

УДК 531:539.214

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ХРУПКОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ МЕТАЛЛОВ

С. Д. Шафрай, Т. Н. Хацевич*

Новосибирская государственная академия строительства, 630008 Новосибирск

* Сибирская государственная геодезическая академия, 630108 Новосибирск

Дан краткий сравнительный анализ различных подходов к оценке хрупкого разрушения металлических материалов. Предложен и обоснован показатель пластичности металлов, и получена зависимость его влияния на относительное сужение при разрыве.

Из исторически возникших и устоявшихся к настоящему времени научных концепций по определению прочности при разрушении кристаллической решетки в металлических материалах можно выделить два основных направления: механистический подход (модель Борна) и термодинамическую систему взглядов.

М. Борн в своей модели разрушения [1] предполагал, что оно происходит при обращении в нуль модулей упругости или сдвига в момент достижения энергией деформации предельного значения при растяжении образца. В этой модели существенна зависимость модуля деформации от температуры. В большинстве случаев, особенно для «чистых» металлов, модуль деформации подчиняется формуле [2]

$$E/E_0 = 1 - (T/T_{пл})^2, \quad (1)$$

где E_0 — модуль деформации при абсолютном нуле; T — температура; $T_{пл}$ — температура плавления.

Однако известны и значительные пикообразные (в сторону уменьшения) отклонения от зависимости (1), особенно для металлов с примесями [2, 3]. По нашему мнению, в этих случаях наблюдается фазовый переход второго рода, при котором изотермический коэффициент объемного расширения (сжатия) вещества, а следовательно, и модуль деформации претерпевают разрыв. Фазовые превращения второго рода, как следует из положений термодинамики, сопровождаются скачкообразными изменениями одной или нескольких физических величин, например удельной теплоемкости, температурного коэффициента объемного расширения, объемного модуля упругости.

В работе [3] установлен аномальный характер поведения физических характеристик стальных сплавов, в частности температурного коэффициента объемного расширения, магнитной восприимчивости, электрического сопротивления, вблизи температуры вязкохрупкого перехода. Такое явление авторы работы объясняют заменой металлической связи на ковалентную, происходящей со снижением температуры в узкополосном интервале вязкохрупкого перехода. Скачкообразный переход от одной доминирующей связи к другой может сопровождаться разупрочнением металла в связи с изменением сил притяжения атомов кристаллической решетки.

Краткое описание механистического подхода позволяет установить, что разрушение происходит при обращении в нуль модулей упругости или сдвига как вследствие подвода механической энергии, так и в момент фазового перехода второго рода, обусловленного изменением температуры, что и указывает на необходимость развития термодинамической модели разрушения.

Повышенное внимание к развитию термодинамических моделей разрушения обусловлено тем, что величина удельной работы деформации при разрушении имеет тот же порядок, что и удельная теплота плавления металла, а деформация разрушения сопоставима с температурным расширением зоны разрушения при нагреве ее от исходной температуры до температуры плавления. Так, в работе [4] А. В. Степанов дал простое соотношение между удельными работой разрушения и скрытой теплотой плавления для цинка и кадмия, которое, по его мнению, может иметь универсальный для металлов характер:

$$\rho W/L = 0,19 = \text{const}.$$

Здесь W — работа деформации на 1 г металла при разрушении; ρ — плотность; L — удельная величина скрытой теплоты плавления.

Интересную идею выдвинул К. Зинер [5] при обсуждении величины эффективной поверхностной энергии для стали в формуле Гриффитса, которая при хрупком разрушении становится на 2–3 порядка ниже, чем при вязком. Данное явление он объяснил тем, что при образовании отрывов сдвиг становится все более адиабатическим, а происходящий при этом локальный разогрев, эффект которого увеличивается с уменьшением величины удельной теплоемкости стали из-за понижения температуры (ниже температуры Дебая), снижает работу разрушения.

