

Анализ влияния микронеоднородности пластического деформирования металла на его сопротивление деформации

Г. В. Степанов

Институт проблем прочности им. Г. С. Писаренко НАН Украины, Киев, Украина

Представлена упрощенная модель микронеоднородного деформирования металла с постоянной скоростью деформации (при одноосном макрооднородном напряженном состоянии). Установлено, что учет повышения температуры при пластической деформации и ее локализации вследствие микронеоднородности деформирования позволяет качественно объяснить результаты экспериментов по ударному индентированию, свидетельствующие о снижении динамической твердости в диапазоне высоких скоростей деформации. Результаты расчетов с использованием данной модели показали, что эффект локализации возрастает с увеличением скорости деформации и характерного размера слоев локализованного течения. При малых деформациях материала, в котором присутствуют тонкие слои локализованного течения, влияние микронеоднородности деформирования на сопротивление деформации незначительно.

Ключевые слова: сопротивление деформации, локализация деформации, микронеоднородное деформирование.

Введение. Испытания металлов на растяжение, сжатие и сдвиг свидетельствуют о повышении сопротивления деформации с ростом ее скорости, влияние которой учитывается в феноменологических уравнениях состояния [1–3]. Результаты испытаний на ударное индентирование подтверждают, что динамическая твердость, определяемая величиной удельной (на единицу объема смещенного материала) энергии образования конической каверны при низких скоростях удара, увеличивается с ростом скорости деформации. По результатам экспериментальных исследований установлено [4–6], что динамическая твердость снижается с ростом скорости ударного индентирования в диапазоне высоких скоростей, что противоречит указанному выше влиянию скорости деформации и свидетельствует о том, что феноменологические уравнения состояния учитывают не все процессы, развивающиеся в металле при высоких скоростях деформации.

Данные численного моделирования процессов внедрения конического индентора и расширения цилиндрической каверны с использованием упруго-вязкопластической модели материала показывают, что давление на поверхности расширяющейся каверны возрастает с повышением скорости деформации, несмотря на снижение сопротивления (вплоть до нуля при больших деформациях), вызванное нагревом материала при адиабатическом процессе деформирования [6]. Совместное влияние вязкости и повышения температуры при пластической деформации и ее локализации (нарушение однородности деформирования) позволяет качественно объяснить указанное снижение динамической твердости с ростом скорости деформации. Однако для численного моделирования процесса деформирования с учетом неоднородности распределения температуры при макрооднородном напряженном состоянии необходимо использовать уравнения состояния, учитывающие влияние микронеоднородности свойств материала.

В данном сообщении представлена упрощенная модель микронеоднородного деформирования металла (при одноосном макрооднородном напряженном состоянии) с постоянной, усредненной по макрообъему материала, скоростью пластической деформации. Для упрощения расчетов использовалась модель материала, не учитывающая деформационное упрочнение и эффекты вязкости.

Модель деформирования микронеоднородного материала. Реальный процесс деформирования сопровождается появлением микрослоев повышенной пластической деформации, что нарушает микрооднородность распределения температуры, которая с течением времени выравнивается за счет теплопроводности.

В микрослоях повышенной деформации возникает максимальная температура. При заданной истории изменения во времени скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}(\zeta)$ и напряжений $\sigma(\zeta)$, усредненных по объему, с учетом выравнивания температуры по объему за счет теплопроводности повышение температуры ΔT может быть рассчитано по уравнению наследственного типа:

$$\Delta T = \frac{1}{\rho c_p} \int_{-\infty}^{\zeta} \sigma(\zeta) \dot{\epsilon}(\zeta) \left[1 + \left(\frac{1}{m_l} - 1 \right) \exp \left(- \left(\frac{\zeta}{\tau} \right)^m \right) \right] d\zeta; \quad (1)$$

$$\tau = n \frac{\delta^2}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{\eta}{C_V},$$

где m_l – параметр, определяющий относительный объем слоев локализованной деформации (с характерной толщиной δ); τ – характерное время выравнивания температуры в материале с усредненными коэффициентами теплопроводности η и температуропроводности λ . Из известного аналитического решения задачи теплопроводности для тонкого горячего слоя имеем показатель степени $m = 2$. Для реального процесса деформирования, вызывающего возникновение множества разноориентированных слоев сдвига, следует ожидать замедленного выравнивания температуры, поэтому в дальнейших расчетах полагаем $m = 1$.

