

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ МАТЕРИАЛОВ К РАЗРУШЕНИЮ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУР СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Л.С. Васильев, С.Ф. Ломаева (Ижевск)

Abstract

One approach to the analysis of destruction stability of solids is discussed in the paper. The stability criterion associated with the presence of the critical failure surface correlated with the fixed durability value is formulated. It has been shown that around the temperatures of some structural-phase transformations the destructive stress of the environment may have the abnormally low values.

Способность материалов упруго-пластически деформироваться или разрушаться под действием внешней нагрузки существенно зависит от температуры [1-11]. К настоящему времени экспериментально обнаружены многочисленные примеры охрупчиваемости металлов и сплавов при нормальных и низких температурах (хладноломкость) [1-4], а также при температурах, значительно превышающих комнатные [5-10] (хрупко-вязкий переход). Во всех таких случаях физико-механические характеристики материалов претерпевают резкие изменения в достаточно узком интервале температур и носят явно критический характер [11]. Это указывает на глубокие изменения свойств среды, затрагивающие различные уровни ее структурно-фазового состояния.

Рассмотрим возможности количественного описания устойчивости среды к разрушению. Экспериментальные данные по долговечности материалов под нагрузкой показывают, что для каждого значения долговечности существует набор напряженных состояний, при достижении которых среда разрушается [10,11]. С математической точки зрения это означает, что для любого значения долговечности t_p в пространстве напряжений можно построить замкнутую поверхность

$$f(\varepsilon, \varepsilon^P, \dot{\varepsilon}, \dot{\varepsilon}^P, q, T, t_p) = 0, \quad (1)$$

являющуюся функцией инвариантов тензоров полной деформации ε , пластической деформации ε^P , скорости полной деформации $\dot{\varepsilon}$, скорости пластической деформации $\dot{\varepsilon}^P$, набора реологических параметров q и абсолютной температуры T . Все состояния, заключенные внутри этой поверхности, не могут привести к разрушению. Состояния же, лежащие на поверхности (1), являются разрушающими для данного значения долговечности.

В дальнейшем условие (1) удобно использовать в несколько ином виде. Пусть τ - второй инвариант девиатора тензора напряжений σ . Тогда для любой точки g из объема тела V уравнение (1) можно разрешить относительно τ :

$$\tau = \tau_c(\varepsilon, \varepsilon^P, \dot{\varepsilon}, \dot{\varepsilon}^P, q, T, t_p). \quad (2)$$

Функция τ_c имеет смысл критического напряжения сдвига, необходимого для начала процесса разрушения. При $\tau < \tau_c$ разрушения не происходит, а значения $\tau > \tau_c$ в сплошном теле не могут быть реализованы.

Зависимость τ_c от тензоров деформаций описывает эффекты упрочнения и гистерезиса [11], а зависимость от тензоров скоростей деформаций - релаксацию внутренних напряжений и динамическое упрочнение [3, 4, 10, 11].

Сказанное выше несколько обобщает общепринятый способ введения поверхности разрушения и критического напряжения разрушения [7,12], при котором не фиксируется значение долговечности. Ясно, что оба способа определения практически совпадают, если нагружение до разрушения производится достаточно быстро, и долговечность материала совпадает со временем нагружения. Если же долговечность превышает время нагружения, и для разрушения образца требуется значительное время выдержки материала под постоянной нагрузкой, данное здесь определение поверхности разрушения и критического напряжения разрушения представляется более корректным. При этом перечисление в формулах (1) и (2) соответствующих аргументов необходимо, т.к. именно они устанавливают связь поверхности разрушения с выбранным значением долговечности.

Отметим также, что существование поверхности (1) можно было бы доказать, рассматривая ее как огибающую поверхность всех возможных предельных поверхностей пластического течения, соответствующих выбранному значению долговечности. Очевидно, что в этом случае поверхность (1) не будет выпуклой. Это подтверждается экспериментально [7].

Выделим из τ_c вклад от внешней нагрузки, тогда критерий разрушения сплава относительно внешних воздействий запишем в виде

$$t = t_c, \quad (3)$$

где t -второй инвариант девиатора тензора напряжений, возникающих в теле при приложении внешней нагрузки, t_c -критическое напряжение разрушения для внешних воздействий:

$$t_c = \tau_c - \tau_{in}, \quad (4)$$

а τ_{in} -скаляр, характеризующий уровень внутренних напряжений,

$$\tau_{in} = \tau - t. \quad (5)$$

Таким образом, величина t_c , непосредственно измеряемая на экспериментальных разрывных установках [11,12], существенно зависит от внутреннего напряженного состояния тела.