Между механическим разрушением и плавлением металлов по достижении критической плотности энергии проведена аналогия в работе [6], а также в более поздних исследованиях [7]. Важным шагом в развитии термодинамических взглядов на процесс разрушения явились работы Л. Жильмо [8] и Д. Си [9]. В [8] постулируется, что из всей работы, требуемой для разрыва, необходимо выделить лишь работу в элементарном объеме, находящемся в опасном для разрушения сечении. Данная работа разрушения некоторого микрообъема представляет собой характерную постоянную величину для конкретного материала. Согласно [8] эта величина, названная предельной работой деформации, для конструкционных сталей, близких по химическому составу и прочностным свойствам к отечественным строительным малоуглеродистым сталям, составляет $650 \div 850$ Дж/см³.

Концепция разрушения Д. Си базируется на локальной (вблизи концентратора) и глобальной (всего сечения элемента) критических плотностях энергии, т. е. фактически на двухпараметрическом критерии разрушения. При этом доля вязкого и хрупкого излома может быть установлена на основании отношения друг к другу плотностей энергии формоизменения (дисторсии) и энергии изменения объема (дилатации).

Развивая идеи Л. Жильмо и Д. Си, В. С. Иванова считает, что критические значения плотностей энергии дисторсии W_{cd} и дилатации W_{cv} составляют $W_{cd} = L$, где L — скрытая теплота плавления; $W_{cv} = H$, где H — энтальпия металла при нагреве его от исходной температуры до температуры плавления [7].

Однако существенным противоречием в модели разрушения В. С. Ивановой является принятие того, что хрупкое разрушение контролируется микросдвигом по достижении критического напряжения сдвига τ_c , связанного с критической плотностью энергии формоизменения соотношением

$$W_{cd} = L = \tau_c^2 / (2G). \quad (2)$$

В свою очередь вязкое, т. е. высокоэнергоемкое разрушение, определяется микроотрывом по достижении нормальными напряжениями критической величины σ_c , которая связана с критической плотностью энергии изменения объема зависимостью

$$W_{cv} = H = \sigma_c^2 / (2E). \quad (3)$$

Сравнивая левые и правые части выражений (2) и (3) между собой, В. С. Иванова получила величину Δ , названную ею универсальной постоянной разрушения:

$$\tau_c / \sigma_c = \Delta^{0,5} = \sqrt{LG / (HE)}. \quad (4)$$

В выражении (4) для большинства металлов величина $G/E \approx 0,35 \div 0,40$, а $L/H \approx 0,4$, поэтому значения универсальной постоянной разрушения находятся в пределах $\Delta \approx 0,12 \div 0,16$. Следует заметить, что критерий Δ не отражает склонность металлов к хрупкому или вязкому разрушению, а также такую характеристику, как обрабатываемость (изменение формы) под давлением. Так, по результатам работы [7] значения Δ для таких пластичных материалов, как чистый алюминий и золото существенно отличаются и равны соответственно 0,225 и 0,153. В то же время для хрупкого и труднообрабатываемого бериллия $\Delta = 0,18$, что больше, чем у золота, железа, никеля и других достаточно пластичных металлов. Момент перехода от вязких разрушений к хрупким определяется условием равенства в локальных объемах металла интенсивностей касательных и нормальных напряжений

$$\tau_c \sqrt{\Delta_t} = \sigma_c \sqrt{\Delta_\sigma}. \quad (5)$$

Условие (5) и выражение (4) позволяют установить физический смысл универсальной постоянной как отношение долей металла, разрушенного под действием нормальных и касательных напряжений.

Условие перехода от вязких разрушений к хрупким устанавливается из соотношения

$$W_{cd} = W_{cv} = L. \quad (6)$$

В теоретическом плане условия (5) и (6), по мнению авторов, не в полной мере аргументированы. Это следует из анализа предельных плотностей энергии деформации при разрушении и величин разрушающих напряжений. Так, для сталей независимо от их химического состава величина скрытой теплоты плавления равна 2120 Дж/см^3 , а энтальпия при нагреве стали от комнатной температуры до температуры плавления составляет 8380 Дж/см^3 . В то же время объемная плотность энергии деформации на момент разрушения численно соответствует величине разрушающих напряжений σ_p . Это следует из уравнения для оценки предельного значения удельной энергоемкости W_c процесса деформирования и разрушения кристаллической решетки, в которой напряжения связаны со смещением атомов по известному синусоидальному закону

$$W_c = \int_0^d \sigma_c \sin \frac{\pi x}{d} dx \approx \sigma_c, \quad (7)$$

где σ_c — максимальная прочность кристалла; d — период атомной решетки.