Модель макрооднородного материала. При адиабатическом процессе пластического деформирования металла происходит повышение температуры, которое может быть принято квазиоднородным, если пренебречь микронеоднородным деформированием и микронеоднородным выделением тепла.

Пренебрегая микронеоднородностью деформирования, из уравнения (1) при $m_l = 1$ получаем повышение температуры, соответствующее однородному деформированию:

$$\Delta T = \int_{-\infty}^{\zeta} \sigma(\zeta) \dot{\epsilon}(\zeta) d\zeta. \quad (2)$$

Аналогичный результат получаем при длительном деформировании ($t \gg \tau$), когда повышенное выделение тепла в слоях локализованной деформации и теплоотвод из них приводят к выравниванию температуры по всему объему материала.

Для качественной оценки влияния локализации деформации на процесс деформирования при постоянной скорости пластической деформации используется модель идеально-пластического материала (деформационным упрочнением и эффектами вязкости пренебрегаем):

$$\sigma = \sigma_y \left(1 + \frac{T}{T_{cr}} \right), \quad \dot{T} = \frac{\sigma \dot{\varepsilon}}{C_V} = \frac{\sigma_y \dot{\varepsilon}}{C_V} \left(1 + \frac{T}{T_{cr}} \right). \quad (3)$$

Решение уравнений (3) позволяет определить изменение температуры $T(t)$ и напряжений $\sigma(t)$ во времени t при деформировании макрооднородного материала с постоянной скоростью пластической деформации $\dot{\varepsilon} = \text{const}$. Величины $T(t)$ и $\sigma(t)$ могут быть рассчитаны по уравнениям

$$T(\varepsilon) = T_{cr} \left[1 - \exp \left(- \frac{\sigma_y \dot{\varepsilon} t}{C_V T_{cr}} \right) \right]; \quad \sigma(t) = \sigma_y \exp \left(- \frac{\sigma_y \dot{\varepsilon} t}{C_V T_{cr}} \right); \quad \varepsilon = \dot{\varepsilon} t, \quad (4)$$

где T_{cr} – температура, при которой резко снижается прочность.

Согласно уравнениям (4) изменение температуры и сопротивления деформации с ростом величины пластической деформации ε не зависит от скорости деформации. При малых деформациях (до 10%) напряжение практически совпадает с начальным σ_y , при больших деформациях оно асимптотически снижается до нуля.

Упрощенная модель микронеоднородного материала. При микронеоднородном деформировании материала повышенная скорость пластической деформации в локальных слоях вызывает в них увеличение скорости роста температуры. Причем локальное повышение температуры (по отношению к температуре, усредненной по объему при деформировании) является результатом одновременно протекающих процессов нагрева и теплоотвода.

Изменение температуры в слоях локализованной деформации определяют, решая уравнение (1) для набора слоев разной ориентации, что требует выполнения трудоемких численных расчетов. Для качественной оценки влияния процесса локализации деформации в микронеоднородном материале на его сопротивление деформации используется приближенная модель. Согласно этой модели влияние повышенной локальной температуры на деформирование материала в предшествующий период ($\xi < t$) ослабевает с увеличением промежутка времени $(t - \xi)$ и пренебрежимо мало при $(t - \xi) > t_1$ ($t_1 = \pi\tau$ – расчетное время выравнивания температуры по всему объему материала). Следовательно, рост температуры в слоях локализованного течения определяется выделением тепла в них только в конечный период времени t_1 (затемненная область на рис. 1), повышенное выделение тепла в предшествующий период деформирования выравнивается по объему материала. Такое приближение применимо для оценки сопротивления деформации при длительности нагружения $t > t_1$. Напряжение $\sigma(t)$ в этот промежуток времени $(t - t_1 < \xi < t)$ в общем случае не постоянно (без учета деформационного упрочнения и эффектов вязкости сопротивление изменя-

ется с температурой). Однако если пренебречь этим изменением за конечный период времени t_1 , можно принять, что сопротивление микронеоднородного материала при его деформировании в течение промежутка времени t_1 равно $\sigma(t)$.

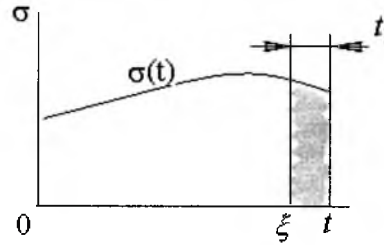


Рис. 1. Схематическое представление истории нагружения.

