

О РАЗРУШЕНИИ ДЕФОРМИРУЕМЫХ ТЕЛ

Д. А. Киялбаев, А. И. Чудновский

(Ленинград)

В настоящее время общепризнанным является тот факт, что разрушение есть процесс, который начинает развиваться практически с момента приложения нагрузок к образцу. Начальная стадия этого процесса при определенном уровне внешних воздействий носит квазиравновесный характер, что позволяет при описании ее воспользоваться методами термодинамики необратимых процессов.

С молекулярной точки зрения процесс разрушения есть развитие нерегулярностей структуры, т.е. нарушение исходного порядка, обусловленного силами взаимодействия между элементами системы и условиями ее образования, и, следовательно, существенно связан с изменением энтропии системы. К такому же выводу можно прийти путем рассмотрения отмеченного М. Борном [1,2] подобия явлений плавления и разрушения.

В работе формулируется условие локального разрушения и дается феноменологическое описание процесса разрушения, которое позволяет учесть влияние различных физико-химических факторов. Рассматриваются конкретные примеры вязкого разрушения и приводится сравнение теории с экспериментальными данными.

1. Анализ аналогии между разрушением и плавлением и известных эмпирических законов плавления [3] позволяет сформулировать следующее предположение: локальному разрушению соответствует достижение плотностью энтропии некоторого критического значения  $s^*$ , являющегося характеристикой материала

$$s(t^*) = s^* = s(0) + \Delta s^* \quad (1.1)$$

Здесь  $t^*$  — момент разрушения (в дальнейшем, звездочкой отмечаются характеристики, соответствующие состоянию разрушения),  $s(0)$  — плотность энтропии в начальный момент времени и  $\Delta s^*$  — критическое приращение плотности энтропии при заданном значении  $s(0)$ .

Условие (1.1) удобно записать в иной форме

$$\int_0^{t^*} s'(\tau) d\tau = \Delta s^* \quad (1.2)$$

Скорость изменения плотности энтропии можно представить в виде суммы внешнего потока  $s_e$  и внутреннего источника возрастания энтропии  $\eta$

$$s'(t) = s_e(t) + \eta(t) \quad (1.3)$$

В соответствии с представлениями термодинамики необратимых процессов внутренний источник возрастания энтропии  $\eta$  представим в виде билинейной формы термодинамических потоков и сил

$$\eta = \sum_{\alpha} J_{\alpha} X_{\alpha} \quad (1.4)$$

Роль термодинамических потоков  $J_{\alpha}$  и соответствующих им сил  $X_{\alpha}$  могут играть, например, скорость химических реакций и химическое сродство, поток вещества и градиент концентрации, вектор скорости теплового потока и градиент температуры, тензор скорости необратимой деформации и тензор напряжений и т. п.

При этом из (1.2), (1.3) и (1.4) получим условие разрушения в следующем виде:

$$\int_0^{t^*} \left[ s_e^*(\tau) + \sum_{\alpha} J_{\alpha}(\tau) X_{\alpha}(\tau) \right] d\tau = \Delta s^* \quad (1.5)$$

В соотношении (1.5) учитывается известный опытный факт существования зависимости процесса разрушения не только от напряженного состояния, но и от различных немеханических воздействий, таких как химические превращения, диффузия вещества, температурные изменения и др., т. е. разрушение рассматривается как термодинамический процесс, а не механический.

2. Рассмотрим с изложенных выше позиций вязкое разрушение металлов. Для простоты ограничимся известной задачей Н. Хоффа о разрушении металлического стержня, длина которого  $l_0$  и поперечное сечение  $F_0$ , при ползучести под действием постоянной растягивающей силы  $P$ . Материал предполагается несжимаемым, т. е.

$$\sigma(t) = \sigma_0 [1 + \varepsilon^p(t)] \quad (2.1)$$

и подчиняющимся закону течения

$$\varepsilon^{p*}(t) = B \sigma^m(t); \quad \sigma(t) = \frac{P}{F(t)}, \quad \sigma_0 = \frac{P}{F_0}, \quad \varepsilon^p = \frac{l(t) - l_0}{l_0} \quad (2.2)$$

Здесь точкой в позиции штриха обозначается производная по времени,  $B$  и  $m$  — характеристики материала — коэффициент и показатель ползучести соответственно.

