

Анализ параметров хрупко-вязкого перехода при ударном нагружении облученных нейтронами металлов и сплавов с ОЦК-решеткой

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: malygin.ga@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 27 декабря 2005 г.)

Сделан теоретический анализ кривых ударной вязкости (работа разрушения — температура) облученных нейтронами металлов и сплавов с ОЦК-решеткой, включая конструкционные сплавы, используемые в ядерной энергетике. Основу анализа составляют кривые деформационного упрочнения рассматриваемых металлов с учетом влияния на их параметры температуры и облучения. Показано, что работа вязкого разрушения гладких и надрезанных (типа Шарпи) образцов как при статическом, так и при ударном нагружении существенно образом определяется величиной равномерной деформации и ее зависимостью от температуры и величины радиационного упрочнения материала. В результате анализа установлена зависимость критической температуры хрупко-вязкого перехода от дозы облучения. Теоретические соотношения для параметров указанного перехода проиллюстрированы экспериментальными данными для мартенситных сталей.

Работа выполнена в рамках проекта, поддержанного грантом Российского фонда фундаментальных исследований (№ 05-02-081128офи_э).

PACS: 81.70.Bt, 61.80.-x, 62.20.Fe

Облучение металлов потоками нейтронов при температурах ниже $0.3T_m$, где T_m — температура плавления металла, повышает их прочность в результате образования радиационных дефектов (вакансионных и межузельных петель, тетраэдров дефектов упаковки), являющихся препятствиями для движения дислокаций. Но одновременно радиация существенно, а при больших дозах катастрофически ухудшает их деформационные и пластические свойства. Именно это обстоятельство (радиационная хрупкость) ограничивает эксплуатационный ресурс большинства конструкционных сплавов, используемых в ядерной энергетике [1–4]. Особую опасность представляет при этом сильно возрастающая с ростом дозы облучения чувствительность сплавов к ударным нагрузкам и наличию концентраторов напряжений, например в виде зарождающихся в процессе эксплуатации трещин.

К настоящему времени накоплен большой эмпирический материал по радиационной хрупкости конструкционных сплавов при ударном нагружении и наличии концентраторов напряжений (опыты типа Шарпи). Теоретической основой анализа этого материала остается линейная механика разрушения [5], оперирующая в основном одной физической характеристикой исследуемых сплавов, — их пределом текучести σ_y . Это не позволяет в полной мере анализировать влияние структурных факторов (в частности, радиационных дефектов) и условий деформации (температура, скорость деформации) на весь процесс разрушения материала при ударном нагружении, включая его такие важные, определяемые в эксперименте параметры и индикаторы, как работа разрушения J (ударная вязкость), критическая величина коэффициента интенсив-

ности напряжений K_{IC} и температура хрупко-вязкого перехода T_C .

В настоящей работе сделана попытка, основываясь на экспериментальных и теоретических достижениях современной физики прочности и пластичности кристаллических материалов, в частности металлических, проанализировать влияние радиационных дефектов на некоторые из указанных выше параметров ударного нагружения конструкционных сплавов мартенситного типа, используемых в ядерной энергетике. Поскольку эти сплавы имеют ОЦК-решетку, они особенно подвержены радиационному охрупчиванию вследствие существования рашеточного рельефа Пайерлса, оказывающего сильное сопротивление движению дислокаций при температурах ниже $(0.1–0.2)T_m$. Радиационное упрочнение расширяет температурный интервал их охрупчивания до температур $(0.3–0.4)T_m$ [1–4].

1. Основные соотношения

Основанный на уравнениях дислокационной кинетики подход к анализу влияния радиационных дефектов на прочность и пластичность металлов и сплавов с ГЦК-, ОЦК- и ГПУ-решетками использовался ранее для случая статического растяжения гладких образцов [6–8]. Эффективность кинетического подхода была продемонстрирована в [7] при анализе эволюции деформационных структур в указанных металлах и сплавах с ростом дозы облучения, а в [8] — при анализе влияния термических напряжений и связанных с ними микропластических деформаций на восстановление прочностных и деформационных свойств облученных конструкционных сплавов при многократных их закалках.

Далее приведены основные соотношения кинетического подхода, необходимые для количественного анализа в последующих разделах ударной вязкости облученных нейтронами конструкционных сплавов ферритно-мартенситного типа. Как известно, кривые деформационного упрочнения металлов с ОЦК-решеткой при температурах выше $(0.1-0.2)T_m$ имеют трехстадийный (при множественном скольжении соответственно двухстадийный) характер, как и для металлов с ГЦК-решеткой. Кинетическое уравнение для средней плотности дислокаций ρ_d имеет при этом вид [9]

$$\frac{d\rho_d}{d\gamma} = k_f \rho_d^{1/2} - k_a \rho_d, \quad (1)$$

где γ — деформация сдвига; k_f — коэффициент, определяющий интенсивность размножения дислокаций на дислокациях леса при множественном скольжении ($bk_f \approx 10^{-2}$, b — вектор Бюргера); k_a — коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций, определяющий наступление третьей стадии на кривой деформационного упрочнения металла — стадии динамического отдыха. Решая уравнение (1) и используя соотношение Тейлора для деформационного (дислокационного) упрочнения $\tau_d = \alpha_d \mu b \rho_d^{1/2}$, получаем в случае поликристаллических материалов следующую зависимость напряжения течения $\sigma_d = m\tau_d$ от величины деформации растяжения $\varepsilon = \gamma/m$:

