования скоплений близка к единице, и в этом случае влияние радиационных дефектов на вероятность их образования отсутствует [45].

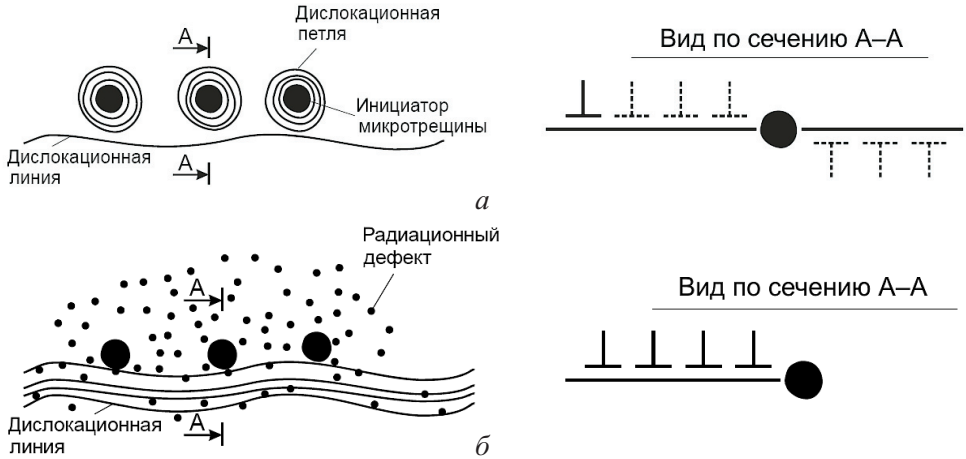


Рис. 5. Образование дислокационных петель и скоплений около инициаторов микротрещин скола для необлученного (а) и облученного (б) материалов (схема).

В качестве характеристического параметра концентрации барьеров для дислокаций можно использовать напряжение Орована  $\tau_{Orovan}$ , рассчитываемое по уравнению (23). При  $\tau \geq \tau_{Orovan}$  дислокации могут огибать барьеры, при  $\tau < \tau_{Orovan}$  нет. С повышением плотности дефектов, т.е. уменьшением расстояния между барьерами, параметр  $\tau_{Orovan}$  увеличивается. В результате вероятность образования скоплений около карбидов или других инициаторов возрастает (рис. 5).

Вероятность образования скоплений дислокаций в элементарной ячейке  $P_{pu}$  можно описать с использованием распределения Вейбулла:

$$P_{pu} = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\tau_{Orovan}}{\tilde{\tau}_{Orovan}} \right)^k \right], \quad (28)$$

где  $\tilde{\tau}_{Orovan}$ ,  $k$  – параметры Вейбулла.

Для облученного материала с учетом уравнения (25) для напряжения Орована получим

$$\tau_{Orovan}^{irr} = \tau_{Orovan}^{unirr} + \Delta\tau_{Orovan} = \tau_{Orovan}^{unirr} + \frac{\Delta\sigma_Y}{\sqrt{3}}, \quad (29)$$

где  $\tau_{Orovan}^{unirr} = \alpha G b \sqrt{\sum \rho_i^{unirr} d_i^{unirr}} = \text{const.}$

Тогда уравнение (28) преобразуется следующим образом:

$$P_{pu} = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{C + \Delta\sigma_Y}{\sqrt{3}\tilde{\tau}_{Orovan}} \right)^k \right], \quad (30)$$

где  $C$  – константа.

Вероятность возникновения микротрещины  $P_{nuc}^{eff}$  при условии образования скопления рассчитывается по уравнению

$$P_{nuc}^{eff} = P_{nuc} P_{pu}. \quad (31)$$

Уравнение (31) с учетом (12) и (30) при малых  $P_{nuc}$  и  $P_{pu}$  запишем в виде

$$P_{nuc}^{eff} = \left( \frac{\sigma_{nuc} - \sigma_{d0}}{\tilde{\sigma}_d} \right)^\eta \left( \frac{\Delta\sigma_Y + C}{\sqrt{3}\tilde{\tau}_{Orovan}} \right)^k \quad (32)$$

или

$$P_{nuc}^{eff} = \left( \frac{\sigma_{nuc} - \sigma_{d0}}{\tilde{\sigma}_d^{eff}} \right)^\eta, \quad (33)$$

где

$$\tilde{\sigma}_d^{eff} = \tilde{\sigma}_d \left( \frac{\Delta\sigma_Y + C}{\sqrt{3}\tilde{\tau}_{Orovan}} \right)^{-k/\eta}. \quad (34)$$

Из (34) видно, что при увеличении  $\Delta\sigma_Y$  параметр  $\tilde{\sigma}_d^{eff}$  уменьшается. Это означает, что радиационные дефекты, приводящие к росту предела текучести, вызывают уменьшение напряжений зарождения микротрещины. Чтобы оценить, как параметр  $\tilde{\sigma}_d^{eff}$  изменяется для облученного состояния по сравнению с необлученным, уравнение (34) запишем в виде

$$(\tilde{\sigma}_d^{eff})_{irr} = (\tilde{\sigma}_d^{eff})_{unirr} \left( \frac{C}{\Delta\sigma_Y + C} \right)^{k/\eta}, \quad (35)$$

где

$$(\tilde{\sigma}_d^{eff})_{unirr} = \tilde{\sigma}_d \left( \frac{C}{\sqrt{3}\tilde{\tau}_{Orovan}} \right)^{-k/\eta}.$$

Из (35) видно, что при  $\Delta\sigma_Y \rightarrow \infty$  имеем  $(\tilde{\sigma}_d^{eff})_{irr} \rightarrow 0$ , при  $\Delta\sigma_Y = 0$  –  $(\tilde{\sigma}_d^{eff})_{irr} = (\tilde{\sigma}_d^{eff})_{unirr}$ . Это позволяет аппроксимировать (35) уравнением

$$(\tilde{\sigma}_d^{eff})_{irr} = (\tilde{\sigma}_d^{eff})_{unirr} \exp(-A_1(\Delta\sigma_Y)^{n_2}), \quad (36)$$

где  $A_1$  и  $n_2$  – некоторые константы.

