

Теоретическое и экспериментальное исследование процессов накопления энергии в структуре материалов методом инфракрасной термографии

Плехов О.А.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

Тепловыделение в металлах, вызванное их деформированием, было впервые научно описано более 150 лет назад, при этом сразу было отмечено, что доля энергии, накопленной в процессе деформирования, никогда не равна нулю. Многочисленные экспериментальные исследования [1] позволили установить, что процесс накопления энергии в металлах в процессе деформирования зависит от скорости, истории и температуры деформирования, характерного размера зерна, химического состава, радиационных условий эксплуатации и ряда других факторов.

Исследование процесса накопления энергии методами инфракрасной термографии позволяет определить зависимость скорости накопления энергии в процессе деформирования и, следовательно, оценить долю энергии затраченной на формирование дефектной структуры в материале. В результате появляется возможность расчёта меры неупорядоченности возникающей структуры и определения термодинамического потенциала системы.

Возможность построения термодинамического потенциала системы и аддитивного разделения энтропии пластически деформируемого материала на структурную и «тепловую» составляющие показана в работе [2]. Используя результаты [2], в данной работе получено выражение для расчёта величины и скорости изменения энтропии металла в процессе деформирования и показана возможность его использования при расчёте изменения энтропии идеально упруго-пластического материала.

При использовании данных инфракрасного сканирования для определения термодинамических параметров системы необходимо отметить, что в процессе дифференцирования температурных сигналов обладающих плохим соотношением сигнал/шум возникают существенные ошибки в величине определяемых параметром. Полученные результаты должны рассматриваться как качественные и для их уточнения необходимо использовать уточнённые экспериментальные методики инфракрасного сканирования или проводить дополнительные калориметрические измерения.

Теоретическое описание процесса накопления и диссипации энергии в металле в случае малых деформаций процесс описывается в терминах следующих переменных: $T(\bar{x}, t)$ - абсолютная температура, \bar{x} - положение частицы в фиксированной отсчётной конфигурации, t - время, ρ - плотность, e - удельная внутренняя энергия, $\tilde{\epsilon}, \tilde{\sigma}$ - тензоры малых деформаций и напряжений Коши, соответственно, $\tilde{\epsilon}^e, \tilde{\epsilon}^p$ - тензоры малых упругих и пластических деформаций, \bar{q} - вектор теплового потока, F - удельная свободная энергия, η - удельная энтропия.

Уравнение, определяющее скорость накопления энергии в процессе пластического деформирования материала, может быть записано в виде

$$\dot{\beta} = \frac{(-TF_{\bar{r}} + F_{\bar{r}}) : \dot{\bar{r}}}{\frac{1}{\rho} \tilde{\sigma} : (\dot{\tilde{\epsilon}}^p + \dot{\tilde{r}})}, \quad (1)$$

где F_{xy} - вторая частная производная функции $F(x, y)$ по x и y , \bar{r} - дополнительная структурно чувствительная переменная.

Определение вида и закона эволюции структурно чувствительного параметра является важным вопросом при построении уравнения диссипации энергии в материале. В

[4] на основании статистического описания эволюции ансамбля типичных микродвигов было показано, что переменная \tilde{p} может быть записана в виде тензора второго ранга и имеет смысл деформации, вызванной зарождением и ростом микродефектов.

Для уточнения ранее полученных результатов учтём в данной работе изменение энтропии, вызванное эволюцией дефектов в материале, рассмотрим термодинамические функции системы $F(\tilde{\varepsilon}^e, T, \tilde{p})$ и $\eta(\tilde{\varepsilon}^e, T, \tilde{p})$.

Если теплоёмкость системы и её упругие свойства не зависят от величины накопленных дефектов и определяются только физикой взаимодействия частиц вещества, то условия $c_{\tilde{p}} = -(TF_{TT})_{\tilde{p}} = 0$ и $F_{\tilde{\varepsilon}^e \tilde{p}} = 0$ позволяют записать

$$F_{\tilde{p}} = Tf(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) + g(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}), \quad (2)$$

$$F_{\tilde{\varepsilon}^e \tilde{p}} = Tf_{\tilde{\varepsilon}^e}(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) + g_{\tilde{\varepsilon}^e}(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) = 0. \quad (3)$$

Соотношения (2,3) позволяют сделать заключение, что $f(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) = f(\tilde{p})$, $g(\tilde{\varepsilon}^e, \tilde{p}) = g(\tilde{p})$ и

$$F = \int F_{\tilde{p}} d\tilde{p} = E_1(\tilde{p}) - T\eta_1(\tilde{p}) + F(\tilde{\varepsilon}^e, T), \quad (4)$$

где $g(\tilde{p}) = E_{\tilde{p}}(\tilde{p})$, $f(\tilde{p}) = -\eta_{1\tilde{p}}(\tilde{p})$.