$$\sigma_d(\varepsilon) = \sigma_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} m k_a \varepsilon\right) \right],$$

$$\sigma_3 = m \alpha_d \mu \left(\frac{b k_f}{k_a} \right), \quad (2)$$

где $\alpha_d \approx 0.3-0.5$ — постоянная взаимодействия дислокаций друг с другом; $m = 3.05$ — фактор Тейлора для поликристалла; μ — модуль сдвига; σ_3 — напряжение течения в конце третьей стадии кривой деформационного упрочнения материала. Согласно (2), при деформациях $\varepsilon \ll 2/mk_a$ напряжение линейно изменяется с деформацией, $\sigma_d = \theta_2 \varepsilon$, где $\theta_2 = (1/2)m^2 \alpha_d \mu (b k_f)$ — коэффициент деформационного упрочнения на второй стадии указанной кривой. С учетом вклада в сопротивление движению дислокаций напряжения σ_i в результате радиационного упрочнения, а также напряжения Пайерлса σ_p (в случае металлов и сплавов с ОЦК-решеткой) полное напряжение течения материала равно

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_y + \sigma_d(\varepsilon), \quad \sigma_y = \sigma_0 + \sigma_i + \sigma_p, \quad (3)$$

где σ_0 — вклад в предел текучести σ_y твердорастворного, дисперсного или зернограницного упрочнений, если они имеют место в сплаве.

Подставляя напряжения (2) и (3) в условие Консидера $d\sigma/d\varepsilon < \sigma$ возникновения пластической неустойчивости типа шейки в опытах на растяжение, получаем зависимость величины равномерной деформации ε_u до

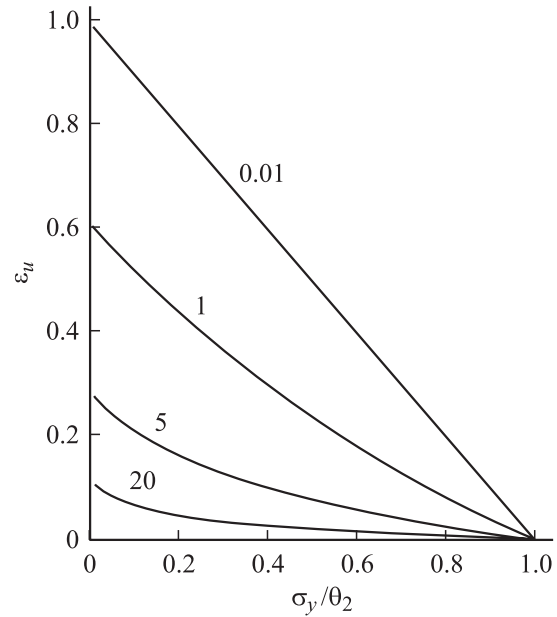


Рис. 1. Зависимость величины равномерной деформации от предела текучести согласно выражению (4b). Цифры у кривых — величина коэффициента аннигиляции дислокаций k_a .

момента локализации деформации от величины предела текучести σ_y

$$\varepsilon_u = \frac{2}{m k_a} \ln \frac{1 + \frac{1}{2} m k_a}{1 + \frac{\sigma_y}{\sigma_3}}. \quad (4a)$$

Поскольку, согласно (2), $\sigma_3 = m \alpha_d \mu (b k_f) / k_a = 2\theta_2 / m k_a$, соотношение (4a) можно записать также в виде

$$\varepsilon_u = \frac{2}{m k_a} \ln \frac{1 + \frac{1}{2} m k_a}{1 + \frac{1}{2} m k_a \left(\frac{\sigma_y}{\theta_2} \right)}. \quad (4b)$$

Для условного предела прочности при растяжении σ_u (напряжения начала образования шейки) имеем соответственно выражение

$$\sigma_u = \theta_2 \frac{1 + \frac{1}{2} m k_a \left(\frac{\sigma_y}{\theta_2} \right)}{1 + \frac{1}{2} m k_a}. \quad (5)$$

Из соотношений (4b) и (5) следует, что величина равномерной деформации и предел прочности зависят от трех физических параметров материала: его предела текучести σ_y , коэффициента деформационного упрочнения θ_2 и коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций k_a , контролирующего динамический отдых материала. На рис. 1 показаны согласно выражению (4b) зависимости величины равномерной деформации от предела текучести в координатах $\varepsilon_u - \sigma_y / \theta_2$ при разных значениях коэффициента аннигиляции k_a и $m = 3.05$. Видно, что с ростом σ_y и коэффициента k_a деформация ε_u и, следовательно, запас пластичности материала уменьшаются и обращаются в нуль при $\sigma_y = \theta_2$, независимо от