Эксперименты, с которыми сопоставляются результаты теории, как правило, проводятся в изотермических условиях, что соответствует случаю отличного от нуля внешнего потока энтропии  $s_e^*$ . Однако для простоты будем предполагать  $s_e^* = 0$ , учитывая, что для установившейся ползучести это предположение приводит к тем же результатам, что и в изотермическом случае, но с несколько иным значением  $\Delta s^*$ . Кроме того, внешний поток энтропии  $s_e^*$  существенно зависит от скорости нагружения. Вместе с тем, как показали опыты, приведенные в работе [4], изменение скорости деформирования в  $4 \cdot 10^3$  раз приводит к изменению работы, затрачиваемой на разрушение, всего в 4 раза. Последнее означает, что в условиях, близких к условиям опытов [4], изменение критического значения энтропии вследствие учета  $s_e^*$  незначительно.

Таким образом, условие разрушения (1.5) примем в виде

$$\int_0^{t^*} \sum_{\alpha} J_{\alpha} X_{\alpha} d\tau = \Delta s^* \quad (2.3)$$

Внутренний источник возрастания энтропии в рассматриваемой задаче обусловлен диссипацией механической энергии. Изменение плотности полной работы деформирования определяется сверткой тензора скорости деформации  $T_{\varepsilon}^*$  с тензором напряжений  $T_{\sigma}$

$$A^* = T_{\varepsilon}^* : T_{\sigma}$$

Тензор скорости деформации можно представить в виде суммы идеально упругой  $T_{\varepsilon}^{e*}$  и необратимой частей  $T_{\varepsilon}^{p*}$ :

$$T_{\varepsilon}^* = T_{\varepsilon}^{e*} + T_{\varepsilon}^{p*} \quad (2.4)$$

Процессы идеально упругого деформирования не вызывают роста энтропии среды (см., например, [5]), так что внутренний источник энтропии при отсутствии других факторов связан лишь со скоростью необратимой деформации.

Для одноосного напряженного состояния примем

$$\eta(t) = \frac{1}{\theta} \varepsilon^{p*}(t) \sigma(t) \quad (2.5)$$

( $\theta$  — абсолютная температура)

При этом для изотермического процесса согласно (2.3) получим

$$\Delta s^* = \frac{1}{\theta} \int_0^{t^*} \varepsilon^{p*}(\tau) \sigma(\tau) d\tau \quad (2.6)$$

Проинтегрируем правую часть равенства (2.6), используя соотношение (2.4)

$$\Delta s^* = \frac{\sigma_0}{2\theta} [(1 + \varepsilon_{*}^{p*})^2 - 1] \quad (2.7)$$

где  $\varepsilon_{*}^{p*}$  — необратимая деформация, накопленная к моменту разрушения. Отсюда

$$1 + \varepsilon_{*}^{p*} = (1 + 2\Delta s^* \theta / \sigma_0)^{1/2} \quad (2.8)$$

С другой стороны, интегрируя соотношение (2.2) с учетом (2.4), найдем

$$1 + \varepsilon^p(t) = [1 - (m-1) B \sigma_0^m t]^{-1/(m-1)} \quad (2.9)$$

Причем последнее справедливо для любого момента времени  $t$  и, в частности, для  $t^*$ .