Для большинства строительных сталей $\sigma_p = 650 \div 850 \text{ МПа}$, что численно равно приведенной выше предельной плотности энергии $650 \div 850 \text{ Дж/см}^3$. Из соотношений (6) и (7) величина теоретических разрушающих напряжений в сталях должна быть численно сопоставима со скрытой теплотой плавления и примерно равна 2120 МПа , однако это не соответствует теоретической прочности стали ($\sigma_{\text{теор}} = 13000 \text{ МПа}$), тем более что для многих конструкционных сталей, например ШХ15, ШХ15СГ, $\sigma_p > 2120 \text{ МПа}$. Имеется также существенное расхождение в оценке теоретической прочности стали на отрыв, определенной по величине энтальпии (8380 МПа) и методике Я. И. Френкеля ($\sigma_p = E/10 = 21000 \text{ МПа}$).

Более точные расчеты теоретической прочности и величины предельной плотности энергии деформации при разрушении металлов приведены В. В. Федоровым [10]. При построении термодинамической модели разрушения он предположил, что удельная внутренняя энергия, поглощаемая объемом металла на момент разрушения, может быть представлена в виде суммы энтальпии при нагреве металла от абсолютного нуля до температуры плавления и доли скрытой теплоты плавления

$$W = \int_0^{T_{пл}} C_p dT + \frac{V_p}{V} L,$$

где C_p — удельная изобарическая теплоемкость; V_p — объем разрушенного металла; V — весь объем металла. В зависимости от структуры металла и условий деформирования и разрушения величина V_p/V меняется в пределах от 0 до 1. Максимальная плотность энергии разрушения при этом составляет $10\,500 \text{ Дж/см}^3$, а теоретическая прочность — $10\,500 \text{ МПа}$, что близко к действительному значению.

Авторы настоящей статьи придерживаются идеи энергетической эквивалентности процессов плавления, предельного термического расширения и механического разрушения металлов. В связи с этим предлагается модель хрупкого и вязкого разрушений, в которой, так же как в моделях Д. Си и В. Ивановой, предполагается, что опасность хрупкого разрушения зависит от физических свойств материала и уровней накопления в элементах конструкций энергий изменения формы и объема. Эти энергии имеют два разных по величине предельных уровня. Если энергия дилатации в микрообъеме материала достигает своего критического значения раньше, чем энергия дисторсии, то разрушение будет в основном хрупким, в противном случае — вязким.

Данные условия можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} & \text{— хрупкое разрушение: } W_v = W_{vc}, \quad W_d < W_{dc}; \\ & \text{— вязкое разрушение: } W_v < W_{vc}, \quad W_d = W_{dc}, \end{aligned} \quad (8)$$

где W_v , W_d — удельные значения энергий дилатации и дисторсии. В упругой области работы материала составляющие плотности полной энергии деформации определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} & \text{— для дилатации } W_v = (1 - 2\mu)/(6E)(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2; \\ & \text{— для дисторсии } W_d = (1 + \mu)/(6E)[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2], \end{aligned} \quad (9)$$

где σ_1 , σ_2 , σ_3 — главные напряжения.

Будем считать, что в отличие от известных моделей критический уровень энергии дилатации равен энергии, необходимой для предельного увеличения элементарного объема материала при разрыве. Ее величина складывается из энергии термического расширения U_T от исходной температуры T до температуры плавления $T_{пл}$ и энергии скрытой теплоты плавления L при увеличении объема в связи с фазовым переходом первого рода. Таким образом,

$$W_{vc} = \int_T^{T_{пл}} \alpha K dT + L, \quad (11)$$

где α — коэффициент объемного расширения; $K = E/(3(1 - 2\mu))$ — объемный модуль деформации.