Уравнение (36) с использованием (26) для  $\Delta\sigma_Y(F)$  преобразуется так:

$$(\tilde{\sigma}_d^{eff})_{irr} = (\tilde{\sigma}_d^{eff})_{unirr} \exp[-A_2(F/F_0)^n], \quad (37)$$

где  $n = n_1 n_2$ ;  $A_2 = A_1(A_{\sigma_Y})^{n_2}$ .

Сравнение уравнения (20) с (37) показывает, что тип зависимости  $\tilde{\sigma}_d(F)$  одинаков для обоих рассмотренных механизмов: для уменьшения критического напряжения зарождения микротрещин  $\sigma_d$  (способ А) и для повышения вероятности образования дислокационных скоплений за счет увеличения концентрации радиационных дефектов (способ В).

**4. Обсуждение результатов.** Выше были рассмотрены два основных локальных критерия хрупкого разрушения с точки зрения прогнозирования радиационного охрупчивания материалов КР и представлены основные положения Prometeu-модели. Показано, что Prometeu-модель позволяет адекватно учитывать как физические процессы хрупкого разрушения, так и механизмы радиационного охрупчивания материалов КР.

В настоящем разделе обсудим применение модели к описанию радиационного охрупчивания не только реакторных сталей, но и других ОЦК-металлов, а также рассмотрим прогнозирование влияния предварительной пластической деформации на хрупкое разрушение.

**4.1. Особенности радиационного охрупчивания различных ОЦК-материалов.** Радиационное охрупчивание<sup>3)</sup>, как следует из выполненного анализа, обусловлено двумя факторами: механическим (увеличение  $\sigma_1$  за счет роста  $\sigma_Y$ ) и физическим (уменьшение критического напряжения зарождения микротрещин  $\sigma_d$ ). Вклад этих факторов в радиационное охрупчивание будет зависеть прежде всего от свойств материала, главным образом от параметра  $S_c/\sigma_Y$ , который определяет, каким физическим процессом (зарождение и/или распространение микротрещин скола) контролируется разрушение образцов с трещиной [45].

Для сталей с большим значением  $S_c/\sigma_Y$ , например для низкопрочных сталей, условие распространения микротрещин  $\sigma_1 = S_c$  выполняется только в случае, если  $\sigma_1$  существенно увеличится в результате деформационного упрочнения, т.е. после значительной пластической деформации. При этом условие зарождения микротрещин (4а) удовлетворяется раньше. Это означает, что хрупкое разрушение образцов с трещиной для таких сталей контролируется в основном условием распространения микротрещин (4б), и в этом случае радиационное охрупчивание определяется главным образом механическим фактором.

Для сталей со значением  $S_c/\sigma_Y \leq 2,5$  (при  $T = 20^\circ\text{C}$ ), в том числе для корпусных сталей, хрупкое разрушение образцов с трещиной контролируется как условием зарождения микротрещин (4а), так и условием их распространения (4б). В результате радиационное охрупчивание таких сталей определяется механическим и физическим факторами.

Детальный анализ физического и механического факторов радиационного охрупчивания выполнен в [45]. На рис. 6 показаны расчетные результаты, полученные по Prometeu-модели, для среднепрочной корпусной стали 15Х2НМФА ( $S_c/\sigma_Y \approx 2,3$ ) и низкопрочной стали М16С ( $S_c/\sigma_Y \approx 4$ ), которые иллюстрируют рассмотренные особенности радиационного охрупчивания. Здесь представлен относительный вклад механического фактора в охрупчивание, а в качестве количественной меры использован параметр  $(\Delta T_{tr})_\sigma / \Delta \sigma_Y$  ( $(\Delta T_{tr})_\sigma -$

<sup>3)</sup> Далее радиационное охрупчивание будем рассматривать по отношению к трещиностойкости материала.

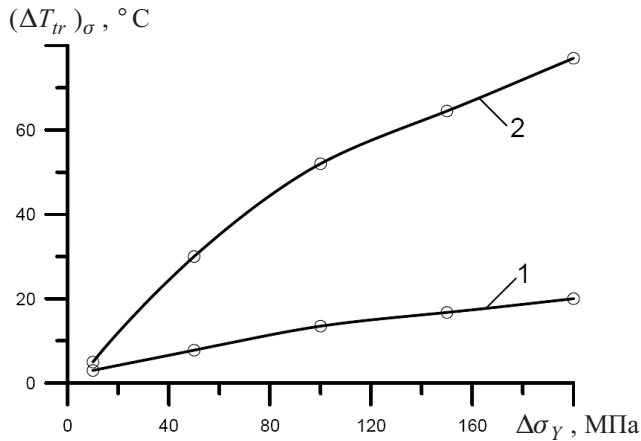


Рис. 6. Сдвиг температуры хрупковязкого перехода  $(\Delta T_{tr})_{\sigma}$ , вызванный упрочнением материала  $\Delta\sigma_{\gamma}$ , для среднепрочной стали 15X2НМФА (кривая 1) и низкопрочной стали М16С (кривая 2).