При длительности нагружения $t > t_1$ температура в слоях локализованной деформации ($T + T_{loc}$) определяется повышением однородной температуры T за время $(t - t_1)$ в процессе предшествующего деформирования и локального повышения температуры T_{loc} за конечный период нагружения t_1 . Полагаем, что усредненное по объему материала напряжение σ определяется повышенной температурой в микрообъеме, т.е. температурой $T + T_{loc}$, а приращение температуры за конечный период времени t_1 имеет место в слоях локализованной деформации, относительный объем которых m_1 не изменяется при деформировании. Скорость пластической деформации и, следовательно, скорость роста температуры в областях локализации выше усредненных по объему материала в $(1/m_1 - 1)$ раза. С учетом указанных приближений получаем следующие уравнения для расчета напряжений σ , усредненной скорости роста температуры \dot{T} и локального повышения температуры T_{loc} при скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$:

$$\sigma = \sigma_y \left(1 - \frac{T + T_{loc}}{T_{cr}} \right); \quad \dot{T} = \frac{\sigma \dot{\epsilon}}{C_V} = \frac{\sigma_y \dot{\epsilon}}{C_V} \left(1 - \frac{T + T_{loc}}{T_{cr}} \right); \quad T_{loc} = \dot{T} \left(\frac{1}{m_1} - 1 \right) t_1. \quad (5)$$

Из уравнений (5) следует

$$\dot{T} = \frac{\sigma \dot{\epsilon}}{C_V} = \frac{\sigma_y \dot{\epsilon}}{C_V} \left(1 - \frac{T}{T_{cr}} - \frac{\dot{T} t_1}{T_{cr}} \left(\frac{1}{m_1} - 1 \right) \right). \quad (6)$$

Скорость роста усредненной по объему материала температуры \dot{T} определяется из уравнения (6):

$$\dot{T} = \frac{\sigma_y \dot{\epsilon}}{C_V} \left(\frac{1 - \frac{T}{T_{cr}}}{1 + \frac{\sigma_y \dot{\epsilon} t_1}{C_V T_{cr}} \left(\frac{1}{m_1} - 1 \right)} \right). \quad (7)$$

Интегрируя уравнения (7) при начальных нулевых условиях ($T = 0$ при $t = 0$), получаем выражения для расчета усредненной по объему температуры T и локального повышения температуры T_{loc} в зависимости от деформации:

$$T(\varepsilon) = T_{cr} \left[1 - \exp \left(- \frac{1}{1 + \frac{\sigma_y \dot{\varepsilon} t_l}{C_V T_{cr}} \left(\frac{1}{m_l} - 1 \right)} \frac{\sigma_y \varepsilon}{C_V T_{cr}} \right) \right]; \quad (8)$$

$$T_{loc}(\varepsilon) = \frac{\sigma_y \dot{\varepsilon} t_l}{C_V} \left(\frac{1}{m_l} - 1 \right) \left(\frac{1 - \frac{T(\varepsilon)}{T_{cr}}}{1 + \frac{\sigma_y \dot{\varepsilon} t_l}{C_V T_{cr}} \left(\frac{1}{m_l} - 1 \right)} \right).$$

При длительности нагружения $t < t_l$ деформирование в слоях локализованного течения ограничено временем нагружения t , а повышение температуры в таких слоях $(T_{loc})_{in}$, пренебрегая теплоотводом, определяется по уравнениям, аналогичным (3) и (4), с учетом ограничения деформации объемом слоев:

$$\sigma = \sigma_y \left(1 + \frac{T_{loc}}{T_{cr}} \right); \quad \dot{T}_{loc} = \frac{\sigma \dot{\varepsilon}}{C_V} \left(\frac{1}{m_l} - 1 \right) = \frac{\sigma_y \dot{\varepsilon}}{C_V} \left(1 + \frac{T_{loc}}{T_{cr}} \right) \left(\frac{1}{m_l} - 1 \right); \quad (9)$$

$$(T_{loc})_{in} = T_{cr} \left[1 - \exp \left(- \frac{\sigma_y \varepsilon}{C_V T_{cr}} \left(\frac{1}{m_l} - 1 \right) \right) \right]. \quad (10)$$

Для описания кинетики изменения температуры и напряжений в начальный и последующие периоды деформирования, определяемых по уравнениям (8) и (9), используем аппроксимацию в виде единой зависимости эффективного повышения локальной температуры в процессе деформирования:

$$(T_{loc})_{eff} = \frac{(T_{loc})_{in}^n T_{loc}}{(T_{loc})_{in}^n + T_{loc}}. \quad (11)$$

Зависимость (11) описывает быстрое повышение температуры от нулевого уровня в начальный период нагружения ($t < t_l$), и она практически совпадает с уравнением (10) при последующем нагружении ($t > t_l$).