Используя соотношение (4), выражение для энтропии системы принимает вид

$$\eta = -F_T = -F_T(\tilde{\varepsilon}^e, T) + \eta_1(\tilde{p}), \quad (5)$$

где $\eta_1(\tilde{p})$ - энтропия системы, вызванная эволюцией структуры материала.

Дополнительное предположение о независимости теплоёмкости системы от величины упругой деформации $c_{\varepsilon^e} = -(TF_{TT})_{\varepsilon^e} = 0$ позволяет аналогичным образом показать разложение функции $F(\tilde{\varepsilon}^e, T)$: $F(\tilde{\varepsilon}^e, T) = F(T) - T\eta_2(\tilde{\varepsilon}^e) + E_2(\tilde{\varepsilon}^e)$.

Дополнительно предполагая независимость теплоёмкости материала от температуры $c_T = -(TF_{TT})_T = 0$, и выполнение закона Гука в виде $\tilde{\sigma} = \tilde{E} : (\tilde{\varepsilon}^e - \tilde{\alpha}\Delta T)$ можно записать

$$F(T) = -c \left(T \text{Ln} \frac{T}{T_0} - (T - T_0) \right), \quad \eta_2(\tilde{\varepsilon}^e) = \frac{1}{\rho} \tilde{\alpha} : \tilde{E} : \tilde{\varepsilon}^e, \quad E_2(\tilde{\varepsilon}^e) = \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}^e : \tilde{E} : \tilde{\varepsilon}^e, \quad (6)$$

где T_0 - температура отчётной конфигурации, в которой $\tilde{\varepsilon}^e = 0$, $\tilde{\sigma} = 0$.

Окончательно в одномерном случае, принимая равенство нулю начальной энтропии, получаем соотношения

$$F = c \left((T - T_0) - T \text{Ln} \frac{T}{T_0} \right) - (T - T_0) \left(\eta_1(p) + \frac{1}{\rho} \alpha E \varepsilon^e \right) + E_1(p) + \frac{1}{2} E (\varepsilon^e)^2, \quad (7)$$

$$\eta = c \left(\text{Ln} \frac{T}{T_0} \right) + \frac{1}{\rho} \alpha E \varepsilon^e + \eta_1(p). \quad (8)$$

Используя соотношения (7,8), и соотношение (1) производную $\dot{\beta}_T$ можно записать в виде

$$\dot{\beta}_T = \frac{-F_{Tp} : \dot{p}}{\frac{1}{\rho} \sigma(\dot{\varepsilon}^p + \dot{p})} = \frac{\dot{\eta}_1(p)}{\dot{W}_p},$$

или

$$\dot{\eta}_1(p) = \dot{\beta}_T \dot{W}_p, \quad (9)$$

где \dot{W}_p - мощность, затрачиваемая в процессе деформирования образца.

Методика определения вида зависимости β для случая однородного напряжённого состояния и однородного распределения температуры по поверхности образца была предложена в [3]. Соотношение для её определения на основе экспериментальных данных может быть записано в виде

$$\dot{\beta} = \dot{W}_p - c\rho\dot{\theta}(t) - L(V, h)\theta(t), \quad (10)$$

где $L(V, h)$ - коэффициент теплообмена рассматриваемого объёма образца с окружающей средой.

