

- ция по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазного потока в элементах энергетических машин и аппаратов. Материалы конференции. Ч. 1. Ленинград, 1971.
8. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Изд. 4-е. Новосибирск, «Наука», 1970.
9. Фастовский В. Г., Петровский Ю. В., Ровинский А. Е. Криогенная техника. Изд. 2-е. М., «Энергия», 1974.

УДК 535.211

ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Ю. Н. Лохов, А. А. Углов, И. И. Швыркова

(Москва)

В работе рассматривается упругоэластическая деформация металлов, образующаяся при их плавлении под действием точечного источника тепла с длительностью импульсов выше 10^{-6} с. Исследуется временное развитие области пластической деформации и давления в расплаве. Показано, что при рассматриваемом взаимодействии имеют место две области пластической деформации: относительно широкая область «механического» влияния и узкая область «теплого» влияния. Распределения напряжений и деформаций, а также гидростатическое давление в жидкости определяются квазистационарным распределением температур, начиная со времен, соответствующих половинному (от квазистационарного) значению радиуса расплава $X \sim 0,5$. Показано, что размеры слабой и сильной областей пластической деформации, образованных тепловой и акустической волнами, растут непрерывно до квазистационарных значений, а гидростатическое давление в жидкости достигает максимального значения при $X \sim 0,3 \dots 0,4$. Отношение радиусов зон пластической деформации и жидкой ванны при квазистационарном распределении температур в первой области лежит в диапазоне 10—50, а во второй — не превышает 1,7 для Cu, Ni и Fe. Отмечается аномальный характер развития области сильной пластической деформации в Al из-за миграции границ зерен металла, приводящей к «срыву» области при значениях $X \sim 0,5$, сопровождающемуся скачкообразным уменьшением гидростатического давления в жидкости.

При воздействии высокоинтенсивных импульсных источников тепла на поверхность металлов в области, близкой к расплаву, были обнаружены следы сильной пластической деформации [1,2]. При этом отмечалось, что величина гидростатического давления в расплаве составляет 10^3 — 10^6 атм [1], что существенно превышает предел текучести большинства металлов. Следовательно, при решении задачи о деформации металлов под действием импульсного источника тепла необходимо рассматривать схему упруго-пластической деформации.

Попытка оценить вклад пластических деформаций при плавлении металла электронным лучом, сфокусированным под поверхностью металла, была сделана в [3], где предполагалось, что кинетика плавления может быть описана в приближении квазистационарного распределения температур. В этой работе указывалось на наличие одной фазы пластической деформации в то время, как экспериментально [2] обнаружены две зоны, существенно отличающиеся концентрацией дислокаций. Кроме того, стационарное приближение по температуре не учитывает скорости распространения границы жидкой фазы и не дает представления о развитии деформаций в начальные моменты времени.

Аналитическое решение самосогласованной задачи Стефана при наличии упругопластической деформации твердой фазы наталкивается на большие математические трудности. Поэтому представляет интерес решение модельных задач, результаты которых позволят хотя бы качественно рассмотреть механизм этого сложного процесса.

Рассматривается идеализированная задача о пластической деформации металлов под действием точечного источника тепла, интенсивность которого не превышает 10^6 Вт/см², расположенного в объеме металлического образца. Ограничение интенсивности источника позволяет считать, что основным процессом при обработке материала является плавление, и пренебречь вкладом различных газодинамических эффектов. Пусть глубина залегания теплового источника удовлетворяет условию $L \gg V_s \tau$, где V_s — скорость звука в материале; τ — время импульсного воздействия. Это позволяет считать, что сферическая симметрия сохраняется как в задаче теплопроводности, так и в задаче о деформациях.