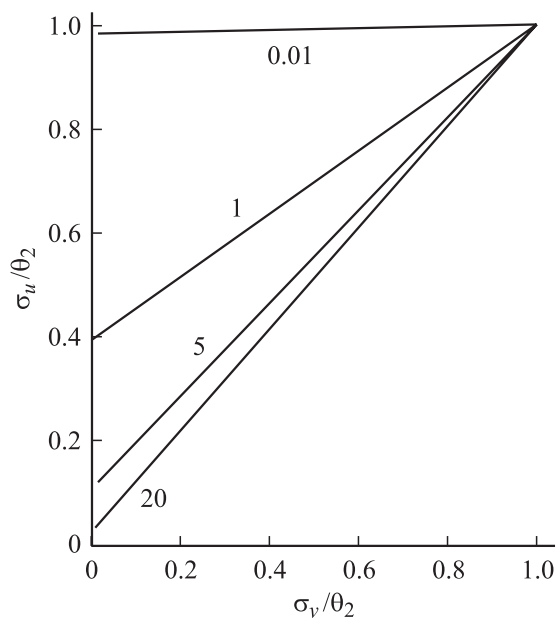


Рис. 2. Зависимость предела прочности на растяжение от предела текучести, согласно выражению (5). Цифры у кривых — величина коэффициента аннигиляции дислокаций k_a .

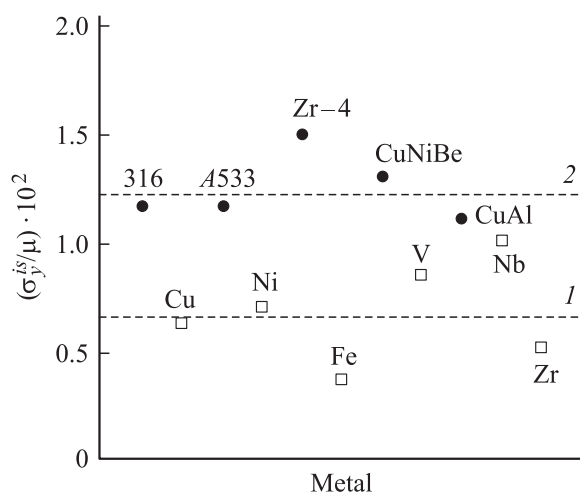


Рис. 3. Нормированные на модуль сдвига критические значения пределов текучести σ_y^{is} , когда чистые металлы (1) и конструкционные сплавы (2) становятся хрупкими в результате облучения нейтронами [13,14].

того, чем вызвано увеличение σ_y : легированием [10,11], измельчением зерна [10], облучением [6–8] или большой величиной напряжения Пайерлса [12]. В чистых металлах в отсутствие заметного предела текучести ($\sigma_y \ll \theta_2$) равномерная деформация целиком определяется коэффициентом аннигиляции дислокаций.

Рис. 2 демонстрирует, как согласно выражению (5) изменяется предел прочности σ_u с ростом предела текучести и коэффициента аннигиляции дислокаций. Видно, что предел прочности увеличивается с ростом предела текучести и при $\sigma_y = \theta_2$ оказывается равным σ_y ; при

этом, как видно из рис. 1, равномерная деформация обращается в нуль. Это означает, что запас пластичности материала при такой величине σ_y полностью отсутствует. Таким образом, условие полного охрупчивания материала в результате роста его предела текучести независимо от причины, вызвавшей этот рост, имеет вид [7]

$$\sigma_u = \sigma_y = \theta_2. \quad (6)$$

В работе [13] в результате обработки диаграмм растяжения большого числа как чистых металлов, так и конструкционных сплавов найдены критические значения пределов текучести σ_y^{is} , когда наступало полное охрупчивание облученных нейтронами материалов. На рис. 3 эти данные представлены в нормированном на модуль сдвига виде. Для меди и медных сплавов CuNiBe и CuAl соответствующие данные взяты из работы [14]. Согласно условию (6), $\sigma_y^{is}/\mu = \theta_2/\mu$, где $\theta_2 = m^2 \vartheta_2$, $\vartheta_2 = (1/2)\alpha_d(bk_f)\mu$ — коэффициент деформационного упрочнения на второй стадии кривой растяжения монокристаллов с ГЦК-решеткой. В [15] установлено, что для всех ГЦК-металлов $\vartheta_2/\mu \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ и, следовательно, $\theta_2/\mu \approx 2.2 \cdot 10^{-2}$. Из рис. 3 видно, что в соответствии с условием (6) нормированные на модуль сдвига критические значения пределов текучести чистых металлов действительно концентрируются вблизи некоторого постоянного значения, равного $0.65 \cdot 10^{-2}$ (штриховая линия 1), а в случае сплавов — вблизи также постоянного, но более высокого значения, равного $1.2 \cdot 10^{-2}$ (штриховая линия 2), независимо от металла и типа его решетки: ГЦК (Cu, Ni, 316SS, CuAl), ОЦК (Fe, V, Nb, A533) или ГПУ (Zr, Zr-4).

Для чистых металлов найденные значения σ_y^{is}/μ примерно в три, а для сплавов — в два раза меньше теоретической оценки $2.2 \cdot 10^{-2}$. Чем вызвано это количественное несоответствие, пока неясно. Тем не менее очевидно, что основанный на уравнении (1) кинетический подход к анализу данных по радиационному охрупчиванию чистых металлов и конструкционных сплавов (316SS, A533, Zr-4), применяемых в ядерной энергетике, дает теоретическое обоснование наблюдаемых в [13,14] закономерностей. Из приведенных на рис. 3 результатов следует важный вывод о существовании для каждого облученного металла и сплава критического предела прочности, зависящего в основном от величины его модуля упругости и в меньшей степени — от параметров силового (α_d) и кинетического (k_f) взаимодействия дислокаций, которые в среднем одинаковы для всех металлов: $\alpha_d \approx 0.3-0.5$, $bk_f \approx 10^{-2}$.