температурный сдвиг, определенный на уровне  $K_{Jc} = 100 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$  по кривым  $K_{Jc}(T)$ , рассчитанным при  $\Delta\sigma_{\gamma} = \text{var}$ . Из рис. 6 видно, что для стали М16С отношение  $(\Delta T_{tr})_{\sigma} / \Delta\sigma_{\gamma} \approx 0,4 \dots 0,6 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{МПа}$ , что согласуется с экспериментальными оценками для облученной стали [45]. Иными словами, механический фактор охрупчивания для стали М16С является преобладающим. В этом случае снижение параметра  $\sigma_d$ , происходящее по любому механизму, не будет изменять сопротивление хрупкому разрушению, контролируемое распространением микротрещины скола. В то же время для корпусной стали механический фактор дает только около 20% общего сдвига, поскольку  $(\Delta T_{tr})_{\sigma} / \Delta\sigma_{\gamma} \approx 0,1 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{МПа}$  (рис. 6), для чистых по примесям корпусных реакторных сталей экспериментальные значения  $\Delta T_{tr} / \Delta\sigma_{\gamma}$  находятся в диапазоне  $0,4 \dots 0,5$  [40, 46].

Другой характерной особенностью хрупкого разрушения реакторных сталей является зарождение микротрещин скола на глобулярных карбидах или других прочных включениях, расположенных, как правило, внутри зерна. Для таких инициаторов микротрещин могут реализовываться все рассмотренные в разд. 3 механизмы снижения критического напряжения зарождения микротрещин  $\sigma_d$ . По-видимому, для других типов инициаторов могут работать не все из этих механизмов. Например, для протяженных инициаторов механизм снижения  $\sigma_d$  за счет увеличения вероятности формирования дислокационных скоплений (способ В) не реализуется, поскольку для таких инициаторов эта вероятность близка к единице.

Рассмотрим особенности хрупкого разрушения и радиационного охрупчивания однофазных ОЦК-материалов без инициаторов зарождения микротрещин скола внутри зерна. В данном случае граница зерна является практически единственным барьером для дислокационных скоплений, и параметр  $\sigma_d$  есть прочность границы зерна. Микротрещина при этом может зародиться как вдоль границы зерна, так и под некоторым углом к ней, т.е. в том месте, где отношение  $\sigma_{nuc} / \sigma_d$  будет максимальным. Поэтому разрушение однофазного ОЦК-материала может быть как транс-, так и интеркристаллитным.

Радиационное охрупчивание таких материалов, как и рассмотренных выше, обусловлено двумя факторами: механическим и физическим. Из представленных в разд. 3 механизмов снижения  $\sigma_d$  для однофазных ОЦК-материалов возможны, по-видимому, следующие.

*Сегрегационный механизм* охрупчивания, описанный в разд. 3.1. В данном случае стоком для примесей, например фосфора, является граница зерна. Разрушение облученного металла будет интеркристаллитным, подобно разрушению при отпускной хрупкости, не зависимо от типа разрушения материала в исходном состоянии.

*Механизм создания внутренних напряжений* от дислокационных петель, которые формируются при облучении (см. разд. 3.1.). Для чистых по примесям металлов такой механизм снижения  $\sigma_d$  будет, вероятно, единственным<sup>4)</sup>. Отметим, что граница зерна является хорошим стоком для образующихся при облучении пар Френкеля “атом–вакансии”, поэтому ее прочность, по-видимому, не уменьшается. Следовательно, если в исходном состоянии чистый металл разрушался транскристаллитно, то и в облученном разрушение будет преимущественно таким же.

**4.2. Влияние предварительной пластической деформации на хрупкое разрушение.** Анализ этого вопроса особенно важен для понимания связи локального критерия с механизмами охрупчивания, поскольку, как известно, пластическая деформация способствует увеличению предела текучести, так же как и нейтронное облучение. Однако упрочнение за счет пластической деформации, как показывают эксперименты [54, 55], может приводить и к уменьшению, и к увеличению трещиностойкости материала, в то время как упрочнение, обусловленное облучением, вызывает только повышение температуры хрупкости и уменьшение трещиностойкости, т.е. охрупчивание материала.

Рассмотрим применимость локальных критериев (1) и (4) к анализу влияния предварительной пластической деформации на хрупкое разрушение. Как уже обсуждалось в разд. 1, согласно критерию (1) единственным фактором, влияющим на охрупчивание, является увеличение  $\sigma_1$  за счет роста предела текучести  $\sigma_Y$ . С позиций критерия (1) или, что более наглядно, схемы Иоффе степень охрупчивания материала, облученного либо предварительно деформированного, будет одна и та же при одинаковом приросте предела текучести<sup>5)</sup>. В то же время экспериментальные данные свидетельствуют, что отношение  $\Delta T_{tr}/\Delta\sigma_Y$  различается для облученного и наклепанного материала. Так, в работе [56] для стали А533В при  $\varepsilon_0 < 10\%$  имеем  $\Delta T_{tr}/\Delta\sigma_Y = 0,1...0,15^\circ\text{C}/\text{МПа}$ , для облученной стали –  $\Delta T_{tr}/\Delta\sigma_Y \cong 0,5^\circ\text{C}/\text{МПа}$  [34, 35, 46].

Расчеты также показывают, что согласно критерию (1) зависимость  $K_{Jc}(\varepsilon_0)$  будет монотонно ниспадающей, так как отношение  $S_c/\sigma_Y$  уменьшается с ростом  $\varepsilon_0$ . Отметим, что согласно результатам экспериментов [54, 55] для корпусных реакторных сталей зависимость  $K_{Jc}(\varepsilon_0)$  не является монотонной.