Охарактеризуем теперь устойчивость материала к разрушению значениями величины критического сдвига t_c для данной долговечности t_p в совокупности. Будем считать, что чем выше значение t_c для данной долговечности t_p , тем более устойчив материал к разрушению. Отметим, что обычно в кинетических теориях прочности принимается другой критерий устойчивости [10]. Считается, что если зафиксировать значение разрушающего напряжения t_c , то более устойчивый к разрушению материал должен иметь большую долговечность t_p . Для анализа экспериментальных данных этот критерий, по-видимому, более удобен, хотя и полностью равносильен сформулированному выше. Однако для теоретических исследований анализ величины t_c при фиксированной долговечности намного проще. Эквивалентность обоих критериев устойчивости легко доказывается, если заметить, что кривые $t_p = t_p(t_c)$ монотонны.

Формула (4) позволяет понять причину возможных аномалий t_c . Это может быть связано с уменьшением t_c и / или с увеличением уровня внутренних напряжений τ_{in} . Величина t_c непосредственно связана с образованием свободной поверхности внутри тела [11, 12] и, следовательно, с разрывом химических связей в сплаве. В металлах и сплавах эти связи обусловлены поведением вырожденного электронного

газа, термодинамические характеристики которого слабо изменяются вблизи комнатных температур. Поэтому значительных изменений от параметра t_c здесь можно не ждать. Значение же величины t_{in} практически не ограничено ничем, кроме реологических связей типа (1) - (4), следовательно, аномальное поведение t_c правильно было бы связать с аномальным ростом t_{in} в указанном интервале температур.

Рассмотрим возможные источники возникновения внутренних напряжений в структурно однородных кристаллах сталей и сплавов. Современные сплавы представляют собой сложные по химическому составу твердые растворы, имеющие значительное количество легирующих элементов, посторонних примесей и точечных дефектов структуры, атомы которых взаимодействуют между собой и с атомами основного элемента. Изменения температуры могут привести к перестройке структуры ближнего и дальнего порядков и, следовательно, к изменениям механических свойств сплава в целом [15]. Рассмотрим поведение твердого раствора при квазистационарном понижении температуры на примере простой бинарной системы, состоящей из двух сортов атомов А (основной элемент) и В (легирующий элемент, примесь или вакансия).

Предполагается, что в системе могут происходить любые фазовые переходы типа порядок - беспорядок, фазовое расслоение, ферромагнетик - парамагнетик, сегнетоэлектрик - параэлектрик и другие, совместимые с равновесной фазовой диаграммой сплава в исследуемом интервале температур. Поэтому плотность термодинамического потенциала Гиббса будем считать функцией полного числа частиц N , локальной концентрации C атомов В, параметра порядка η (описывающего возможный фазовый переход) и абсолютной температуры T [15],

$$\varphi = \varphi(N, C, \eta, T). \quad (6)$$

Предполагается также, что в системе возможны флуктуации величин C и η

$$C(r) = C_0 + \delta C(r), \quad (7)$$

$$\eta(r) = \eta_0 + \delta \eta(r), \quad (8)$$

где C_0 и η_0 - постоянные, равные средним значениям C и η соответственно, а δC и $\delta \eta$ - флуктуационные поля, r - координата.

В длинноволновом приближении средние статистические характеристики этих полей могут быть представлены формулами [15]:

$$\langle |\eta_k|^2 \rangle = \frac{K_B T}{VZ} (\varphi_{cc} + \beta k^2), \quad (9)$$

$$\langle |C_k|^2 \rangle = \frac{K_B T}{VZ} (\varphi_{\eta\eta} + \alpha k^2), \quad (10)$$

$$Z = \varphi_{\eta\eta} \varphi_{cc} - \varphi_{c\eta}^2 + (\alpha \varphi_{cc} + \beta \varphi_{\eta\eta} - 2\gamma \varphi_{\eta c}) k^2. \quad (11)$$

Здесь C_k и η_k - коэффициенты ряда Фурье величин δC и $\delta \eta$; α , β и γ - некоторые функции температуры и давления, k - волновой вектор, K_B - постоянная Больцмана, V - объем системы, индексы у потенциала φ означают частное дифференцирование по соответствующей переменной, а угловые скобки - статистическое усреднение по каноническому ансамблю.

Атомы сорта В нарушают микрооднородность решетки. Это приводит к возникновению упругой деформации

$$\varepsilon^e(r) = \int_V \varepsilon_d(r - r') C(r') dr'. \quad (12)$$

Здесь интегрирование проведено по всему объему тела V . Величина $\varepsilon_d(r-r')$ описывает тензор упругой деформации, создаваемой в точке r атомом сорта B , находящимся в точке r' .