2. Работа вязкого разрушения

Разрушение и радиационное охрупчивание, о которых идет речь в настоящей работе, имеют вязкий характер и связаны с неустойчивостью пластической деформации в мезо- или макрообъемах материала. При растяжении гладкого образца энергия (работа) его разрушения на

единицу объема с учетом соотношений (3) и (4b) равна

$$J = \int_0^{\epsilon_u} \sigma(\epsilon) d\epsilon,$$

$$J = \theta_2 \frac{2}{mk_a} \times \left[\left(\frac{\sigma_y}{\theta_2} + \frac{2}{mk_a} \right) \ln \left(\frac{1 + \frac{1}{2} mk_a}{1 + \frac{1}{2} mk_a \frac{\sigma_y}{\theta_2}} \right) - \frac{1 - \frac{\sigma_y}{\theta_2}}{1 + \frac{1}{2} mk_a} \right]. \quad (7)$$

На рис. 4 показано, как согласно (7) изменяется эта работа в зависимости от двух структурно-чувствительных параметров материала: его предела текучести и коэффициента аннигиляции дислокаций. Видно, что по мере их роста происходит существенное снижение энергии разрушения вследствие уменьшения величины равномерной деформации (рис. 1). Работа (7) не включает в себя энергию пластического разделения образца непосредственно в шейке после ее образования. Очевидно, что вклад этой энергии в полную работу вязкого разрушения становится заметным при $\epsilon_u \approx 0$.

Особенность разрушения металлов и сплавов с ОЦК-решеткой — это сильное снижение величины равномерной деформации [12] и энергии разрушения [1–4] вследствие резкого роста напряжения Пайерлса $\sigma_P = m\tau_P$ в (3) при температурах $T < (0.1–0.2)T_m$. Согласно модели резких перегибов [16], температурная зависимость напряжения τ_P в этом диапазоне температур описывается выражением [12]

$$\tau_P(T) = \tau_* \left(1 - \frac{T}{T_P} \right)^2, \quad T_P = \frac{2H_k}{k \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})}, \quad (8)$$

где τ_* — напряжение Пайерлса при $T = 0$; H_k — энергия образования одиночного перегиба; T_P — темпе-

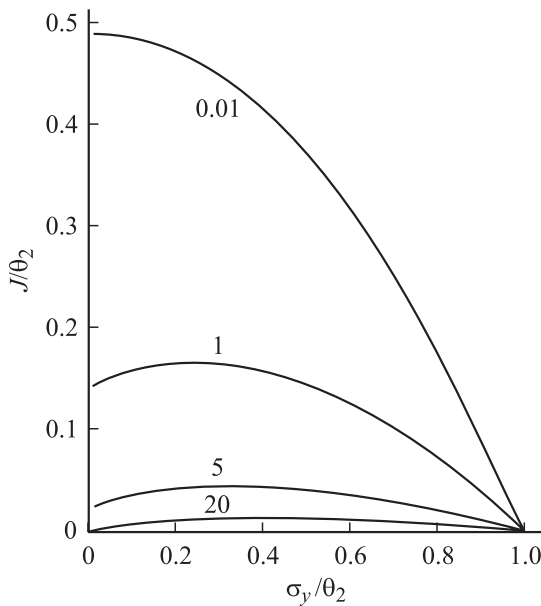


Рис. 4. Зависимость энергии вязкого разрушения от величины предела текучести согласно выражению (7). Цифры у кривых — величина коэффициента аннигиляции дислокаций k_a .

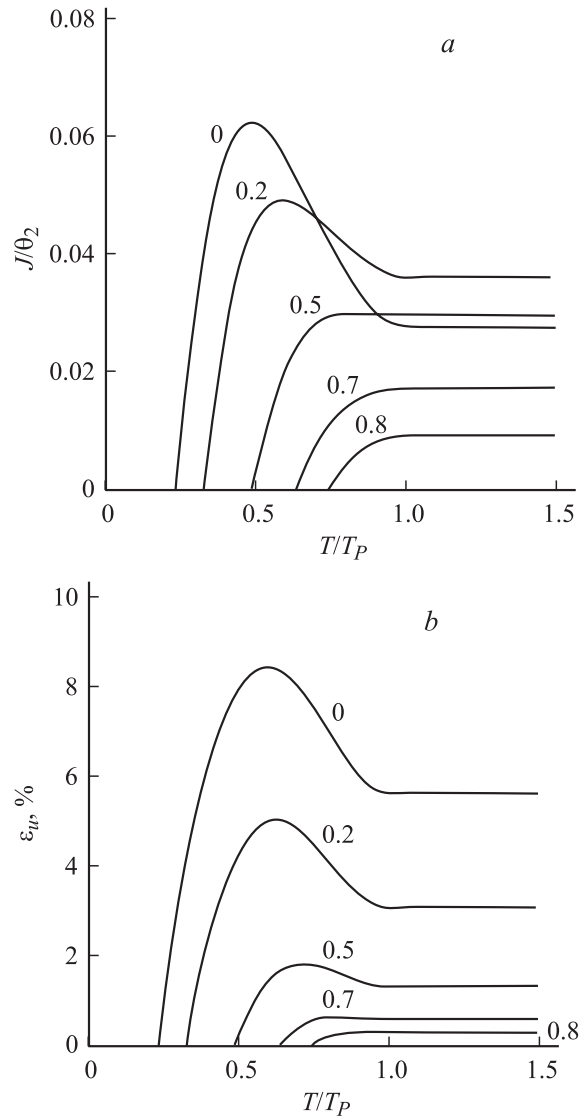


Рис. 5. Температурные зависимости энергии вязкого разрушения (a) и величины равномерной деформации (b) согласно выражениям (7)–(9). Цифры у кривых — величина радиационного упрочнения материала σ_i/θ_2 .