В свою очередь предельное значение энергии дисторсии равно энтальпии при нагреве элементарного объема от исходной температуры до температуры плавления, т. е.

$$W_{dc} = H = \int_T^{T_{пл}} C_v \rho dT, \quad (12)$$

где C_v — удельная изохорическая теплоемкость; ρ — плотность материала.

Так как процесс увеличения объема при разрушении сопровождается охлаждением материала, а его пластическое деформирование — нагревом, то в целом изменение температуры при разрушении, по нашим экспериментальным данным на стальных образцах, не превышает $10 \div 100$ °С. В строительных сталях необходимо также учитывать энергетические добавки, возникающие из-за несовершенства структуры. Так, наличие в структуре металла краевых дислокаций приводит к увеличению энергии дилатации по отношению к энергии дисторсии, и наоборот, винтовые дислокации меняют это соотношение в пользу энергии дисторсии.

Условия (8) можно представить в обобщенном виде, получив из них *показатель пластичности материала* β_e , который с учетом (9) и (10) запишется в виде

$$\bar{\beta}_e = \frac{CW_d W_{vc}}{W_v W_{dc}} - \frac{2C(1 + \mu)(1 - 3D)(L + U_r)}{(1 - 2\mu)H}, \quad (13)$$

где C — коэффициент, учитывающий влияние дефектов структуры металла; $D = I_2/I_1^2$ — отношение второго инварианта к квадрату первого. Величина коэффициента β_e позволяет предсказать тип разрушения материала. Так, при $\beta_e > 1$ разрушение будет вязким, при $\beta_e < 1$ — хрупким.

На основе справочных данных [11] по формулам (11) и (12) определены величины W_{vc} и W_{dc} для 32 металлов, необходимые для вычисления показателя пластичности. При вычислении показателя пластичности возникают определенные трудности, связанные с принятием вида напряженного состояния в момент разрушения цилиндрического образца, так как от вида напряженного состояния зависит отношение энергии дисторсии к энергии дилатации. Как известно (см., например, [12, 13]), в момент, предшествующий разрушению, в цилиндрических образцах образуется шейка либо подобие «мягкой прослойки» в зависимости от величины поперечного сужения. При этом как в шейке, так и в «мягкой прослойке» возникает объемное напряженное состояние с меняющимся соотношением между главными напряжениями по сечению образца. Так, можно предположить, что даже при линейном напряженном состоянии цилиндрического образца в момент образования микротрещины при хрупком разрушении перед ее фронтом в локальной области реализуется напряженное состояние, близкое к напряженному состоянию в «мягкой прослойке». Такое предположение достаточно приближенно, тем более что вопрос о напряженном состоянии как в шейке образца, так и в «мягкой прослойке», возникших при растяжении, сложен и полностью не решен. К тому же, используя справочные данные по относительно сужению различных металлов, мы не располагали данными о геометрических размерах образцов после их разрушения, необходимыми для вычисления напряженного состояния в шейке (по Н. Н. Давиденкову или П. Бриджмену), а также в «мягкой прослойке». Поэтому для расчета входящего в показатель пластичности выражения

$$\Pi = 1 - 3D = 1 - 3(\sigma_1\sigma_2 + \sigma_2\sigma_3 + \sigma_1\sigma_3)/(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2 \quad (13')$$

сделано предположение о равной вероятности появления всех видов напряженных состояний от линейного до объемного «гидростатического» ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$) с растягивающими главными напряжениями на момент разрушения по сечению образца. В качестве расчетного напряженного состояния в формуле (13) принято некоторое усредненное состояние между линейным и объемным «гидростатическим».

Согласно решению, полученному Н. Н. Давиденковым и Н. И. Спиридоновой [12], в плоскости минимального сечения цилиндрического образца распределение напряжений описывается следующими формулами:

$$\sigma_1 = \sigma_T(1 + (a^2 - r^2)/(2aR)), \quad \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_T(a^2 - r^2)/(2aR), \quad (14)$$

где a — радиус наименьшего поперечного сечения шейки; R — радиус кривизны на контуре шейки; r — радиальная координата.