Определим собственную упругую энергию системы равенством [11,12]

$$E = \frac{1}{2} \int_V \text{Sp}(\sigma \varepsilon^e) dV, \quad (13)$$

где σ - тензор напряжений, а символ Sp означает взятие следа тензора.

Переходя к фурье-компонентам величин δC и $\delta \eta$ [15], используя формулы (7), (8), (12), (13) и закон Гука [12,13], получим

$$E = E_0 + V \sum_k \varepsilon_k |C_k|^2. \quad (14)$$

Здесь E_0 -упругая энергия раствора, соответствующая постоянной концентрации C_0 ,

$$\varepsilon_k = \frac{\lambda}{2} |\text{Sp} \varepsilon_d(k)|^2 + \mu \text{Sp} |\varepsilon_d(k)|^2 - \quad (15)$$

упругая энергия концентрационной моды C_k с волновым вектором k , λ и μ -упругие модули Ламэ [13], $\varepsilon_d(k)$ -коэффициент Фурье тензора $\varepsilon_d(r)$. Суммирование в (14) проводится по всем возможным волновым векторам.

Физический смысл формулы (14) состоит в том, что полная собственная упругая энергия сплава, содержащего концентрационные моды, равна простой сумме вкладов от каждой концентрационной моды. Расчет ε_k требует конкретного задания типа точечного дефекта, силовых постоянных решетки [15,16]. Имея в виду универсальность используемого в работе термодинамического подхода к описанию явления хладноломкости (справедливость такого подхода не вызывает сомнений в длинноволновом пределе), мы не будем рассматривать конкретные детали расчета тех или иных параметров задачи. В дальнейшем нам понадобится только свойство конечности величины ε_k и ее положительной определенности.

Усреднив выражение (14) по каноническому ансамблю, получим

$$\langle E \rangle = V e, \quad (16)$$

$$e = e_0 + \sum_k \varepsilon_k \langle |C_k|^2 \rangle, \quad (17)$$

$$e_0 = \frac{E_0}{V}. \quad (18)$$

Величина e представляет собой среднюю плотность собственной упругой энергии твердого раствора и состоит из слагаемого e_0 , которое практически не зависит от температуры и флуктуационной добавки

$$\delta e_f = \sum_k \varepsilon_k \langle |C_k|^2 \rangle, \quad (19)$$

зависимость которого от температуры определяется из выражений (9)-(11).

Используя известные соотношения линейной теории упругости [11-14], для величины e получим связь со вторым инвариантом девиатора тензора внутренних напряжений τ_{in} :

$$e = \frac{1}{4\mu} \left(\tau_{in} + 3 \frac{3\lambda - 2\mu}{3\lambda + 2\mu} p^2 \right), \quad (20)$$

где p - давление. При нормальных условиях $p \approx 0$ и из (20) находим, что

$$\tau_{in} = 4\mu e. \quad (21)$$

Используя теперь выражения (19), (21), критерий разрушения (2), (5) представим в более удобном виде:

$$\delta e_f = \frac{\tau_c}{4\mu} - e_0. \quad (22)$$

Равенство (22) означает, что твердый раствор теряет устойчивость к разрушению, если флуктуационная часть его собственной упругой энергии достигнет некоторого критического предела:

$$e_c = \frac{\tau_c - \varepsilon}{4\mu} - e_0. \quad (23)$$

Подставляя (22), (23) в (19), получим

$$\sum_k \varepsilon_k \langle |C_k|^2 \rangle = e_c. \quad (24)$$

Выражение (24) представляет собой флуктуационный критерий разрушения сплавов. Совместно с формулами (3), (9) - (11), (19), (21) он позволяет выяснить причину аномалий прочностных характеристик сплавов при некоторых условиях.