ратура, выше которой напряжение Пайерлса $\tau_P(T_P) = 0$; $\dot{\epsilon}$ — скорость деформации; k — постоянная Больцмана; $\dot{\epsilon}_0$ — предэкспоненциальный фактор. Другой температурно-чувствительный параметр в (7) — коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций. Его величина и температурная зависимость в металлах с ОЦК-решеткой в диапазоне низких температур также определяются напряжением Пайерлса [12]

$$k_a(T) = A \frac{\mu}{\tau_P(T) + \tau_f}, \quad (9)$$

где $A \approx 10^{-2}$, τ_f — напряжение трения вследствие взаимодействия дислокаций с примесями внедрения.

На рис. 5, a приведены температурные зависимости работы разрушения гладкого образца в координатах $J/\theta_2 - T/T_P$ согласно соотношениям (7)–(9) и (3)

при следующих значениях параметров: $\sigma_*/\theta_2 = 1.4$, $\sigma_0/\theta_2 = \sigma_f/\theta_2 = 0.1$, где $\sigma_* = m\tau_*$, $\sigma_f = m\tau_f$. Цифры у кривых — величина радиационного упрочнения сплава σ_i/θ_2 . Видно, что с ростом дозы облучения (напряжения σ_i) работа разрушения сильно уменьшается, а температура вязко-хрупкого перехода сдвигается закономерно к более высоким температурам. Для необлученного материала и при относительно малой величине радиационного упрочнения ($\sigma_i/\theta_2 = 0.2$) при температурах чуть ниже характерной температуры T_p (начало резкого роста напряжения Пайерлса (8)) наблюдается подъем на кривых $J(T)$, за которым следует снижение энергии разрушения. Такое неоднозначное поведение кривых связано с конкурирующим влиянием коэффициента аннигиляции дислокаций и предела текучести на работу разрушения. На рис. 5, *b* показано, как согласно выражению (4*b*) изменяется с температурой и ростом напряжения σ_i величина равномерной деформации ε_u . Видно, что температурные зависимости $\varepsilon_u(T)$ и $J(T)$ как бы повторяют друг друга, что указывает на ведущую роль величины равномерной деформации при определении температурной зависимости энергии разрушения.

3. Ударная вязкость

В условиях ударного нагружения стандартных образцов Шарпи с надрезом пластическая деформация в отличие от случая гладких образцов с самого начала носит локализованный характер, начинаясь у надреза и распространяясь затем по всему сечению образца. В зависимости от температуры и структуры металла часть поверхности разрушения имеет ямочно-бугорчатый характер, что свидетельствует о вязком характере разрушения этой части образца. На это тратится основная часть энергии удара. Остальная поверхность разрушения имеет характерный кристаллический рельеф, указывающий

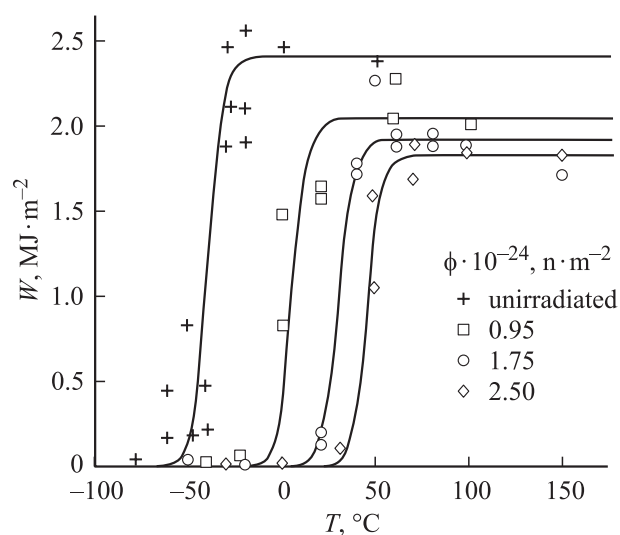


Рис. 6. Температурные зависимости ударной вязкости W стали 15X2МФА после различных доз облучения нейтронами ϕ [4,17].

Параметры хрупко-вязкого перехода при ударном нагружении мартенситной стали 15X2МФА после различных доз облучения [4,17]

$\phi \cdot 10^{-24}, \text{ н} \cdot \text{ м}^{-2}$	$T_C, \text{ К}$	$\Delta T_C, \text{ К}$	$W_U, \text{ МДж} \cdot \text{ м}^{-2}$	$\sigma_i, \text{ МПа}$
0	233	0	2.40	0
0.95	278	45	2.03	71
1.75	308	75	1.91	100
2.50	323	90	1.82	110
4.40	355	122	—	148
6.60	427	194	—	271

на то, что разрушение здесь происходит сколом с малыми энергетическими затратами. При выходе трещины на поверхность вблизи нее возникают участки вязкого сдвига. На это также расходуется энергия удара. К этому следует добавить, что надрез, являясь концентратором напряжений, создает вблизи себя трехмерное напряженное состояние, и пластическая деформация развивается в условиях плоскодеформированного состояния [5].