<sup>4)</sup> Граница зерна является планарным дефектом, поэтому механизм снижения  $\sigma_d$  по способу В, рассмотренному в разд. 3.3, не реализуется.

<sup>5)</sup> Данный вывод справедлив при относительно малой предварительной деформации  $\varepsilon_0 < 10\%$ , не приводящей к росту  $S_c$ .

Таким образом, критерий (1) не позволяет описать различие в охрупчивании наклепанного и облученного материалов и влияние предварительной деформации на хрупкое разрушение корпусных сталей. Это связано с тем, что критерий (1) учитывает только один из физических процессов хрупкого разрушения (распространение микротрещин скола) и не учитывает адекватно зарождение микротрещин скола. Вместе с тем, как показано выше, природа охрупчивания обусловлена не только повышением  $\sigma_Y$ , но и изменением критического напряжения зарождения микротрещин  $\sigma_d$ .

Рассмотрим, можно ли с помощью локального критерия (4) и Prometeu-модели адекватно описывать влияние предварительной пластической деформации на хрупкое разрушение. В общем случае предварительная деформация приводит к следующему.

1. С ростом  $\varepsilon_0$  уменьшается отношение  $S_c/\sigma_Y$ , так как темп роста  $\sigma_Y$  с деформацией выше, чем  $S_c$ .

2. Происходит понижение напряжения  $\sigma_{nuc} \equiv \sigma_1 + m_{T\varepsilon}\sigma_{eff}$  за счет уменьшения  $\sigma_{eff}$ , поскольку коэффициент деформационного упрочнения уменьшается с ростом деформации  $\varepsilon_0$ .

3. Понижается вероятность зарождения микротрещин, поскольку по мере увеличения  $\varepsilon_0$  количество возможных мест их зарождения уменьшается. Действительно, в процессе предварительной деформации происходит зарождение микротрещин скола на слабых барьерах, однако поскольку условие их старта не выполняется, они не распространяются и при дальнейшем деформировании превращаются в поры. При последующем деформировании такого материала у вершины макротрещины острые микротрещины начнут зарождаться только при  $\sigma_{nuc} > (\sigma_{nuc})_\varepsilon$ , где  $(\sigma_{nuc})_\varepsilon$  – напряжение  $\sigma_{nuc}$ , отвечающее деформации  $\varepsilon_0$  и температуре  $T_0$  предварительного деформирования.

4. С ростом  $\varepsilon_0$  уменьшается  $\tilde{\sigma}_d^{eff}$  за счет повышения плотности дислокаций и соответственно увеличения влияния внутренних напряжений на прочность связи карбид–матрица. Этот механизм аналогичен механизму влияния радиационно-индуцированных дислокационных петель, рассмотренному в разд. 3.1.

5. С ростом  $\varepsilon_0$  увеличивается вероятность образования дислокационных скоплений за счет повышения плотности дислокаций. Этот механизм был описан в разд. 3.3.

Факторы, указанные в пп. 1, 4 и 5, уменьшают сопротивление хрупкому разрушению, а факторы, указанные в пп. 2 и 3, увеличивают это сопротивление. Таким образом, в общем случае зависимость  $K_{Jc}(\varepsilon_0)$  может быть немонотонной.

Исследуем зависимость  $K_{Jc}(\varepsilon_0)$  с помощью Prometeu-модели. Будем учитывать только факторы, указанные в пп. 1, 2 и 3. Отметим, что нет необходимости дополнительно исследовать влияние уменьшения параметра  $\tilde{\sigma}_d^{eff}$  (пп. 4 и 5) на  $K_{Jc}$ , поскольку неоднократно было показано, что оно приводит к снижению  $K_{Jc}$  [25, 30, 34, 35]. Для расчета используем следующие зависимости.

При расчете НДС параметры, описывающие пластическое деформирование материала, задаются таким образом.

Кривая деформирования аппроксимируется уравнением

$$\sigma_{eq}(T, \kappa) = \sigma_Y(T) + A(T)\kappa^{m(T)}, \quad (38)$$

где  $A$  и  $m$  – коэффициенты деформационного упрочнения, зависящие от температуры. Температурная зависимость предела текучести задается уравнением

$$\sigma_Y(T) = \sigma_{YG} + \sigma_{Ys}(T), \quad (39)$$

где  $\sigma_{YG}$  – температурно-независимая компонента предела текучести;  $\sigma_{Ys}$  – температурно-зависимая компонента, которая аппроксимируется уравнением

$$\sigma_{Ys}(T) = b \exp(-hT_a) \quad (40)$$

( $b$  и  $h$  – константы материала, не зависящие от температуры;  $T_a$  задается в градусах Кельвина).

Для предварительно деформированного материала принимается, что увеличение предела текучести обусловлено ростом только температурно-независимой компоненты предела текучести  $\sigma_{YG}^\varepsilon$ . Величину  $\sigma_{YG}^\varepsilon$  будем рассчитывать по уравнению

$$\sigma_{YG}^\varepsilon = \sigma_{YG} + A(T_0)(\varepsilon_0)^{m(T_0)}, \quad (41)$$

где  $A(T_0)$  и  $m(T_0)$  – коэффициенты деформационного упрочнения при температуре  $T_0$  предварительного деформирования.