При температурах, значительно превышающих критическую, и отсутствии внешней нагрузки критерий (24) не выполняется и величина τ_{in} , определяемая выражением (21), мала. Будем менять температуру тела, сохраняя условие квазистационарности и ненагруженности. Параметры ε_k и e_c в (24) зависят от силовых постоянных решетки и слабо меняются с температурой. Поэтому значительный рост внутренних напряжений и выполнение критерия (24) возможно лишь за счет существенного увеличения корреляторов $\langle |C_k|^2 \rangle$. Из (10), (11) видно, что для этого необходимо выполнение условия

$$\varphi_{\eta\eta} \varphi_{cc} - \varphi_c^2 = 0. \quad (25)$$

В этом случае собственная упругая энергия сплава и внутренние напряжения могут значительно вырасти за счет слагаемых в формуле (19), имеющих волновые вектора с минимальными по модулю значениями

$$k_{\min} \approx \frac{2\pi}{\sqrt{1/3}}. \quad (26)$$

Выражение (25) определяет температуру T_c , в окрестности которой возможен аномально высокий рост длинноволновых флуктуаций концентрационного поля. Эта температура может соответствовать критической точке на кривой распада твердого раствора, имеющего любые конечные значения параметра порядка [15,16]. Для упорядоченных фаз аномально большие флуктуации концентраций с аномально большими флуктуациями степени дальнего порядка возникают в критических точках кривых фазовых переходов второго рода в местах их касания кривых распада [15]. В перечисленных случаях критическая температура T_c является изолированной особой точкой на диаграмме фазовых состояний. Важным случаем существования неизолированных решений уравнения (25) является спиновальный распад [17]. Спинодаль представляет собой непрерывную линию из решений уравнения (25) [15,17].

В связи со сказанным необходимо иметь в виду, что хотя среди решений уравнения (25) могут быть изолированные точки, аномальный рост флуктуаций

концентрационного поля всегда наблюдается в некоторой конечной окрестности критической температуры [15,16]:

$$T_1 \leq T_c \leq T_2 \quad (27)$$

Это означает, что процессы охрупчиваемости могут протекать не только в самих критических точках, но и в указанном температурном интервале $[T_1, T_2]$.

Отметим также, что рост внутренних напряжений в окрестности критических точек не всегда может привести к точному выполнению критериев (2), (24). Если величина τ_{in} не достигнет необходимого для этого значения, для разрушения сплава нужно будет приложить некоторую внешнюю нагрузку. Этот случай реализуется наиболее часто [1-12]. Для выяснения условий абсолютной потери устойчивости к разрушению необходим более детальный анализ формул (21), (17), (9) - (11).

Формулы (9) - (11) предполагают практически неограниченное нарастание флуктуаций вблизи T_c при $V \rightarrow \infty$. На первый взгляд, это является следствием принятой в работе [15] квадратичной формы разложения термодинамического потенциала по малым флуктуационным отклонениям. Более глубокий анализ показывает, что это не так. Действительно, единственная причина нарастания флуктуаций в критической области связана с тем, что существование высокотемпературной фазы при температурах ниже T_c становится несовместимым с характером межатомного взаимодействия химических составляющих сплава. Если каким-либо образом попытаться сохранить высокотемпературную фазу при $T < T_c$, то взаимодействие атомов в системе будет генерировать внутренние силы, противодействующие этому. С макроскопической точки зрения длинноволновый вклад в эти силы и есть внутренние напряжения τ_{in} , связанные с собственной упругой энергией сплава формулой (21).

Таким образом, рост собственной упругой энергии сплава в критической области может быть ограничен только процессом превращения высокотемпературной фазы в какую-либо низкотемпературную. При этом внутренние напряжения играют роль движущей силы превращения. Если теперь заметить, что любой процесс фазового превращения всегда неравновесный и не может быть описан в рамках термодинамики, то легко увидеть, что при любой форме записи термодинамических потенциалов расходимостей корреляторов (9) - (11) при $V \rightarrow \infty$ избежать не удастся. Действительно, выбирая в произвольной форме термодинамический потенциал высокотемпературной фазы, мы тем самым фиксируем эту фазу для всех температур, т. е. никакой термодинамический потенциал не содержит информации о механизмах смены фаз. Но в таком случае при $T \leq T_c$ этот потенциал должен иметь существенные особенности, поскольку он описывает фазу, которая в действительности не существует.

Из сказанного можно сделать вывод, что единственной причиной, останавливающей неограниченный рост флуктуаций в критической области, является процесс структурно-фазового превращения.