Указанные обстоятельства затрудняют строгий теоретический расчет работы разрушения образцов типа Шарпи на основе приведенных в разделах 1 и 2 соотношений. Тем не менее эти соотношения позволяют анализировать влияние структурных факторов (в настоящей работе — радиационных дефектов) на параметры хрупко-вязкого перехода в сплавах с ОЦК-решеткой. На это указывает подобный характер температурных зависимостей работы разрушения на рис. 5 и 6. Рис. 6 демонстрирует температурные зависимости ударной вязкости хромо-молибденовой стали 15X2МФА, облученной до различных доз [4,17]. Здесь $W = U/S_0$ — полная работа разрушения U , отнесенная к площади рабочего сечения образца S_0 . Параметрами хрупко-вязкого перехода в данном случае являются энергии W_U и W_L , отвечающие верхним и нижним „полочкам“ на кривых $W(T)$, температура хрупко-вязкого перехода T_C , а также сдвиг этой температуры $\Delta T_C = T_C - T_{C0}$ в результате радиационного упрочнения, где T_{C0} — температура хрупко-вязкого перехода в отсутствие облучения. В качестве T_C принимают обычно температуру, отвечающую средней работе разрушения $(W_U + W_L)/2$. Из приведенных на рис. 6 данных следует, что в рассматриваемом случае $W_L \approx 0$. Параметры хрупко-вязкого перехода стали 15X2МФА при различных дозах облучения приведены в таблице. В нее включены также данные по приросту предела текучести рассматриваемой стали в результате ее радиационного упрочнения σ_i [4,17].

Если кривые ударной вязкости на рис. 6 представить в безразмерных координатах $W/W_U - (T - \Delta T_C)/T_p$, где T — температура в градусах Кельвина, то экспериментальные точки, как видно из рис. 7, сосредотачиваются вблизи одной универсальной зависимости, одинаковой для необлученного и облученного состояния сплавов. Здесь, согласно (8), $T_p = 370 \text{ К}$ — температура, выше которой напряжения Пайерлса становятся пренебрежимо мало. Кривая 1 на рис. 7 демон-

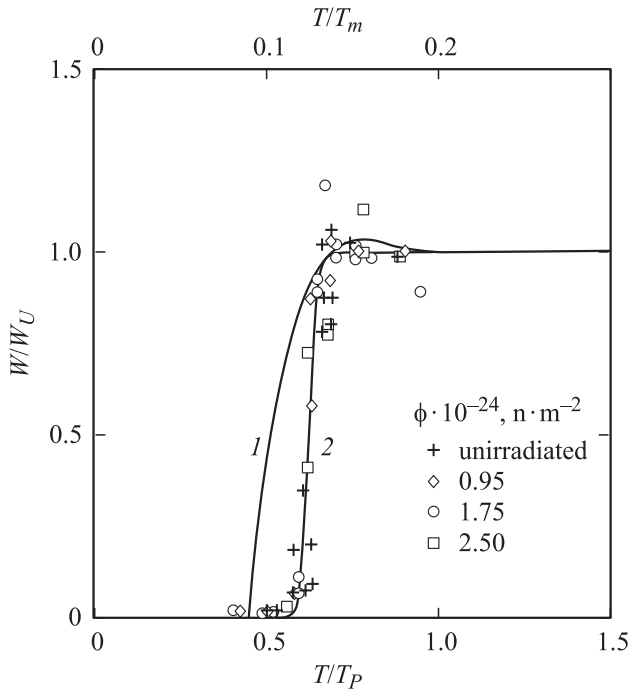


Рис. 7. Температурные зависимости ударной вязкости W стали 15X2MФА после различных доз облучения нейтронами ϕ (рис. 6) в приведенных координатах. Теоретические кривые 1 — согласно формуле (7), 2 — (11b).

стрирует характер температурной зависимости энергии $W = \Delta U/S_0$, где $\Delta U = \Delta VJ$ — работа разрушения объема ΔV материала при образовании трещины отрыва в образце типа Шарпи, J — согласно (7) работа разрушения вязким отрывом единицы объема материала. В необлученной стали 15X2MФА предел текучести $\sigma_0 = 560$ МПа [18] и, следовательно, $\sigma_0/\theta_2 = 0.56$, где $\theta_2 = \sigma_y^{is} = 1.2 \cdot 10^{-2} \mu \approx 10^3$ МПа (рис. 3). Остальные параметры те же, что и в разделе 2. Видно, что кривая 1 на рис. 7 описывает только начальный участок экспериментальной кривой охрупчивания рассматриваемой стали. При дальнейшем снижении температуры ударная вязкость падает быстрее, чем вязкость, контролируемая чистым отрывом. Это означает, что при температурах, близких к $0.1T_m$ (верхняя шкала на рис. 7), разрушение образца протекает преимущественно сколом.