Тогда предел текучести наклепанного материала  $\sigma_Y^\varepsilon(T)$  с учетом (39) и (41) вычисляется как

$$\sigma_Y^\varepsilon(T) = \sigma_Y(T) + A(T_0)(\varepsilon_0)^{m(T_0)}. \quad (42)$$

Кривую деформирования наклепанного материала при температуре  $T$  будем описывать уравнением

$$\sigma_{eq}^\varepsilon(T, \kappa) = \sigma_Y^\varepsilon(T) + A(T)(\kappa + \kappa_{eff})^{m(T)} - A(T)(\kappa_{eff})^{m(T)}, \quad (43)$$

где

$$\kappa_{eff} = \left( \frac{\sigma_Y^\varepsilon(T) - \sigma_Y(T)}{A(T)} \right)^{1/m(T)} = \left( \frac{A(T_0)(\varepsilon_0)^{m(T_0)}}{A(T)} \right)^{1/m(T)}.$$

Уравнение (43) отвечает кривой деформирования, показанной на рис. 7,а.

Вероятность зарождения  $P_{nuc}^\varepsilon$  микротрещины при последующем деформировании наклепанного материала будем рассчитывать по формуле

$$P_{nuc}^\varepsilon(\sigma_{nuc}) = \begin{cases} 0 & \text{при } \sigma_{nuc} < \sigma_{nuc}^\varepsilon; \\ \frac{P_{nuc}(\sigma_{nuc}) - P_{nuc}(\sigma_{nuc}^\varepsilon)}{1 - P_{nuc}(\sigma_{nuc}^\varepsilon)} & \text{при } \sigma_{nuc} \geq \sigma_{nuc}^\varepsilon, \end{cases} \quad (44)$$



где  $\sigma_{nuc}^\varepsilon$  – напряжение  $\sigma_{nuc}$ , отвечающее деформации  $\varepsilon_0$  и температуре  $T_0$ ; величины  $P_{nuc}(\dots)$  вычисляются по формуле (12). Расчет  $P_{nuc}^\varepsilon$  показан на рис. 7,б.

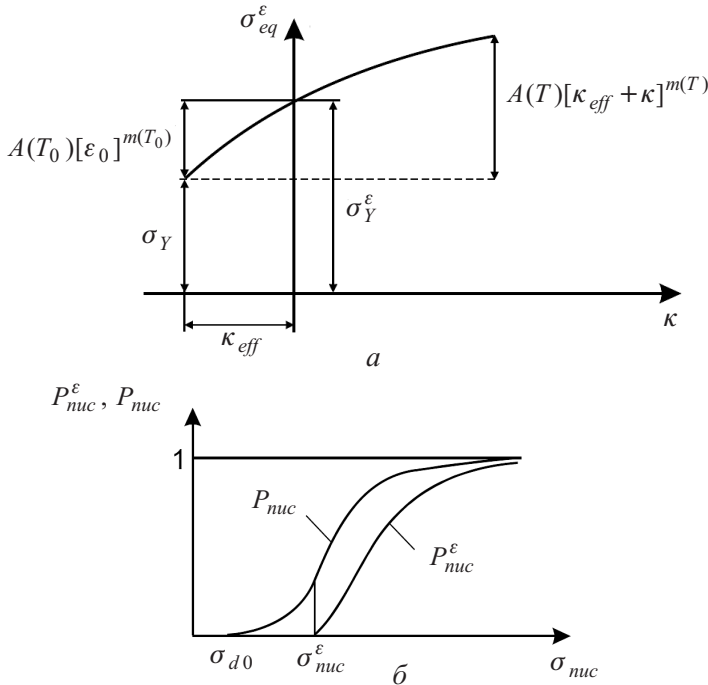


Рис. 7. К расчету влияния предварительной пластической деформации на трещиностойкость: а – кривая деформирования при температуре  $T$  для материала, предварительно деформированного при температуре  $T_0$  до пластической деформации  $\varepsilon_0$ ; б – к расчету вероятности зарождения  $P_{nuc}^\varepsilon$  микротрещины при деформировании наклепанного материала.

Зависимость  $K_{Jc}(\varepsilon_0)$  исследовалась с помощью Prometeu-модели для корпусной стали 15X2НМФА и стали М16С (химический состав, %: 0,17 С, 0,46 Мн, 0,15 Si). Условия предварительного деформирования следующие:  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  и  $\varepsilon_0 = 0, 2, 5, 7, 10, 20, 30$  и  $40\%$ . Расчет выполнялся в области переходных температур.

На рис. 8 представлены некоторые расчетные результаты. Для стали 15X2НМФА при  $T = -60^\circ\text{C}$  отношение  $K_{Jc}(\varepsilon_0)/K_{Jc}^{исх}$  ( $K_{Jc}^{исх}$  – значение  $K_{Jc}$  без предварительной деформации) увеличивается с ростом  $\varepsilon_0$  до 7%, а затем незначительно уменьшается. Если учесть уменьшение отношения  $K_{Jc}(\varepsilon_0)/K_{Jc}^{исх}$  с уменьшением параметра  $\tilde{\sigma}_d^{eff}$ , можно получить немонотонный характер зависимости  $K_{Jc}(\varepsilon_0)$ , что соответствует наблюдаемым в эксперименте закономерностям [54, 55]. Отметим также, что характер зависимости  $K_{Jc}(\varepsilon_0)/K_{Jc}^{исх}$  не изменяется в диапазоне температур  $-100\dots-20^\circ\text{C}$ .

Совершенно иные закономерности получены для стали М16С. Как видно из рис. 8 (кривая 2), при  $T = -20^\circ\text{C}$  отношение  $K_{Jc}(\varepsilon_0)/K_{Jc}^{исх}$  уменьшается с ростом  $\varepsilon_0$ , при  $T = -60^\circ\text{C}$  (кривая 3) характер этой зависимости такой же, как для стали 15X2НМФА.

