УДК 539.375

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Мойсейчик Е.А., Балыкин М.К.
Белорусская государственная политехническая академия
Минск, Беларусь

Наиболее полно процессы деформирования и разрушения конструкционных материалов могут быть отражены современными методами термодинамики [1—9].

Выделим из некоторой деформируемой системы элемент и, пренебрегая изменением его массы в процессе взаимодействия с системой, составим соответствующее его работе уравнение баланса энергии

$$\Delta E = \Delta H + p\Delta V + \Delta p V + \gamma_s \Delta S - T\Delta S + \Delta E_{упр}, \quad (1)$$

где: ΔE — общее изменение энергии деформируемого элемента; ΔH — изменение энтальпии элемента; $p\Delta V + \Delta p V + \gamma_s DS$ — механическая работа, совершаемая над выделенным элементом, составляющими которой являются элементарные рабочие акты при изменения в ней давления ($\Delta p V$), объема ($p\Delta V$), возникновении новых свободных поверхностей при поро-, трещинообразовании и т. д. ($\gamma_s \Delta S$); $T\Delta S$ – величина рассеиваемой в элементе энергии при изменении температуры (Т) и энтропии (ΔS); $\Delta E_{упр}$ — изменение энергии среды, внешней по отношению к выделенному элементу (отброшенные элементы системы, жидкость, газ и т. д.).

С использованием выражения (1) можно получить ряд критериев предельного состояния материалов. Наиболее распространенные в современной расчетной практике такие критерии получены из анализа механической работы, энергии деформирования или их слагаемых [10, 11]. Другие составляющие уравнения баланса энергии (1) при этом не учитываются. Такой подход оправдывает себя при небольшом интервале изменения расчетных параметров. В работах [8, 9, 12] показывается, что даже неучет отдельных слагаемых механической работы в традиционных критериях прочности или энергетических критериях разрушения может быть причиной расхождения соответствующих расчетных и экспериментальных данных. Там же обращается внимание, что при допущении пластической стадии работы материала нельзя не учитывать изменение энтропии элемента, его температуры и поглощение энергии на структурообразование в деформируемых объемах.

В настоящей работе предпринимается попытка получить зависимости, характеризующие предельное состояние и процесс разрушения с учетом изменения теплового состояния конструкционных материалов.

Из ряда работ [13—16] следует, что в деформируемых объемах металлических конструкционных материалов идет как поглощение энергии, так и ее выделение в форме тепла. При этом изменение температуры тела проявляется на всех стадиях деформирования. Возможное повышение температуры, например, при растяжении образцов малоуглеродистой стали можно ориентировочно оценить, допуская, что вся энергия пластической деформации переходит в тепло, отвод которого в прилегающие объемы металла и в окружающую среду отсутствует. В этом случае такая работа, отнесенная к единице объема (A) представит эквивалентную объемную плотность тепловой энергии (Q). На изменение температуры металла от начальной (T_o) до текущей (T) в деформируемом объеме затрачивается количество тепла

$$A = Q = \int_{To}^{T} c\, r\, dT\,, \qquad (2)$$

где: c, r — соответственно удельная теплоемкость и плотность материала.

Удельная теплоемкость существенно зависит от температуры [17]. Для температурного диапазона эксплуатации строительных конструкций эту зависимость примем линейной: $c = c_0 + к\ T$,
где: c_0 =0,188 кДж/кг.К; $к = 9{,}1\ .\ 10^{-4}$ кДж/кг.К^2.

После выполнения преобразований из условия (2) следует искомая формула для T:

$$T = -\frac{c_o}{k} \pm \sqrt{\left(\frac{c_o}{k}\right)^2 + \left[T_0\left(\frac{2c_o}{k} + T_o\right) + \frac{2\ \eta\ A}{\rho\ k}\right]}\,, \qquad (3)$$

где: $\eta = \dfrac{Q}{A} \leq 1$ — коэффициент выхода тепла.

Принимая $\eta = 1$ определим Т для двух случаев:

а) равномерная статическая деформация происходит в стадии текучести,

б) деформация вызвана движением одной дислокации.

Для указанных случаев работу деформации можно вычислить соответственно по формулам: $A_а = \sigma\, \varepsilon$; $A_б = \tau$. Исходные параметры и полученные по (3) расчетные величины приведены в таблице.