Кинетику охрупчивания в этом случае можно попытаться описать с помощью некоторой аппроксимирующей функции. Для этого процесс разрушения будем рассматривать как некоторый фазовый переход. Для текущей энергии разрушения W запишем следующее кинетическое уравнение второго порядка:

$$\frac{dW}{dT} = -\frac{1}{\Delta T_0 W_{UL}} (W_U - W)(W_L - W), \quad (10)$$

где $W_{UL} = W_U - W_L$, ΔT_0 — параметр, определяющий ширину (размытие) перехода. Интегрируя уравнение (10), получаем для аппроксимирующей функции выражение

$$W(T) = \frac{1}{2} \left[W_U + W_L + (W_U - W_L) \text{th} \left(\frac{T - T_C}{2\Delta T_0} \right) \right]. \quad (11a)$$

При $W_L = 0$ она приобретает вид

$$W(T) = \frac{W_U}{1 + \exp\left(\frac{T_C - T}{\Delta T_0}\right)}. \quad (11b)$$

На рис. 6 кривые демонстрируют температурные зависимости ударной вязкости согласно (11b) при $\Delta T_0 = 4$ К и указанных в таблице значениях критических температур T_C и энергий W_U . Кривая 2 на рис. 7 демонстрирует эту зависимость в приведенных координатах. В настоящее время нет физической модели, которая могла бы теоретически обосновать температурную зависимость ударной вязкости вида (11).

Приведенные в разделе (2) соотношения позволяют установить зависимость таких важных для практики параметров вязко-хрупкого перехода, как W_U , T_C и $\Delta T_C = T_C - T_{C0}$ от величины радиационного упрочнения сплава σ_i , а следовательно, и от дозы облучения ϕ . Действительно, согласно условию критического охрупчивания (6), принимая во внимание соотношения (3) и (8), получаем уравнение для определения величины сдвига критической температуры в результате облучения сплава

$$\theta_2 = \sigma_0 + \sigma_i + \sigma_* \left(1 - \frac{T_C}{T_P} \right)^2. \quad (12)$$

Отсюда находим

$$\begin{aligned} \Delta T_C &= \left[\left(\frac{\theta_2 - \sigma_0}{\sigma_*} \right)^{1/2} - \left(\frac{\theta_2 - \sigma_0 - \sigma_i}{\sigma_*} \right)^{1/2} \right] T_P \\ &\approx \frac{T_P \sigma_i}{2[\sigma_* (\theta_2 - \sigma_0)]^{1/2}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Второе соотношение (13) соответствует условию $\sigma_i \ll (\theta_2 - \sigma_0)$.

На рис. 8 приведены экспериментальные зависимости ΔT_C от σ_i для трех мартенситных сталей различного состава. Наклон прямых 1 и 2 соответственно равен 0.7 и 0.55 К·МПа⁻¹. Подстановка в приближенное соотношение (13) численных значений параметров для стали 15ХМФА $T_P = 370$ К, $\sigma_* = 1400$ МПа [16], $\theta_2 = 10^3$ МПа и $\sigma_0 = 560$ МПа [18] дает величину наклона 0.24 К·МПа⁻¹ существенно меньше его экспериментального значения. Температурная зависимость напряжения Пайерлса вида (3) соответствует модели образования жестких перегибов на дислокациях при их движении в пайерлсовском рельефе. Согласно модели гибких перегибов Дорна–Раньяка (Dorn–Rajnak) [16] при напряжениях $\tau < 0.1\tau_*$, энергия образования двойного перегиба приблизительно линейно зависит от напряжения $H(\tau) = 2H_k(1 - \beta\tau/\tau_*)$, где $\beta = (3\pi/16)[(16/\pi)^{2/3}\tau_*/\tau] \approx 2-3$ при изменении τ от $0.1\tau_*$ до $0.01\tau_*$ [16]. Условие критического охрупчивания (12) приобретает тогда вид

$$\theta_2 = \sigma_0 + \sigma_i + \beta^{-1}\sigma_* \left(1 - \frac{T_C}{T_P} \right), \quad (14)$$

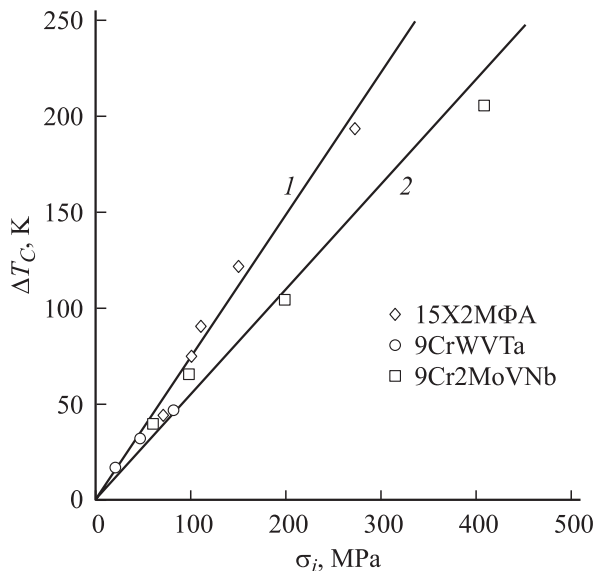


Рис. 8. Сдвиг температуры хрупко-вязкого перехода в хромо-молибденовых сталях различного состава с ростом величины их радиационного упрочнения [3,4,17].