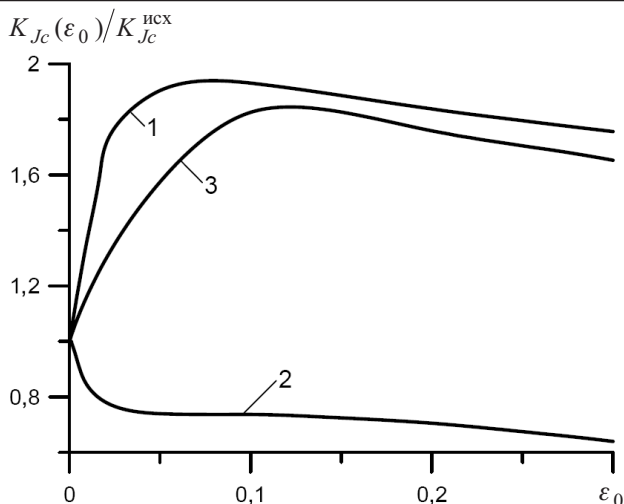


Рис. 8. Зависимости  $K_{Jc}(\epsilon_0)/K_{Jc}^{исх}$ , рассчитанные по Prometey-модели, для сталей 15X2NMФА (кривая 1) и М16С (кривые 2, 3).

Рассмотрим полученные результаты с точки зрения локального критерия (4).

С механической точки зрения исследуемые материалы различаются значениями параметра  $S_c/\sigma_Y$ : для корпусной стали  $S_c/\sigma_Y^{20} \approx 2,3$  ( $\sigma_Y^{20} = \sigma_Y(T = 20^\circ\text{C})$ ), для стали М16С –  $S_c/\sigma_Y^{20} \approx 4$ . Как отмечалось выше, это расхождение приводит к разным физическим процессам, контролирующим разрушение образцов с трещиной.

Для стали М16С хрупкое разрушение образцов с трещиной контролируется в основном условием ее распространения (4б), и  $K_{Jc}$  определяется параметром  $S_c/\sigma_Y$ . Тогда зависимость  $K_{Jc}(\epsilon_0)$  будет монотонно ниспадающей (см. уравнение (2)), так как отношение  $S_c/\sigma_Y$  уменьшается с ростом  $\epsilon_0$ , что и наблюдается для этой стали при  $T = -20^\circ\text{C}$  (рис. 8). Таким образом, в этом случае преобладает фактор влияния предварительной деформации, указанный в п. 1, который способствует уменьшению сопротивления хрупкому разрушению.

С понижением температуры отношение  $S_c/\sigma_Y$  уменьшается, так как  $\sigma_Y$  растет, а  $S_c$  не зависит от температуры. При уменьшении  $S_c/\sigma_Y$  вклад зарождения микротрещин в хрупкое разрушение повышается. В этом случае начинают преобладать факторы, указанные в пп. 2 и 3, которые влияют на зарождение микротрещин. В результате предварительная деформация будет приводить к увеличению  $K_{Jc}$  (на рис. 8 кривая 3), если не учитывать факторы (пп. 4 и 5), уменьшающие  $K_{Jc}$ .

Для стали с низким значением  $S_c/\sigma_Y$ , в том числе для стали 15X2NMФА, хрупкое разрушение образцов с трещиной контролируется как условием зарождения микротрещин (4а), так и условием их распространения (4б). Поэтому не зависимо от температуры влияние предварительной деформации обусловлено всеми указанными в пп. 1, 2 и 3 факторами, вклад которых изменяется в зависимости от величины  $\epsilon_0$ . При  $\epsilon_0 < 7\%$  преобладают фак-

торы (пп. 2 и 3), которые приводят к увеличению  $K_{Jc}$ . С ростом  $\varepsilon_0$  уменьшается отношение  $S_c/\sigma_Y$ , и вклад фактора распространения микротрещин увеличивается. Поэтому при  $\varepsilon_0 > 7\%$  начинается влияние параметра  $S_c/\sigma_Y$ , что приводит к уменьшению  $K_{Jc}$ . Эти закономерности определяют характер кривой 1 на рис. 8.

**Заключение.** Как показывает ретроспективный анализ, первыми работами, которые послужили толчком к целому циклу исследований по установлению связи локального критерия хрупкого разрушения с трещиностойкостью материалов, явились модели Ритчи–Нотта–Райса и Писаренко–Красовского. Попытки применения этих моделей к оценке масштабного эффекта и прогнозирования трещиностойкости материалов разного уровня прочности в различных структурных состояниях привели к необходимости введения в критерий хрупкого разрушения независимых условий зарождения и распространения микротрещин скола, а также формулировке критерия в вероятностной постановке. Такой деформационно-силовой критерий (зависящий от напряжения, деформации и температуры) был разработан в рамках локального подхода, известного как Pгоmetey-модель. Показано, что эта модель позволяет отразить большинство известных механизмов охрупчивания ОЦК-металлов, включая влияние нейтронного облучения и предварительной пластической деформации.

## Резюме

Розглянуто використання локальних критеріїв для прогнозування крихкого руйнування корпусних реакторних сталей з акцентом на радіаційне окрихчення. Аналізується зв'язок радіаційних пошкоджень із процесами зародження і розповсюдження микротріщин сколення з точки зору локального критерію руйнування. Запропоновано фізико-механічні моделі впливу радіаційних пошкоджень на зародження микротріщин сколення. Розглянуто вплив зміцнення матеріалу внаслідок нейтронного опромінення та пластичної деформації на його тріщиностійкість.