Распределение температур в твердой фазе сильно зависит от скорости продвижения границы раздела фаз $\dot{X} = (1 - X)/X^2$, где X — безразмерный радиус расплава [4], и вызывает напряженное состояние, меняющееся со временем. Во временном интервале, при котором $V_s \gg \dot{X}$, распределение термоупругих напряжений квазистационарное, т. е. зависящее от времени через параметр. Можно показать, что задача термоупругих напряжений и деформаций может быть рассмотрена в квазистационарном приближении по напряжениям и деформациям, когда

$$(1) \quad X \gg (2A)^{-1}(\sqrt{1+4A} - 1),$$

где $A = V_s \alpha^* / \beta^2$, $\alpha^* = F / 2\pi Q \gamma$, $\beta = \lambda(T_m - T_0) / Q \gamma$ — постоянные; F — мощность источника тепла, Вт; Q — удельная теплота плавления, кал/г; γ — удельный вес материала, г/см³; λ — коэффициент теплопроводности, кал/см·с·°С; T_m — температура плавления, °С; T_0 — температура окружающей среды, °С. Для интенсивностей порядка $10^5 - 10^6$ Вт/см² $A \gg 1$. Тогда неравенство (1) представляется в виде $X \gg A^{-1/2}$, что с учетом размерностей соответствует временам порядка $(\alpha^*)^{1/2} V_s^{-3/2}$, с. Для большинства рассматриваемых металлов эта величина не превосходит 10^{-8} с при мощности источника 100 Вт, что допускает квазистационарное рассмотрение задачи о термоупругих напряжениях и деформациях, возникающих под действием теплового источника с длительностью импульсов порядка долей мкс и выше. Соответствующие значения радиуса расплава не превышают $X_1 = 0,1$.

Рассмотрим полубесконечное твердое тело, в котором в момент ξ (в единицах $(\alpha^*)^2 / \beta^3$) граница, разделяющая жидкую и твердую фазы, имеет размер $X(\xi)$ (в единицах α^* / β), а граница, разделяющая пластическую (прилегающую к жидкой) и упругую области твердого тела, — размер $Y(\xi) \geq X(\xi)$. Для нахождения термоупругих напряжений примем схему упругопластического тела, а для описания пластических свойств вещества — схему идеально пластического тела.

В силу сферической симметрии отличными от нуля являются радиальные σ_r и касательные σ_t компоненты тензора напряжений и соответствующие компоненты тензора деформаций ϵ_r и ϵ_t . При этом σ_r и σ_t связаны условием равновесия, а ϵ_r и ϵ_t — условием совместности [5]:

$$(2) \quad d\sigma_r/dR - 2(\sigma_t - \sigma_r)/R = 0;$$

$$(3) \quad d/dR(R\epsilon_t) - \epsilon_r = 0.$$

Граничные условия имеют вид [6]

$$(4) \quad \begin{aligned} \sigma_r|_{R=X(\xi)} &= -P; \\ \sigma_r|_{R \rightarrow \infty} &= 0; \\ \varepsilon_t|_{R=X(\xi)} &= \varepsilon_0 - k_1 P, \end{aligned}$$

где P — гидростатическое давление, атм, постоянное по объему расплавленного металла; ε_0 — изменение удельного веса вещества при плавлении; k_1 — коэффициент сжимаемости жидкости. На границе упругой и пластической областей должны быть непрерывны напряжения, деформации и перемещения, а в пластической — должно выполняться условие пластичности

$$(5) \quad (\sigma_t - \sigma_r) = \sigma_s(R), \quad X(\xi) \leq R \leq Y(\xi).$$

Следует подчеркнуть, что из-за наличия градиента температур в твердой фазе предел текучести вещества $\sigma_s(R)$ является функцией температуры или текущего радиуса и его значение на границе упругой и пластической областей σ_s^Y отличается от предела текучести при нормальной температуре σ_s^0 . Воспользуемся зависимостью предела текучести вблизи температуры плавления [3] с учетом зависимости распределения температуры по твердой фазе в случае квазистационарного распределения температур [4]

$$T(R, X(\xi)) = T_m X(\xi)/R.$$

Тогда $\sigma_s(R) = \sigma_s^0(T_m - T_0)/T_m = \sigma_s^0(1 - X(\xi)/R)$ и σ_s^Y можно записать в виде $\sigma_s^Y = \sigma_s^0(1 - X(\xi)/Y(\xi))$. Уравнения (2), (3) с учетом (5) и связи между напряжениями и деформациями в упругой области

$$(6) \quad \begin{cases} \varepsilon_r = [\sigma_r - 2\nu\sigma_t]/E + \alpha T, \\ \varepsilon_t = [(1 - \nu)\sigma_t - \nu\sigma_r]/E + \alpha T, \end{cases}$$