Анализ результатов расчетов. Результаты расчетов процесса деформирования металла при следующих параметрах уравнения состояния: $C_V = 3,2 \cdot 10^6$ Дж/(м³ · К); $D = 5 \cdot 10^{-6}$ м; $\eta = 40$ Дж/(м · с · К); $\lambda = 1,25 \cdot 10^{-5}$ м²/с; $\tau = 1 \cdot 10^{-5}$ с; $T_{cr} = 750^\circ\text{C}$; $\sigma_y = 500$ МПа; $\dot{\varepsilon} = 5 \cdot 10^4$ с⁻¹; $m_l = 0,05$; $n = 3$ представлены на рис. 2–4.

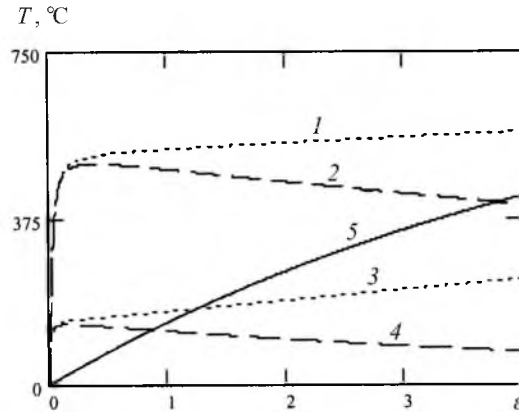


Рис. 2. Общее изменение температуры (1, 3) и ее повышение в слоях локализованной деформации (2, 4) при скорости деформации 10^5 (1, 2) и 10^4 с^{-1} (3, 4); 5 – изменение температуры в макрооднородном материале.

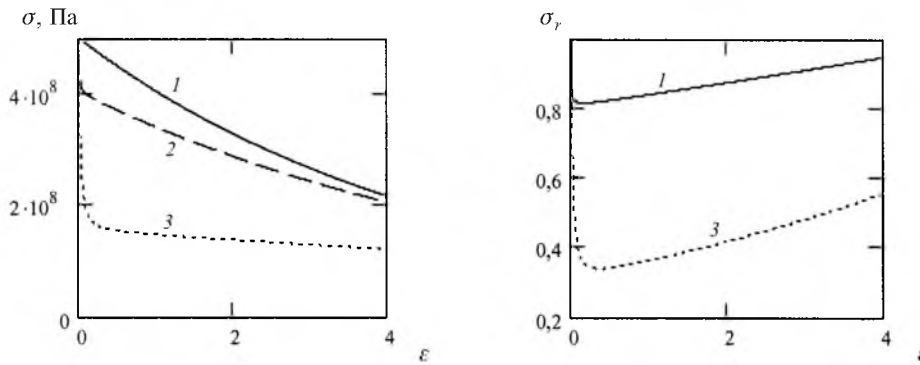


Рис. 3. Изменение напряжений $\sigma(t)$ и σ_r при деформировании макрооднородного материала (1) и микронеоднородного материала со скоростью деформации 10^4 (2) и 10^5 с^{-1} (3).

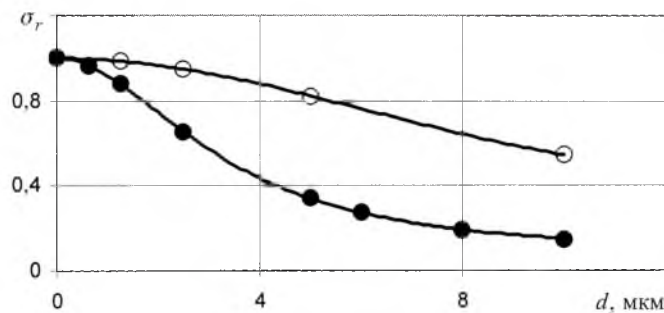


Рис. 4. Изменение относительного сопротивления σ_r в зависимости от характерной толщины слоев локализованной деформации (для величины пластической деформации 0,4) при скорости деформации 10^4 (светлые точки) и 10^5 с^{-1} (темные точки).

Как следует из расчетов, с ростом деформации при адиабатическом процессе однородного деформирования температура материала асимптотически повышается до максимальной (соответствует критической), а сопротивление деформации асимптотически снижается до нуля (кривая 1 на рис. 3 и

рис. 4). Поскольку в уравнении состояния материала не учитывается влияние скорости деформации на сопротивление деформации, изменение температуры определяется величиной деформации и не зависит от скорости пластической деформации.