1. *Нотт Дж. Ф.* Основы механики разрушения. – М.: Металлургия, 1978. – 256 с.
2. *Иоффе А. Ф., Кирпичева М. В., Левицкая М. А.* Деформация и прочность кристаллов // Журн. рус. физ.-хим. об-ва. – 1924. – **56**. – С. 489 – 504.
3. *Давиденков Н. Н.* Динамические испытания материалов. – М.: ОНТИ, 1936. – 395 с.
4. *Фридман Я. Б.* Механические свойства металлов. – М.: Оборонгиз, 1952. – 556 с.
5. *Копельман Л. А.* Сопrotивляемость сварных узлов хрупкому разрушению. – Л.: Машиностроение, 1978. – 232 с.
6. *Ritchie R. O., Knott J. F., and Rice J. R.* On the relation between critical tensile stress and fracture toughness in mild steel // J. Mech. Phys. Solids. – 1973. – **21**. – P. 395 – 410.

7. *Ludwik R.* Elemente der technologischen Mechanik. – Berlin, 1909.
8. *Степанов А. В.* Основы практической прочности кристаллов. – М.: Наука, 1974. – 132 с.
9. *Макклинток Ф., Аргон А.* Деформация и разрушение материалов. – М.: Мир, 1970. – 443 с.
10. *Hahn G. T., Averbach B. L., Owen W. S., and Cohen M.* Initiation of cleavage microcracks in polycrystalline iron and steel / B. L. Averbach et al. (Eds.), Fracture, MIT Press Cambridge: Wiley, New York, 1959. – P. 91 – 116.
11. *Pisarenko G. S. and Krasowsky A. Ya.* Analysis of kinetics of quasibrittle fracture of crystalline materials // Proc. Int. Conf. on Mechanical Behavior of Materials (Kyoto 1971). – Kyoto, 1972. – **1**. – P. 421 – 432.
12. *Beremin F. M.* A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel // Met. Trans. – 1983. – **14A**. – P. 2277 – 2287.
13. *Weibull W. A.* A statistical theory of the strength of materials // R. Swed. Inst. Eng. Res. – 1939. – **151**. – P. 5 – 45.
14. *Wallin K.* The scatter in  $K_{Ic}$  results // Eng. Fract. Mech. – 1984. – **19**. – P. 1085 – 1093.
15. *Wallin K.* The size effect in  $K_{Ic}$  results // Ibid. – 1985. – **22**. – P. 149 – 163.
16. *Wallin K.* Fracture toughness transition curve shape for ferritic structural steels // Fracture of Engineering Materials & Structures / S. Teoh and K. Lee (Eds.). – Elsevier Applied Science, 1991. – P. 83 – 88.
17. *EUROMECH-МЕСАМАТ'96: Local Approach to Fracture* // J. Physique IV. – 1996. – **6**. – P. 6 – 8.
18. *Марголин Б. З., Швецова В. А.* Критерий хрупкого разрушения: структурно-механический подход // Пробл. прочности. – 1992. – № 2. – С. 3 – 16.
19. *Margolin B. Z. and Shvetsova V. A.* Local criterion for cleavage fracture: structural and mechanical approach // J. Physique IV. – 1996. – **6**. – C6-225 – C6-234.
20. *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.
21. *Margolin B. Z., Karzov G. P., and Shvetsova V. A.* Brittle fracture of nuclear pressure vessel steels. Pt. II. Prediction of fracture toughness // Ibid. – P. 89 – 96.
22. *Margolin B. Z., Gulenko A. G., and Shvetsova V. A.* Improved probabilistic model for fracture toughness prediction for nuclear pressure vessel steels // Ibid. – 1998. – **75**. – P. 843 – 855.
23. *Карзов Б. З., Марголин Б. З., Швецова В. А.* Физико-механическое моделирование процессов разрушения. – СПб.: Политехника, 1993. – 391 с.
24. *Merkle J. G., Wallin K., and McCabe D. E.* Technical basis for an ASTM standard on determining the reference temperature,  $T_0$ , for ferritic steels in the transition range. NUREG/CR-5504, ORNL/TM-13631, 1999.

25. Margolin B. Z., Shvetsova V. A., and Gulenko A. G. Radiation embrittlement modelling for reactor pressure vessel steels: I. Brittle fracture toughness prediction // *Int. J. Press. Vess. Piping.* – 1999. – **76**. – P. 715 – 729.
26. Parrot A., et al. Evaluation of fracture toughness from instrumented Charpy impact tests for a reactor pressure vessel steel using local approach to fracture. EUROMECH-MECAMAT 2006: Local Approach to Fracture / J. Besson, D. Moineau, and D. Steglich (Eds.). – Paris: Mines, 2006. – P. 291 – 296.
27. 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.
28. Chen J. H., Yan C., and Sun J. Further study on the mechanism of cleavage fracture at low temperatures // *Acta Met. Mater.* – 1994. – **42**. – P. 251 – 261.
29. Bordet S. R., Karstensen A. D., Knowles D. M., and Wiesner C. S. A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel // *Eng. Fract. Mech.* – 2005. – **72**. – P. 435 – 474.
30. Марголин Б. З., Швецова В. А., Гуленко А. Г. и др. Прогнозирование трещиностойкости корпусной реакторной стали на основе концепции “Master curve” и вероятностной модели // *Пробл. прочности.* – 2002. – № 1. – С. 5 – 21.
31. 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**, No. 5. – P. 320 – 336.
32. 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.
33. Margolin B. Z., Karzov G. P., Shvetsova V. A., et al. Application of local approach concept of cleavage fracture to VVER materials // *The 2002 ASME PVP Conf. (August 5–9, 2002, Vancouver, Canada).* – New York, ASME, 2002. – **437**. – P. 113 – 120.
34. Margolin B. Z., Gulenko A. G., Nikolaev V. A., and Ryadkov L. N. A new engineering method for prediction of the fracture toughness temperature dependence for RPV steels // *Int. J. Press. Vess. Piping.* – 2003. – **80**. – P. 817 – 829.
35. Марголин Б. З., Гуленко А. Г., Николаев В. А., Рядков Л. Н. Новый инженерный метод прогнозирования температурной зависимости трещиностойкости сталей для сосудов давления // *Пробл. прочности.* – 2003. – № 5. – С. 12 – 35.
36. РД ЭО 1.1.2.09.0789-2009. Методика определения вязкости разрушения по результатам испытаний образцов-свидетелей для расчета прочности и ресурса корпусов реакторов ВВЭР-1000. – М.: РОСЭНЕРГОАТОМ, 2009.