где ν — коэффициент Пуассона; E — модуль упругости, атм; α — линейный коэффициент расширения вещества, $(^\circ\text{C})^{-1}$, приводят к следующим уравнениям:

$$(7) \quad \begin{cases} \text{упругая область } Y(\xi) \leq R < \infty \\ \left. \begin{aligned} d\sigma_r/dR - 2(\sigma_t - \sigma_r)/R &= 0, \\ d\sigma_t/dR + (\sigma_t - \sigma_r)/R &= -E\alpha/(1 - \nu) \cdot dT/dR; \end{aligned} \right\} \end{cases}$$

пластическая область $X(\xi) \leq R \leq Y(\xi)$

$$d\sigma_r/dR = 2\sigma_s(R)/R.$$

Можно показать, что радиальные и касательные компоненты тензоров напряжений и деформаций в упругой области, являющиеся решением (7), определяются упругими и пластическими составляющими. Последними можно практически пренебречь, так как предел текучести при нормальной температуре σ_s^0 для большинства металлов меньше модуля упругости на два-три порядка. Величина же упругих составляющих определяется градиентом температур по твердой фазе. Воспользовавшись условием непре-

рывности напряжений на границе упругой и пластической областей, получим выражение для гидростатического давления в жидкости

$$(8) \quad \frac{P}{2\sigma_s^0} = -2 \ln \frac{X(\xi)}{Y(\xi)} - \frac{4}{3} + \left[\frac{2E\alpha T_m}{3(1-\nu)\sigma_s^0} + \frac{4}{3} \right] \frac{X(\xi)}{Y(\xi)}.$$

Так как экспериментально наблюдалось, что давление в жидкости превосходит предел текучести при нормальной температуре в несколько десятков раз, то, очевидно, что давление в основном определяется последним членом выражения (8). Численное значение $P/2\sigma_s^0$ зависит от отношения радиусов жидкой капли и зоны пластической деформации. Таким образом, гидростатическое давление в жидкости при уругопластической деформации характеризуется произведением отношения модуля упругости к пределу текучести σ_s^0 на величину, характеризующую увеличение линейных размеров при нагревании до температуры плавления, или величиной $2E\alpha T_m/3(1-\nu)\sigma_s^0$. Интересно отметить, что выражение для давления в жидкости при чисто упругой деформации совпадает с этой же величиной, но при этом произведение αT_m необходимо заменить на значение изменения удельного веса вещества при плавлении ϵ_0 .

Таким образом, квазистационарная задача уругопластических деформаций оказывается статически определимой, так как давление в жидкости, распределение напряжений и деформаций в упругой области, а также распределение напряжений в пластической области определяются через параметр $Y(\xi)$ без необходимости нахождения распределения деформаций в пластической зоне. Для определения $Y(\xi)$ найдем распределение деформаций в пластической области. В предположении малости деформаций ($\epsilon_i \ll 1$) объемные механические свойства упругой и пластической зон полагаем одинаковыми [7]. В общем виде объемное расширение твердого тела записывается в виде

$$\delta\epsilon = \epsilon_r + 2\epsilon_t = k_2(\sigma_r + 2\sigma_t) + 3\alpha T,$$

где $k_2 = (1-2\nu)/E$ — коэффициент сжимаемости твердого тела.

Воспользовавшись (2), соотношениями между деформациями и перемещениями $\epsilon_t = U/R$, $\epsilon_r = dU/dR$ (где $U(R)$ — перемещение в единицах α^*/β), а также условием непрерывности перемещений на границе упругой и пластической областей, запишем выражение для перемещений в виде

$$U(R) = k_2 R \sigma_r + \frac{\alpha T_m}{2} X(\xi) \left[3 - \frac{Y(\xi)^2}{X(\xi)^2} \right] + \frac{\sigma_s^0(1-\nu)}{E} \left[1 - \frac{X(\xi)}{Y(\xi)} \right] \frac{Y^3(\xi)}{R^2},$$

откуда, воспользовавшись (4), получим уравнение

$$\epsilon_0 + (k_2 - k_1)P = \frac{\alpha T_m}{2} \left[3 - \frac{Y(\xi)^2}{X(\xi)^2} \right] + \frac{\sigma_s^0(1-\nu)}{E} \left[1 - \frac{X(\xi)}{Y(\xi)} \right] \frac{Y(\xi)^3}{X(\xi)^3}.$$