Распределение напряжений в «мягкой прослойке» цилиндрического образца определяется по зависимостям [13]

$$\sigma_1 = \sigma_T(1 + 2(l - r)/(\sqrt{3}b)), \quad \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_T \cdot 2(l - r)/(\sqrt{3}b), \quad (15)$$

где l — радиус круглого сечения образца; b — толщина «мягкой прослойки».

Средние величины напряжений по поперечному сечению цилиндрического образца составляют $\bar{\sigma}_i = \frac{1}{\pi l^2} \int_0^{2\pi} \int_0^l \sigma_i r dr d\varphi$. Используя последнее выражение, получим значения для средних напряжений в минимальном сечении шейки

$$\sigma_1 = \sigma_T(1 + a/(4R)), \quad \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_T a/(4R) \quad (16)$$

и в «мягкой прослойке»

$$\sigma_1 = \sigma_T(1 + 2l/(3\sqrt{3}b)), \quad \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_T \cdot 2l/(3\sqrt{3}b). \quad (17)$$

Если принять, что $a = l$ и величина радиуса шейки примерно равна половине толщины «мягкой прослойки» или больше ее, т. е. $R \geq b/2$, то формулы (16) и (17) дают близкие результаты. Простое сопоставление формул (14) и (16), а также (15) и (17) показывает, что в шейке средние напряжения меньше максимальных на 50 %, а в «мягкой прослойке» — на 30 %.

Преобразуем выражение (13') путем введения относительных величин напряжений $n = \sigma_2/\sigma_1$, $m = \sigma_3/\sigma_1$.

$$\Pi = 1 - 3(n + m + nm)/(1 + n + m)^2. \quad (18)$$

Зависимость (18) для цилиндрических образцов, в которых $n = m$, примет вид $\Pi = ((1 - n)/(1 + 2n))^2$.

Если принять распределение напряжений согласно (14) или (15), то средние значения величины $\Pi_{\text{ср}}$ по поперечному сечению цилиндрического образца соответственно равны

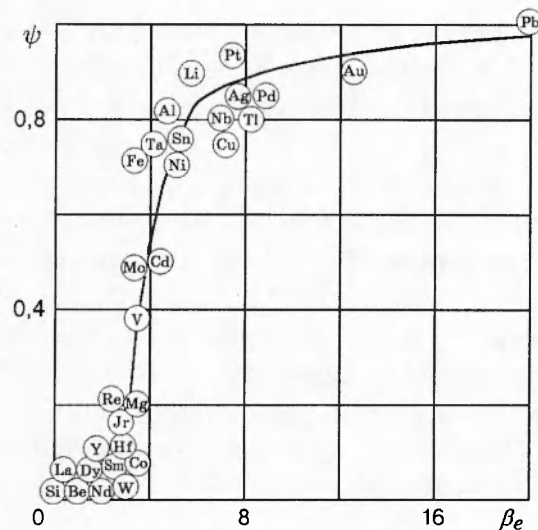
$$\Pi_{\text{ср}} = 2R/(2R + 3a) \quad \text{или} \quad \Pi_{\text{ср}} = b\sqrt{3}/(3l) - b^2/(6l^2) \ln((b + 2\sqrt{3}l)/b). \quad (19)$$

Так как при нахождении величин b и R возникают определенные трудности, предположим, что в момент разрушения цилиндрического образца в его центре вследствие стеснения пластических деформаций напряжение σ_1 достигает своего предельного значения, определяемого величиной $(2,57 \div 3,0)\sigma_T$. Для этого в зависимостях (14) или (15) необходимо положить $R = (0,25 \div 0,32)a$ и $b = (0,58 \div 0,74)l$. Подставляя данные соотношения в зависимости (19), получим для первого случая $\Pi_{\text{ср}} = 0,14 \div 0,18$, для второго случая $\Pi_{\text{ср}} = 0,23 \div 0,27$.