37. *Gurovich B. A., Kuleshova E. A., Nikolaev Y. A., and Shtrombakh Y. I.* Assessment of relative contributions from different mechanisms to radiation embrittlement of reactor pressure vessel steels // *J. Nucl. Mater.* – 1997. – **246**. – P. 91 – 120.
38. *Gurovich B. A., Kuleshova E. A., Shtrombakh Y. I., et al.* Intergranular and intragranular phosphorus segregation in Russian pressure vessel steels due to neutron irradiation // *Ibid.* – 2000. – **279**. – P. 259 – 272.
39. *Gorynin I. V., Nesterova E. V., Nikolaev V. A., and Rybin V. V.* Microstructure and mechanical properties of WWER-440 reactor vessel metal after service life expiration and recovery anneal // *Effect of Radiation on Materials: 17 Int. Symp., ASTM STP 1270.* – 1996. – P. 248 – 259.
40. *Alekseenko N. N., Amaev A. D., Gorynin I. V., and Nikolaev V. A.* Radiation Damage of Nuclear Power Plant Pressure Vessel Steels. – La Grange Park (Illinois, USA), 1997.
41. *Хоуторн Дж. Р.* Радиационное охрупчивание. Охрупчивание конструкционных сталей и сплавов / Под ред. К. Брайнента, С. Бенерджи. – М.: Металлургия, 1988. – С. 423 – 480.
42. *Nikolaev V. A. and Rybin V. V.* Mechanisms controlling the composition influence on radiation hardening and embrittlement of iron-base alloys // *Effect of Radiation on Materials: 17th Int. Symp., ASTM STP 1270.* – 1996. – P. 3 – 24.
43. *Debarberis L., Acosta B., Sevini F., et al.* Role of nickel in a semi-mechanistic analytical model for radiation embrittlement of model alloys // *J. Nucl. Mater.* – 2005. – **336**. – P. 210 – 216.
44. *Williams T. J., Ellis D., English C. A., and Hyde J.* A model of irradiation damage in high nickel submerged arc welds // *Int. J. Press. Vess. Piping.* – 2002. – **79**. – P. 649 – 660.
45. *Margolin B., Gulenko A., Shvetsova V., et al.* Physical and mechanical aspects of radiation embrittlement of RPV steels: Proc. of 2008 ASME PVP Conf. – PVP 2008-61133.
46. *Lidbury D., et al.* PERFECT: progress with multi-scale modelling in RPV mechanics subproject. EUROMECH-MECAMAT 2006: Local Approach to Fracture / J. Besson, D. Moineau, and D. Steglich (Eds.). – Paris: Mines, 2006. – P. 459 – 464.
47. *Margolin B. Z., Kostylev V. I., and Minkin A. I.* The effect of ductile crack growth on the temperature dependence of cleavage fracture toughness for a RPV steel with various degrees of embrittlement // *Int. J. Press. Vess. Piping.* – 2003. – **80**. – P. 285 – 296.
48. *Margolin B. Z., Kostylev V. I., and Keim E.* Prediction of brittle fracture under complex loading on the basis of a local probabilistic approach // *Ibid.* – 2004. – **81**. – P. 949 – 959.
49. *Margolin B. Z. and Kostylev V. I.* Analysis of biaxial loading effects on fracture toughness of reactor pressure vessel steels // *Ibid.* – 1998. – **75**. – P. 589 – 601.

50. Margolin B. Z., Gulenko A. G., Nikolaev V. A., and Ryadkov L. N. Prediction of the dependence  $K_{Jc}(T)$  on neutron fluence for RPV steels on the basis of the Unified Curve concept // Ibid. – 2005. – **82**. – P. 679 – 689.
51. Эшби М. Ф. О напряжении Орована // Физика прочности и пластичности. – М.: Металлургия, 1972. – С. 88 – 106.
52. Зеленский В. Ф., Неклюдов И. М., Ожигов Л. С. и др. Некоторые проблемы физики радиационных повреждений материалов. – Киев: Наук. думка, 1979. – 210 с.
53. Dohi K., et al. Effect of additional irradiation at different fluxes on RPV embrittlement // Proc. of ASME PVP 2009 Conf. – PVP 2009-77668.
54. Троценко В. Т., Покровский В. В., Ясний П. В. и др. Влияние однократной предварительной деформации на сопротивление хрупкому разрушению // Физ.-хим. механика материалов. – 1989. – **6**. – С. 3 – 12.
55. Ясний П. В. Пластично деформовані матеріали: втомі і тріщинотривкість. – Львів: Світ, 1998. – 292 с.
56. Fortner E., Katz L., and Evanchan N. L. // Proc. 2nd Int. Conf. on Mechanical Behavior of Materials. – Boston (MA). – 1976. – P. 1264 – 1275.

Поступила 05. 02. 2010