Следовательно, имеет место равенство

$$[1 - (m-1) B \sigma_0^m t^*]^{-1/(m-1)} = \left(1 + \frac{2\Delta s^* \theta}{\sigma_0}\right)^{1/2} \quad (2.10)$$

Отсюда

$$t^* = \frac{1}{(m-1) B \sigma_0^m} \left[1 - \left(1 + \frac{2\Delta s^* \theta}{\sigma_0}\right)^{-(m-1)/2}\right] \quad (2.11)$$

Здесь  $\Delta s^*$  — макроскопическая характеристика, которая должна определяться экспериментально. Анализ экспериментальных данных показывает, что  $2 \Delta s^* \theta / \sigma_0 \ll 1$ , следовательно, в разложении выражения

$$(1 + 2\Delta s^* \theta / \sigma_0)^{-(m-1)/2}$$

в ряд можно ограничиться первыми двумя членами. При этом для определения времени до разрушения получим простое соотношение

$$t^* = \frac{\Delta s^* \theta}{B \sigma_0^{m+1}} \quad (2.12)$$

Формула (2.12) внешне напоминает формулу Н. Хоффа [6]

$$t^* = \frac{1}{m B \sigma_0^m} \quad (2.13)$$

Однако в отличие от последней в ней содержится дополнительная характеристика материала  $\Delta s^*$ , что позволяет получить лучшее согласие с экспериментальными данными.

В таблице приведены значения времени до разрушения в час из экспериментов по данным работы [7], а также значения  $t_{(2.13)}^*$  и  $t_{(2.12)}^*$ , вычисленные соответственно по формулам Н. Хоффа и авторов в случае растяжения при  $\theta = 700^\circ \text{С}$  стали 1Х13Н16Б для различных значений  $\sigma_0$   $\text{кг}\cdot\text{см}^{-2}$ .

$\sigma_0$	$t^*$	$t^* (2.13)$	$t^* (2.12)$
850	2300	5932	2740
890	2170	4711	2040
965	1287	3146	1258
970	1148	3064	1230
1000	1146	2632	1020
1000	1408	2632	1020
1080	1084	1791	638
1115	706	1528	527
1200	462	1057	341
1300	292	709	211
1300	322	709	211
1305	396	695	205
1410	200	472	130
1480	175	370	98

3. Рассмотренная выше схема применима и в случае сложного напряженного состояния. При тех же предположениях, что и в предыдущем пункте, внутренний источник возрастания энтропии можно записать в виде

$$\eta(t) = \theta^{-1} D_{\epsilon} p^* : D_{\sigma} \quad (3.1)$$

Здесь  $D_{\epsilon} p^*$  и  $D_{\sigma}$  — девиаторы скорости необратимой деформации и напряжений соответственно.

Примем закон течения в виде (см. [8])

$$D_{\epsilon} p^* = 1/2 B_1 T^{m-1} D_{\sigma} \quad (3.2)$$

Здесь интенсивность напряжений сдвига  $T = (1/2 D_{\sigma} : D_{\sigma})^{1/2}$  и  $B_1 = 3^{(m+1)/2} B$ . При этом

$$\eta = \theta^{-1} B_1 T^{m+1} \quad (3.3)$$

Пренебрегая внешним потоком энтропии  $s_e^*$ , для сложного напряженного состояния получим следующее условие разрушения:

$$\Delta s^* = \int_0^{t^*} \theta^{-1} B_1 T^{m+1}(\tau) d\tau \quad (3.4)$$

Отсюда для постоянного уровня напряжений и температур получим

$$t^* = \frac{\Delta s^* \theta}{B_1 T^{m+1}} \quad (3.5)$$

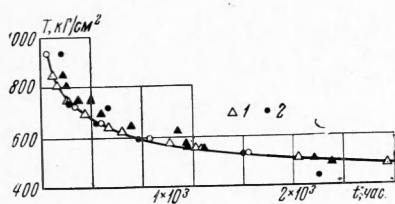
Как отмечалось выше, предполагается, что критическое приращение энтропии  $\Delta s^*$  — характеристика материала (при фиксированном исходном состоянии) — не зависит от вида напряженного состояния.

Таким образом, критическое значение энтропии в случае сложного напряженного состояния должно быть таким же, как и в случае простого растяжения.

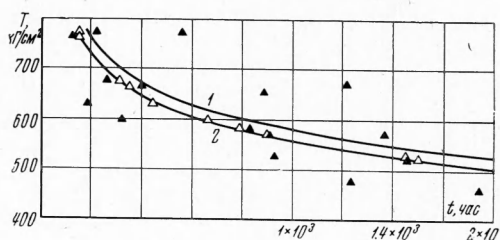
Последнее утверждение может быть проверено экспериментально. В работе [7] представлены результаты экспериментов по разрушению стали 1Х13Н16Б при температуре  $700^\circ\text{C}$  при различных видах напряженного состояния.