Полагая равными коэффициенты сжимаемости жидкой и твердой фаз $k_1 = k_2$, получим кубическое уравнение для определения отношения $Y(\xi)/X(\xi)$

$$(9) \quad \frac{Y(\xi)^3}{X(\xi)^3} - \left[\frac{\alpha T_m E}{2(1-\nu)\sigma_s^0} + 1 \right] \frac{Y(\xi)^2}{X(\xi)^2} + \frac{\epsilon_n E}{(1-\nu)\sigma_s^0} \left(\frac{3\alpha T_m}{2\epsilon_n} - 1 \right) = 0.$$

Так как для большинства металлов значения $E/\sigma_s^0 \sim 350$ [7], $\alpha T_m \sim$

$\sim 2 \cdot 10^{-2}$, $3\alpha T_m/2\varepsilon_0 \sim 1,5$, а ν не выходит за пределы 0,3—0,5 в диапазоне температур от нуля до T_m , то приближенное уравнение для отношения $Y(\xi)/X(\xi)$ в общем виде можно записать как

$$(10) \quad Y(\xi)^3/X(\xi)^3 - 6,8Y(\xi)^2/X(\xi)^2 + 5,8 = 0,$$

а величину давления в жидкости как

$$P/2\sigma_s^0 \sim 2\alpha T_m E/3(1-\nu)\sigma_s^0 \cdot X(\xi)/Y(\xi) \sim 7,8X(\xi)/Y(\xi).$$

Можно убедиться, что (10) имеет 3 вещественных корня: 1; 6,7; -0,85, из которых в силу физических соображений приемлемыми оказываются два первых. Так как при $Y(\xi)/X(\xi) \sim 1$ задача практически превращается в чисто упругую, единственным приближенным значением отношения $Y(\xi)/X(\xi)$ оказывается корень, равный 6,7, которому соответствует гидростатическое давление

$$P/\sigma_s^0 \sim 7,8/6,7 = 1,2.$$

Таким образом, при квазистационарном распределении температур в твердой фазе под действием давления порядка предела текучести материала образуется область пластических деформаций, размеры которой превышают радиус расплава в несколько раз. Это совпадает с оценкой области пластической деформации в полубесконечном образце, подвергнутом воздействию только гидростатического давления (без градиента температур). В этом случае размер пластической области оценивается в 5—6 радиусов сферической полости, а давление, необходимое для ее образования, — в несколько величин σ_s^0 [7].

Коэффициенты уравнения (9) для различных металлов можно определить, воспользовавшись данными таблицы. Решение соответствующих уравнений показывает, что для большинства металлов уравнение (9) имеет

Металл	Параметры уравнений (8), (9)			Корни (9)	Соответствующие значения давления (8)	
	$\frac{\alpha T_m E}{(1-\nu)\sigma_s^0}$	$\frac{\varepsilon_0 E}{(1-\nu)\sigma_s^0}$	$\frac{3\alpha T_m}{2\varepsilon_0}$		P/σ_s^0	$P, \text{ атм}$
Cu	40,5	35	1,95	21	6	$4,2 \cdot 10^3$
				1,28	21,2	$1,5 \cdot 10^4$
				-1,23	—	—
Ni	18,0	15	2,4	10	4,6	$1,4 \cdot 10^4$
				1,6	8,0	$2,4 \cdot 10^4$
				-1,35	—	—
Fe	93	57	2,55	48	7,8	$3,9 \cdot 10^3$
				1,38	45	$2,3 \cdot 10^4$
				-1,33	—	—
Al	42	59	1,1	22	6,2	$2,5 \cdot 10^3$
				0,52	—	—
				-0,52	—	—

два корня, не противоречащих физическому смыслу. Первый, наибольший корень, равный по порядку величине

$$(11) \quad \frac{\alpha T_m E}{2(1-\nu)\sigma_s^0} + 1 \approx \frac{\alpha T_m E}{2(1-\nu)\sigma_s^0},$$