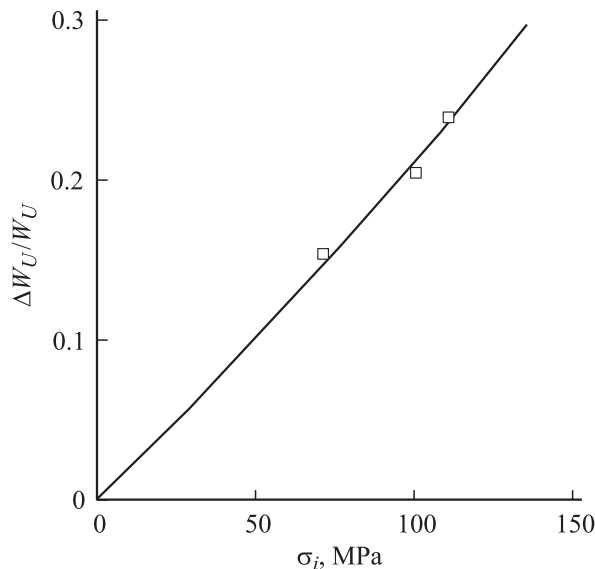


Рис. 9. Величина относительного снижения энергии вязкого разрушения стали 15X2MФА [4,17] с ростом величины радиационного упрочнения.

и, следовательно,

$$\Delta T_C = \beta T_P \frac{\sigma_i}{\sigma_*}. \quad (15)$$

При указанных выше значениях параметров получаем в этом случае $\Delta T_C/\sigma_i = 0.5-0.8 \text{ K} \cdot \text{MPa}^{-1}$, что хорошо согласуется с приведенными на рис. 8 данными. При малых дозах облучения $\sigma_i \sim \phi^{1/2}$, и, следовательно, $\Delta T_C \sim \phi^{1/2}$ [4]. При больших дозах радиационное упрочнение достигает насыщения, соответственно этому насыщения достигает и сдвиг критической температуры [3].

На рис. 9 показано, как с ростом радиационного упрочнения изменяется ударная вязкость W_U , соответствующая верхней полочке кривых на рис. 6, относительно вязкости необлученного состояния W_{U0} , $\Delta W_U = W_{U0} - W_U$. Теоретическая кривая проведена согласно выражению (7) при величине предела текучести необлученного сплава $\sigma_0 = 630 \text{ MPa}$, что несколько больше его значения 560 MPa для этого сплава согласно [18].

Таким образом, основанный на уравнениях дислокационной кинетики подход к анализу параметров хрупко-вязкого перехода при ударном нагружении облученных нейтронами конструкционных сплавов мартенситного типа позволяет количественно обосновать наблюдаемые на опыте закономерности. Анализ показывает, что работа вязкого разрушения образца с надрезом (типа Шарпи) составляет часть работы разрушения гладкого образца и соответствует объему материала в области надреза, вовлеченного в процесс пластической деформации и разрушения. Как для гладкого, так и для надрезанного образца определяющим фактором их вязкого разрушения является величина равномерной деформации ϵ_u . С ростом радиационного упрочнения сплава она сильно, вплоть до нуля, уменьшается, соответственно этому снижается и ударная вязкость материала.

Список литературы

- [1] Ю.Ф. Баландин, И.В. Горынин, Ю.И. Звездин, В.Г. Марков. Конструкционные материалы АЭС. Энергоатомиздат, М. (1984). 280 с.
- [2] Н.М. Бескорвайный, Б.А. Калинин, П.А. Платонов, И.И. Чернов. Конструкционные материалы ядерных реакторов. Энергоиздат, М. (1995). 704 с.
- [3] High-Chromium Ferritic and Martensitic Steels for Nuclear Applications. ASTM Mono 3 / Eds R.L. Klueh, D.R. Harries. West Conshohocken, PA, USA (2001).
- [4] Л.И. Иванов, Ю.М. Платов. Радиационная физика металлов и ее приложения. Интерконтакт. Наука, М. (2002). 300 с.
- [5] Дж.Ф. Нотт. Основы механики разрушения. Металлургия, М. (1978). 256 с.
- [6] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 4, 632 (2005).
- [7] Г.А. Малыгин. ФТТ **48**, 3, 455 (2006).
- [8] Л.А. Беляева, Г.А. Малыгин, В.В. Рыбин. ФТТ **48**, 3, 443 (2006).
- [9] Г.А. Малыгин. УФН **169**, 9, 979 (1999).
- [10] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 2, 236 (2005).
- [11] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 7, 1247 (2005).
- [12] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 5, 870 (2005).
- [13] T.S. Buyn, K. Farrel. Acta Mater. **52**, 6, 1597 (2004).
- [14] X. Pan, X. Wu, M. Li, J.F. Stubbins. J. Nucl. Mater. **329/333**, 1088 (2004).
- [15] Р. Бернер, Г. Кронмюллер. Пластическая деформация монокристаллов. Мир, М. (1969). 272 с.
- [16] Г.А. Малыгин. ФММ **58**, 2, 360 (1984).
- [17] M. Bramovsky, T. Pav. Radiation embrittlement of nuclear pressure vessel steels. ASTM, Philadelphia (1993). P. 57.
- [18] P. Haušild, M. Kytka, M. Karlik, M. Pešek. J. Nucl. Mater. **341**, 2/3, 184 (2005).