Используя экспериментально полученные зависимости $\dot{\beta}(t)$ и $T(t)$, значение выражения $\dot{\beta}_T$ может быть найдено в результате несложной численной процедуры. Принимая во внимание соотношение (9) выражение для части термодинамического потенциала системы, связанной с эволюцией структуры материала, может быть записано в виде

$$F_p \dot{p} = (\dot{\beta} - T\dot{\beta}_T)\dot{W}_p. \quad (11)$$

	T=89, t=0,00000
	T=157, t=0,00093
	T=162, t=0,00279
	T=170, t=0,00341
	T=178, t=0,00512
	T=167, t=0,00713
	T=150, t=0,00775

Рис. 1. Процесс динамического деформирования и изменения температуры на поверхности образца при скорости деформации 4200 c^{-1}

В качестве иллюстрации расчёта интегральной величины β_{int} рассмотрим динамическое сжатие титановых образцов в стержне Гопкинсона-Кольского. На рисунке 1 представлена типичная термограмма динамического деформирования титанового образца. Энергия, затраченная на деформирование образца, может быть рассчитана по формуле

$$E_1 = V_0 \int_0^{\varepsilon_{\text{max}}} \sigma_{\text{обр}} d\varepsilon_{\text{обр}},$$

где V_0 — объём образца, $\sigma_{\text{обр}}$ — напряжение в образце, $\varepsilon_{\text{обр}} = \ln\left(\frac{d_0}{d_1}\right)$ — мера деформации образца.

Энергия, преобразованная в тепло в результате деформирования, определяется

$$E_2 = c\rho V_0 \Delta T,$$

где c — удельная теплоёмкость, ρ — плотность, ΔT — изменение температуры..

На каждый образец в процессе деформирования воздействовало три импульса сжатия. Энергия, затраченная на деформирование образца, рассчитывалась по всем импульсам, действующим на образец. Для расчёта величины диссипированной энергии использовалась средняя температура части образца, попадающей в поле зрения камеры.

Результаты расчётов удельной диссипированной энергии (β_{int}) представлены на рисунке 2. Анализ приведённых данных показывает, что удельная доля диссипированной энергии в ультрамелкозернистом состоянии не меняется при всех исследованных амплитудах напряжений и скоростях деформаций. В крупнозернистом титане доля диссипированной энергии растёт с 0,58 до 0,86 при увеличении скорости деформации. По-видимому, измельчение зерна приводит к созданию в материале нового механизма диссипации энергии, работающего одинаково эффективно при различных скоростях деформации и интенсивностях воздействий.

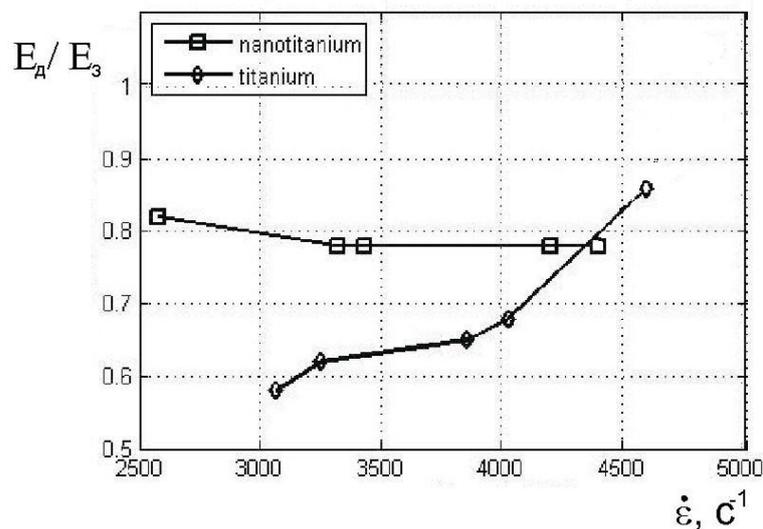


Рис. 2. Удельная диссипированная энергия в зависимости от скорости деформирования для крупнозернистого (\diamond) и ультрамелкозернистого (\square) титана

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bever M.B., Holt D.L., Tichener A.L. // Prog. Mat. Sci. 1973. №17. P.1-190.
- [2] Rosakis P., Rosakis A.J., et al // J. Mech. and Phys. Solids. 2000. 48. P.581-607.
- [3] Плехов О.А., Santier N., Наймарк О.Б. // ЖТФ. 2007. Т. 77. № 9. С.135-137.
- [4] Наймарк О.Б. // Физическая мезомеханика. 2003. Т.6. № 4. С.45-72.