T_o, K	σ, МПа	τ, МПа	ε,%	$T_а$,K	$T_б$,K
200	282,5	169,5	1,5	202,5	284
293	282,5	169,5	1,5	294,7	355,7

Данные последнего столбца можно отнести к слою, толщина которого соизмерима с модулем вектора Бюргерса. Из таблицы следует неравенство $(T - T_o)_{200} > (T - T_o)_{293}$, которое является результатом значительного уменьшения удельной теплоемкости при понижении температуры. Очевидно, что при низких эксплуатационных температурах более высокими будут и градиенты температур в деформируемых зонах.

Приведенная оценка является весьма приближенной. Экспериментально зафиксировать максимальные величины изменения температур при деформировании материала для металлических сплавов достаточно сложно из-за их высокой теплопроводности. Ясно, что регистрируемые в эксперименте температуры будут тем выше, чем больше скорость деформирования, быстродействие и чувствительность измерительных приборов. Особенно сложно измерять температуры при небольших скоростях деформирования материалов (статическое, квазистатическое нагружение). Приведенные замечания можно проиллюстрировать данными различных авторов. Так, в экспериментах по ударному разрушению на копре МК-30 отмечено повышение температуры металлических образцов на 800—1000° С (сплав ВТ-8), 100° С (сталь У8) [18]. При ступенчатом загружении рычажным механизмом фольг из титана, меди, стали толщиной 0,1 мм теми же авторами фиксировались температуры лишь в несколько десятков градусов. Повышение температуры на 700° С и более для Ст3 отмечалось при взрывном нагружении металлов [19]. Процесс деформирования элементов из пластичных материалов связан с возникновением и развитием смещений вдоль полос скольжения [20]. Выделим из деформируемого элемента с пачкой полос скольжения прямоугольную призму высотой l и с единичной площадью поперечного сечения. Пусть под действием касательных напряжений t основания призмы взаимно сместились на x, а в некотором промежуточном сечении призмы появились полосы скольжения толщиной δ. Такую плоскость можно рассматривать как источник равномерного выделения тепла [21,22]. Определим интенсивность теплового потока с единичной площади этого источника. Для этого уравнение (1) представим в виде:

$$A = Q + \Delta U, \tag{4}$$

где: A — механическая работа деформирования; ΔU — увеличение внутренней энергии тела.

Полагая, что элемент деформируется за время Δt, получим из (4) мощность источника

$$q = W - \Delta U : \Delta t, \qquad (5)$$

где: W — мощность, расходуемая на деформирование.

В данном случае

$$W = (\tau\, e\, l) : \Delta t = t\, \dot{e}\, l, \qquad (6)$$

где: t — касательное напряжение в полосе скольжения; $e = \frac{x}{l}$ — относительный сдвиг; $\dot{e} = \frac{\dot{x}}{l}$ — скорость деформации сдвига.

Из выражений (4), (5), (6) следует, что

$$q = \eta W = \eta\, \tau\, \dot{e}\, l. \qquad (7)$$

Так как разогрев выделенной полосы скольжения происходит за счет движения дислокаций [21, 22], а выделяемое тепло способствует их активации и повышению подвижности, то можно считать, что

$$\tau = \Phi(\dot{e}, T). \qquad (8)$$

Дифференцируя сложную функцию (8), получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{d\tau}{de} = \frac{\partial\tau}{\partial e} + \frac{\partial\tau}{\partial T}\frac{dT}{de}, \qquad (9)$$

из которого следует, что полоса скольжения возникает в том месте элемента, где $\frac{d\tau}{de} = 0$, или при выполнении условия

$$\frac{\partial\tau}{\partial e} = -\frac{\partial\tau}{\partial T}\frac{dT}{de}. \qquad (10)$$

За время, характеризуемое десятыми долями микросекунд, распределение температуры по обе стороны от полосы скольжения будет изменяться по выражению [23]:

$$T = T_o + \frac{qt^{0,5}}{\sqrt{4k\rho c}}, \qquad (11)$$

где: k — коэффициент теплопроводности; ρ — плотность материала; c — удельная теплоемкость; q — интенсивность источника; t — время.