При деформировании микронеоднородного материала в нем возникают слои локализованного течения, в которых температура выше, а сопротивление деформации ниже. Изменения температуры и сопротивления в процессе деформирования существенно зависят от его длительности, влияющей на эффективность теплоотвода из горячих слоев, и, следовательно, от скорости деформации.

Влияние локализации на сопротивление деформации иллюстрируют зависимости относительного сопротивления σ_r от деформации ε (σ_r – отношение сопротивления $\sigma(\varepsilon)$ при микронеоднородном деформировании по формуле (5) к сопротивлению $\sigma(\varepsilon)$ при однородном деформировании по формуле (4)) – рис. 2, 3.

При микронеоднородном деформировании со скоростью деформации 10^5 с^{-1} сопротивление материала (при выбранных для расчета параметрах уравнения состояния) примерно в три раза ниже, чем при однородном деформировании, а максимальная температура в слоях локализованной деформации близка к критической при макродеформации, равной 10%.

При микронеоднородном деформировании со скоростью деформации 10^4 с^{-1} сопротивление материала и температура мало отличаются от таковых для случая однородного деформирования (рис. 3).

Существенное влияние на процесс локализации оказывает характерная толщина слоев локализованной деформации, с уменьшением которой различие между процессами деформирования в макрооднородном и микронеоднородном материалах уменьшается (рис. 4). При малых деформациях и тонких слоях локализованного течения локализация незначительно влияет на сопротивление, что иллюстрируют кривые, приведенные на рис. 4. При толщине слоев локализованной деформации менее 0,1 мкм локализация несущественно влияет на распределение температуры и сопротивление в диапазоне скоростей деформации до 10^5 с^{-1} , что хорошо согласуется с известными данными о незначительном влиянии на предел текучести металлов полос сдвига по плоскостям скольжения кристаллической решетки.

Приведенная оценка локализации деформации справедлива также для вязкопластического материала с деформационным упрочнением, поскольку сохраняется адиабатический разогрев, а деформирование сопровождается микронеоднородным распределением деформаций и температур по объему материала.

Заключение. Микронеоднородное деформирование металла, вызванное его микронеоднородностью, приводит к появлению слоев локализованной деформации, в которых возникают повышенная температура и пониженное сопротивление, что приводит к уменьшению сопротивления деформации.

Микронеоднородное деформирование металла при макрооднородном напряженном состоянии может быть описано упрощенным уравнением состояния, учитывающим историю предшествующего нагружения.

Влияние процессов локализации деформации возрастает с увеличением скорости деформации и характерного размера слоев локализованного течения. При малых деформациях материала, в котором присутствуют тонкие слои локализованного течения, влияние микронеоднородности деформирования на сопротивление деформации незначительно.

Резюме

Наведено спрощену модель микронеоднорідного деформування металлу з постійною швидкістю деформації (при одновісному макрооднорідному напруженому стані). Показано, що урахування підвищення температури при пластичній деформації та її локалізації внаслідок микронеоднорідного деформування дозволяє якісно пояснити результати експериментів по ударному індентуванню, що свідчить про зниження динамічної твердості в діапазоні високих швидкостей деформації. Результати розрахунків із використанням даної моделі показали, що ефект локалізації зростає з підвищенням швидкості деформації та характерного розміру шарів локалізованої течії металу. За малих деформацій матеріалу з тонкими шарами локалізованої течії вплив микронеоднорідності деформування на опір деформації незначний.

1. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование и разрушение материалов при импульсном нагружении. – Киев: Наук. думка, 1991. – 288 с.
2. Johnson R. G. and Cook W. H. Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures // Eng. Fract. Mech. – 1985. – **21**, No. 1. – P. 31 – 48.
3. Zerilli F. J. and Armstrong R. W. Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations // J. Appl. Phys. – 1987. – **61**, No. 5. – P. 1816 – 1825.
4. Степанов Г. В., Сафаров Э. Г. Сопротивление внедрению конического стержня в упругопластическую среду // Пробл. прочности. – 1990. – № 4. – С. 69 – 74.
5. Stepanov G. and Zubov V. Dynamic hardness of high-strength steel and titanium alloy // J. Phys. IV France. – 2000. – **10**. – P. 647 – 651.
6. Степанов Г. В. Сопротивление металлов деформации при ударном нагружении // Пробл. прочности. – 2002. – № 3. – С. 7 – 14.

Поступила 06. 11. 2002