В расчетах показателя пластичности для всех испытываемых на разрыв металлов принято плоское напряженное состояние с напряжениями $\sigma_1 = \sigma_2$, $\sigma_3 = 0$. Для данного напряженного состояния величина Π , определяемая выражением (18), равна 0,25. Такое же значение величины Π дает и объемное напряженное состояние с напряжениями $\sigma_2 = \sigma_3 = 0,25\sigma_1$.

При вычислении β_e по формуле (13) величина коэффициента C_1 принималась равной 1, а удельная изохорическая теплоемкость — приближенно равной изобарной: $C_v = C_p$. На рисунке представлена зависимость относительного сужения ψ (по справочным данным [11]) от показателя пластичности β_e для группы металлов.

Для математического описания данной зависимости использовано теоретическое уравнение с эмпирическими коэффициентами, которое имеет следующий вид [14]: $\psi =$



$1/(1 + \exp(C_1(1/\beta_e - 1/C_2)))$. Численные значения коэффициентов C_1 и C_2 определены методом наименьших квадратов с использованием стандартных программ. После их вычисления общая зависимость приняла вид

$$\psi = \frac{1}{1 + \exp[16,68(1/\beta_e - 1/3,81)]}, \quad (20)$$

а ее графическое изображение представлено на рисунке.

Регрессионное отношение — показатель точности регрессии случайной величины ψ по случайной величине β_e — составило 0,91, что указывает на связь между β_e и ψ , близкую к функциональной зависимости. Подставляя в уравнение (20) значение $\beta_e = 1$, получаем $\psi \cong 0$, что подтверждает принятую гипотезу о хрупкости материала при показателе пластичности $\beta_e \leq 1$.

Главным выводом о влиянии показателя пластичности на хрупкое разрушение стали в конструкции является то, что он в значительной степени зависит от температуры и по мере ее снижения имеет тенденцию к уменьшению. Особенно сильно это проявляется при фазовых переходах второго рода в связи с резкими пикообразными изменениями модуля объемной деформации или температурного коэффициента линейного расширения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
2. Зинер К. Упругость и неупругость металлов. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
3. Ларионов В. П., Семенов Я. С. Физические основы вязкохрупкого перехода низколегированных сталей и сплавов железа. Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН, 1992.
4. Степанов А. В. Основы практической прочности кристаллов. М.: Наука, 1974.
5. Атомный механизм разрушения. М.: Metallurgizdat, 1963.
6. Осипов К. А. Вопросы теории жаропрочности металлов и сплавов. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
7. Иванова В. С., Терентьев В. Ф. Природа усталости металлов. М.: Metallургия, 1975.
8. Жильмо Л. Характеристика свойств конструкционных сталей работой предельной деформации // Современные проблемы металлургии. М.: Изд-во АН СССР, 1958. С. 17–23.

9. Sih G. C. The analytical aspects of macrofracture mechanics // Proc. of the Intern. conf. analyt. and exp. fract. mech., Italy, 23-27 June, 1980. Rome: Sijthoff and Nordhoff, 1981. P. 3-15.
10. Федоров В. В. Термодинамические аспекты прочности и разрушения твердых тел. Ташкент: Фан, 1979.
11. Физические величины: Справ. / А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
12. Давиденков Н. Н., Спиридонова Н. И. Анализ напряженного состояния в шейке растянутого образца // Завод. лаб. 1945. Т. 11, № 6. С. 583-593.
13. Николаев Г. А., Куркин С. А., Винокуров В. А. Сварные конструкции. Прочность сварных соединений и деформации конструкций: Учеб. пособие. М.: Высш. шк., 1982.
14. Шафрай С. Д. Хрупкая прочность и деформационные критерии ее оценки // Тр. II Международ. науч.-техн. конф. «Актуальные проблемы фундаментальных наук»: В 7 т. / Под ред. И. Б. Федорова и др. М.: Техносфера-Информ, 1994. Т. 2, ч. 1. С. 49-52.

Поступила в редакцию 1/IV 1998 г.