определяется упругими свойствами материала и имеет значения порядка нескольких десятков, что соответствует широкой зоне пластической деформации, граница которой находится при очень низких температурах, равных 5; 10; 2 и 5% от T_m для Cu, Ni, Fe и Al соответственно. Таким образом, корень (11) характеризует зону «механического» влияния и соответствует оторвавшейся от границы фазового перехода волне «слабой» пластической деформации, в которой предел текучести материала $\sigma_s(T)$ фактически соответствует пределу текучести при комнатной температуре σ_s^0 . При этом давление в расплаве оказывается равным нескольким величинам σ_s^0 . Второй корень, равный по порядку величине

$$(12) \quad \left[\frac{\epsilon_0 E (3\alpha T_m / 2\epsilon_0 - 1)}{(1-\nu)\sigma_s^0 (\alpha T_m E / 2(1-\nu)\sigma_s^0 + 1)} \right]^{1/2} \approx \left(3 - \frac{2\epsilon_0}{\alpha T_m} \right)^{1/2},$$

определяется отношением изменения удельного веса вещества при плавлении ϵ_0 к увеличению линейных размеров при нагревании до T_m и имеет значения, несколько превышающие единицу, что соответствует узкой зоне пластической деформации или зоне «теплого» влияния, граница которой находится при значительных температурах, равных 78; 63 и 72% от T_m для Cu, Ni и Fe соответственно. В этой области предел текучести материала $\sigma_s(T)$ значительно меньше предела текучести при нормальной температуре σ_s^0 из-за значительного градиента температур. При этом давление в расплаве составляет 10—50 величин σ_s^0 . Алюминий имеет несколько большее по сравнению с другими материалами значение ϵ_0 , и область «сильной» пластической деформации при квазистационарном распределении температур в нем практически отсутствует. Резкое отличие характера пластической деформации в алюминии от других металлов можно объяснить сильной миграцией границ зерен при высоких температурах, препятствующей развитию высокой концентрации напряжений [8]. Как видно из (12), максимальное значение корня $Y(\xi)/X(\xi)$, определяющего размер области «теплого» влияния, равно 1,7, соответствует случаю, когда изменения объема при плавлении не происходит ($\epsilon_0 = 0$).

Таким образом, при квазистационарном плавлении имеет место достаточно широкая область «слабой» пластической деформации, в которой давление составляет несколько величин σ_s^0 . Для большинства металлов вблизи границы расплава имеет место узкая область «сильной» пластической деформации, где предел текучести существенно меньше σ_s^0 , а давление в расплаве превышает σ_s^0 в несколько десятков раз. Общее давление в жидкости является суммой этих двух давлений. Относительный размер зон пластической деформации не зависит от мощности источника. Однако абсолютная величина радиуса области пластической деформации зависит от мощности источника через параметр $\tilde{X}(\xi)$ в единицах $F/2\pi\lambda(T_m - T_0)$ [4].

Рассмотрим развитие деформаций и напряжений со временем, воспользовавшись распределением температуры в твердой фазе [4], соответствующим самосогласованной задаче Стефана с точечным источником тепла

$$(13) \quad T(R, X) = (1 - \kappa)(\eta \dot{X} R)^{-1} \{1 - \exp[-\eta \dot{X}(R - X)]\},$$

где R и X — текущий радиус и радиус жидкой капли в единицах α^*/β , $\eta = \beta/a$, $\kappa = T_0/T_m$, a — коэффициент теплопроводности твердой фазы, $\text{см}^2/\text{с}$.

Выражение для температуры (13) было получено в области расстояний $X \leq R \leq R^*(X)$, где $R^*(X)$ соответствует границе фронта тепловой волны (в единицах α^*/β) и определяется из условия $R^*(X) = X(2 - X)$. Для больших расстояний $R \geq R^*(X)$ распределение температуры можно описать зависимостью вида $T(R, X) = T^*(R^*, X)R^*/R$, обеспечивающей непрерывность температуры на фронте тепловой волны, где

$$(14) \quad T^*(X)/T_m = 1 - [(1 - \kappa)/\eta] [X/(1 - X)(2 - X)] [1 - e^{-\eta(1-X)^2/X}].$$

Так как $\kappa = T_0/T_m \leq 1$, распределение температуры в твердой фазе представим в виде

$$(15) \quad T(R, X)/T_m = 1 - [\delta(X)/R] [1 - e^{-(R-X)/\delta(X)}], \quad X \leq R \leq R^*(X);$$

$$(16) \quad T(R, X)/T_m = [T^*(R^*, X)/T_m] R^*(X)/R = \Delta_1 X/R, \quad R^*(X) \leq R < \infty,$$