Здесь на фиг. 1 и 2 приведены некоторые результаты вычислений и экспериментов с этой же сталью при той же температуре  $\theta = 700^\circ\text{C}$ ; на фиг. 1 треугольные точки — испытания на растяжение; круглые — на давление с одновременным кручением; на фиг. 2 приведено разрушение трубы под давлением: 1 — для  $\Delta s^* = 1.875 \cdot 10^{-3}$ , 2 — для  $\Delta s^* = 1.515 \cdot 10^{-3} \text{ кал} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{град}^{-1}$ .

Значение  $\Delta s^*$  найдено из условия наилучшего совпадения формулы (2.12) с экспериментальными данными по простому растяжению (см. таблицу). Для указанного материала  $\Delta s^* = 1.875 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ . Воспользуемся найденным значением для определения времени до разрушения трубы под действием крутящего момента и внутреннего давления по формуле (3.5) (см. фиг. 1). (Заметим, что кручение, как и сложное напряженное состояние, не поддается рассмотрению по схеме Хоффа [8].)



Фиг. 1



Фиг. 2

Эту же формулу (3.5) применим для рассмотрения разрушения трубы под действием давления (фиг. 2). Как показывают расчеты, формула (3.5) завышает время до разрушения. С подобным явлением уже встречались при применении формулы Н. Хоффа (2.13). Для объяснения этого факта Л. М. Качановым было введено понятие охрупчивания материала [9]. В данном случае некоторые расхождения теории и эксперимента, по-видимому, имеют ту же природу. Эффект охрупчивания в рамках предлагаемой схемы может быть учтен путем введения соответствующих термодинамических потоков и сопряженной ему силы охрупчивания<sup>1</sup>.

В разобранных выше конкретных примерах в качестве условия разрушения было принято соотношение (2.6), которое формально совпадает с критерием разрушения, предложенным в [10, 11], — удельной энергией, диссипирующей при ползучести. Однако предлагаемый критерий разрушения — критический уровень энтропии — принципиально отличается от критерия, введенного в работах [10, 11].

Следует отметить, что опытами, описанными в [4], установлена зависимость удельной работы разрушения, во-первых, от температуры и, во-вторых, от скорости ползучести. Так, удельная работа разрушения стали ЭИ-10 при температуре  $650^\circ\text{C}$  при различных скоростях деформирования в 2—2.5 раза меньше, чем при температуре  $550^\circ\text{C}$  при таких же скоростях деформирования. Зависимость работы разрушения от скорости деформирования, как отмечалось выше, незначительна. Эти экспериментальные факты легко объяснить с изложенных выше позиций:

1) при существовании фиксированного критического уровня энтропии  $s^* = \text{const}$  работа разрушения, обуславливающая возрастание энтропии от  $s(0)$  до  $s^*$ , тем меньше, чем выше исходный уровень энтропии системы  $s(0)$ . Последний существенно зависит от температуры;

2) зависимость работы разрушения от скорости деформирования связана с внешним потоком энтропии. При увеличении скорости деформирования происходит более интенсивный разогрев, что приводит к увеличению  $|s_e|$  и, следовательно, к большим затратам энергии, диссипирующей при ползучести, на доведение системы до критического уровня энтропии. Кроме того, при высоких скоростях деформирования сильнее проявляются различные механизмы разрушения, так что для детального описания необходимо учитывать соответствующие термодинамические потоки и силы.

Учет различных физико-химических факторов в рамках предлагаемой схемы обосновывается в работе [3] на примере влияния на процесс разрушения диффузии вещества.

Поступила 19 I 1970

<sup>1</sup> Этот путь обсуждался в докладе А. И. Чудновского «Некоторые вопросы разрушения деформируемых твердых тел». Семинары Ленингр. политех. ин-та, Инж. ж. МТТ, 1969, № 5.