Рассмотрим возможные механизмы таких превращений в низкотемпературной области. Для простоты здесь и везде ниже будем полагать высокотемпературную фазу неупорядоченной. В этом случае

$$\eta = 0, \quad (28)$$

и уравнение (25) преобразуется к более простому виду [15]:

$$\frac{d^2 \varphi}{dc^2} = 0. \quad (29)$$

Оно определяет положение спинодали на диаграмме фазовых состояний сплава. Под спинодалью возможен только спинодальный распад высокотемпературной фазы, протекающий по механизмам фазовых превращений второго рода; выше спинодали, но под бинодалью (кривой расслоения) становится возможным гетерогенный распад, протекающий по механизмам фазовых превращений первого рода [17]. В низкотемпературной области оба эти распада могут быть частично или полностью подавлены, т. к. основной кинетический механизм этих распадов - диффузия атомов на большие расстояния, - становится неэффективным [17]. Следовательно, при понижении температуры в критической области высокотемпературная фаза будет накапливать значительные упругие напряжения. Однако, это не может продолжаться сколь угодно долго. Чтобы разобраться в возможных вариантах развития процесса релаксации внутренних напряжений, введем еще два энергетических параметра, характеризующих структурно-фазовые превращения высокотемпературной фазы. Пусть τ_m - критическое напряжение сдвига, необходимое для начала фазового превращения по бездиффузионному мартенситному механизму, а τ_p - критическое напряжение начала пластического течения. Тогда для низкотемпературной релаксации внутренних напряжений имеются три возможных канала.

1. При $\tau_m \leq \tau_{in} < \tau_p, \tau_c$ в сплаве происходит мартенситное превращение в низкотемпературную фазу (возможно, метастабильную). Высокотемпературная фаза сильно фрагментируется, что приводит к релаксации длинноволновой части внутренних напряжений. Коротковолновая часть τ_{in} сохраняется, вызывая значительные локальные искажения обеих фаз.

2. При $\tau_p \leq \tau_{in} < \tau_m, \tau_c$ происходит пластическое деформирование сплава. Высокотемпературная фаза аккумулирует значительное количество дефектов структуры линейного и планарного типов [11]. В результате энтропия сплава может существенно возрасти, а критические температуры сдвинуться [17]. Это приведет к тому, что система выйдет из критической области равновесной диаграммы фазовых состояний и займет некоторое положение на диаграмме неравновесных фазовых состояний. В результате также произойдет частичная релаксация внутренних напряжений.

3. При $\tau_c \approx \tau_p \leq \tau_{in} < \tau_m$ сплав теряет устойчивость к разрушению. Этот канал релаксации внутренних напряжений и выбран в статье для построения теории хладноломкости сплавов.

Добавим к сказанному, что в процессе релаксации высокотемпературного состояния могут быть реализованы все три указанные возможности поочередно или в совместном режиме. В таких случаях общая картина процесса охрупчивания значительно усложняется.

Библиографический список

1. Григорьев Р.С., Ларионов В.Н., Новиков Г.А., Яковлев Н.Г. Хладноломкость сталей при статическом и циклическом нагружениях. - М.: Наука, 1969.-368 с.
2. Попов К.В., Савицкий В.Г. Низкотемпературная хрупкость стали и детали машин. - М.: Машиностроение, 1969.-403 с.
3. Старцев В.И., Ильичев В.Я., Пустовалов В.В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. - М.: Металлургия, 1975.-327 с.
4. Красовский А.Я. Хрупкость металлов при низких температурах. Киев: Наукова думка, 1980.-336 с.

5. Устиновщиков Ю.И., Банных О.А. Природа отпускной хрупкости сталей. -М.:Наука, 1984.-232 с.
6. Лахтин Ю.М. Металловедение и термическая обработка металлов. -М.:Металлургия, 1983.-360 с.
7. Разрушение. Т. 1/Под ред. Либовица Г.М.- М.:Мир, 1976.
8. Финкель В.М. Физические основы торможения разрушения. -М.:Металлургия, 1977.-358 с.
9. Охрупчивание конструкционных сталей и сплавов /Под ред.Байента К.Л., Бенеружи С.К. -М.:Мир, 1988.-690 с.
- 10.Регель В.Р.,Сауцкер А.И., Томашевский Э.Е.Кинетическая природа прочности твердых тел.- М.:Наука, 1974. -560 с.
- 11.Владимиров В.И.Физическая природа разрушения металлов.- М.:Металлургия, 1984.- 280 с.
- 12.Черепанов Г.В.,Ершов Л.В. Механика разрушения.- М.:Машиностроение, 1977.-234с.
- 13.Ландау Л.Д.,Лифшиц Е.М.Теория упругости. - М.:Наука, 1987.-246 с.
- 14.Новацкий В.К. Волновые задачи теории пластичности. - М.:Мир, 1978.-307 с.
- 15.Кривоглаз М.А. Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. -М.:Наука, 1979. -365 с.
- 16.Смирнов А.А. Теория сплавов внедрения.- М.:Наука, 1979.-365 с.
- 17.Новиков И.И. Теория термической обработки металлов. - М.:Металлургия, 1974. -400 с.