Из (11) с учетом (7) следует, что

$$\frac{dT}{dt}=\frac{q}{4}\left(\frac{1}{k\rho ct}\right)^{\frac{1}{2}}=\frac{\eta\tau\dot{e}l}{4}\left(\frac{1}{k\rho ct}\right)^{\frac{1}{2}}. \qquad (12)$$

Из определения скорости деформации сдвига при $\dot{e}=\text{const}$ имеем

$$de=\dot{e}\,dt. \qquad (13)$$

Интегрирование (13) приводит к выражению

$$e=\int_{t_o}^{t}\dot{e}dt=\dot{e}t-\dot{e}t_o=\dot{e}t-e_y. \qquad (14)$$

Подставляя (13), (14) в (12) получаем

$$\frac{dT}{de}=\frac{\eta}{4}\tau l\left[\frac{\dot{e}}{k\rho c\left(e+e_y\right)}\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (15)$$

Условие (10) возникновения полосы скольжения в элементе с учетом зависимости (15) можно записать в виде

$$\frac{\partial\tau}{\partial e}=-\frac{\eta}{4}\tau l\left[\frac{\dot{e}}{k\rho c\left(e+e_y\right)}\right]^{\frac{1}{2}}\frac{\partial\tau}{\partial T}. \qquad (16)$$

Приравнивая t пределу текучести при сдвиге τ_y из (16) получаем

$$\dot{e}_y=\frac{16k\rho c}{\eta^2\tau_y{}^2l^2}\left(e+e_y\right)\left(\frac{\partial\tau/\partial e}{\partial\tau/\partial T}\right)^2. \qquad (17)$$

Таким образом, выражение (17) определяет критическую скорость деформации сдвига, превышение которой приводит к образованию новых поверхностей, т.е. зарождению разрушения элемента.

Литература

1. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. — М.: Наука,1988.

2. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. Т. 2.— М.: Мир,1969.

3. Иванова В.С. Механика и синергетика усталостного разрушения//Физ.-хим. Механика материалов.1986. т. 22, № 1.

4. Glandsdorf P., Prigogin J. Thermodinamic theory of structure stabilitu and fluctuations. N. Y.: Sons John Willey, 1971.

5. Цинглер Г. Экстремальные принципы термодинамики необратимых процессов и механика сплошной среды. — М.: Мир, 1966.

6. Седов Л.И. Механика сплошной среды. — М.: Наука, 1970.

7. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. — М.: Изд-во МГУ, 1990.
8. Колбасников Н.Г. Энтропийная теория прочности. — Спб.: СпбГТУ, 1995.
9. Князева А.Г. Введение в локально-равновесную термодинамику физико-химических превращений в деформируемых средах.-Томск.:-Изд-во ТГУ, 1996.
10. Гольденблат И.И., Копнов В.А. Критерии прочности и пластичности конструкционных материалов. — М.: Машиностроение, 1968.
11. Гольденблат И.И., Баженов В.Л., Копнов В.А. Длительная прочность в машиностроении.-М.:Машиностроение, 1977.
12. Григорьев А.К., Колбасников Н.Г.,Фомин С.Г. Структурообразование при пластической деформации металлов.— Спб.:Изд-во СпбГТУ, 1992.
13. Губкин С.И. Пластическая деформация металлов.Т. 2. — М.: Металлургиздат, 1961.
14. Тепловые процессы при обработке металлов и сплавов давлением. — М.: Высшая школа, 1973.
15. Стрелецкий Н.С. Материалы к курсу стальных конструкций. Вып.1. Работа стали в строительных конструкциях. — М.: Гос. изд-во л-ры по ст-ву и архитектуре, 1956.
16. Отчет по НИР «Разработать основы теории деформирования материалов с учетом термомеханических эффектов», № ГР 2000601/ Мойсейчик Е.А., Балыкин М.К. и др.— Мн.: БГПА, 2000.
17. Лившиц Б.Г., Крапошин B.C., Линецкий Е.Л. Физические свойства металлов и сплавов. — М.: Металлургия, 1980.
18. Абрамова К.Б., Пахомов А.Б.,Перегуд Б.П.,Щербаков И. П. Инфракрасное излучение, возникающее при деформации и разрушении металлов // Журнал технической физики, 1988. т. 58, в. 4, с. 817—821.
19. Дерибас А.А. Физика упрочнения и сварки взрывом. — Новосибирск.: Наука, 1980.
20. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. — М.: ИЛ, 1954.
21. Малыгин Г.А. Локальные разогревы в кристаллах при низкотемпературной деформации // ФТТ, 1977, т. 19, с. 2152—2155.
22. Малыгин Г.А. Разогрев дислокационных источников при низкотемпературной деформации кристаллов // ФТТ,1977, т. 19, с. 1460—1463.
23. Малыгин Г.А. Локальные разогревы в кристаллах, пластически деформируемых при низких температурах // В сб.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. — Л.: Наука, 1979, с. 200—211.