где $\delta(X) = (\eta X)^{-1} = \eta^{-1} X^2/(1 - X)$; $\Delta_1 = T^*(R^*, X)/T_m \cdot R^*(X)/X$. Следует подчеркнуть, что распределение температуры в виде (15), (16) рассматривается, начиная со времен, соответствующих значениям радиуса расплава, равным 0,1. Как видно из (15), при стремлении радиуса расплава к квазистационарному значению, равному 1, величина $\delta(X) \rightarrow \infty$ и (15) принимает вид

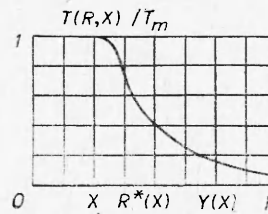
$$(17) \quad T(R, X)/T_m = (X/R) [1 + 0,5 [X/\delta(X)] (R/X - 1)^2], \quad X \leq R \leq R^*(X), \\ X \rightarrow 1.$$

Воспользовавшись выражением (17), оценим значение радиуса расплава, при котором второй член в (17) много меньше единицы и распределение температуры по всей твердой фазе является квазистационарным. Можно показать, что это условие соответствует значениям $X_2 \geq 0,5\eta/(1 + 0,5\eta)$. Соответствующие значения X_2 составляют 0,41; 0,49; 0,51; 0,67 для Al, Cu, Ni и Fe соответственно.

Так как граница зоны акустического влияния превышает границу фронта тепловой волны $R^*(X)$ даже при малых временах воздействия порядка 10^{-6} с, то область пластической деформации с границей $Y(X)$ (в единицах α^*/β) представим в виде двух, в одной из которых, расположенной рядом с упругой, $T(R, X)$ определяется соотношением (16), а в другой, прилегающей к зоне расплава, — (15), (17). На фиг. 1 представлено распределение температуры в твердой фазе, где $X(t)$ — граница жидкой ванны; $R^*(X)$ — граница фронта тепловой волны; $Y(X)$ — граница области пластической деформации. Тогда условие пластичности можно записать в виде

$$(18) \quad (\sigma_t - \sigma_r) = \sigma_s(R) = \sigma_s^0 \cdot \delta(X)/R \cdot [1 - e^{-(R-X)/\delta(X)}], \quad X \leq R \leq R^*(X);$$

$$(19) \quad (\sigma_t - \sigma_r) = \sigma_s(R) = \sigma_s^0 \left\{ 1 - \frac{X}{R} - 0,5 \frac{X}{\delta(X)} \left[\frac{R}{X} - 2 - \frac{X}{R} \right] \right\}, \\ X \leq R \leq R^*(X), \quad X \rightarrow 1;$$



Фиг. 1

$$(20) \quad (\sigma_t - \sigma_r) = \sigma_s(R) = \sigma_s^0 \left[1 - \frac{T^*(R^*, X)}{T_m} \frac{R^*(X)}{R} \right], \quad R^*(X) \leq R \leq Y(X),$$

причем значение предела текучести на границе упругой и пластической областей σ_s^Y , равное $\sigma_s^0(1 - T^*R^*/T_m Y)$, не совпадает с пределом текучести при нормальной температуре σ_s^0 из-за наличия градиента температуры по твердой фазе. В выражениях (18)–(20) σ_t и σ_r обозначают касательные и радиальные напряжения соответственно.

Упругая область $Y(X) \leq R < \infty$. В этой области σ_r и σ_t , связанные условием равновесия, радиальные ϵ_r и касательные ϵ_t деформации, связанные условием совместности, дают систему уравнений (7). Кроме того, имеют место известные соотношения между напряжениями и деформациями (6), а также условие (20) при $R = Y(X)$ и второе условие (4).

Пластическая область $X \leq R \leq Y(X)$. Для нахождения напряжений в этой области воспользуемся первым уравнением (7) с учетом (18)–(20) и условиями непрерывности напряжений на границе упругой и пластической областей, а также областей пластической деформации с различным распределением температур. Кроме того, на границе с жидкой фазой должны выполняться условия (4).

Решение уравнений для напряжений в упругой и пластической областях приводит к выражениям для радиальных напряжений σ_r в областях пластической деформации $R^*(X) \leq R \leq Y(X)$ с распределением температур вида (16) и $X \leq R \leq R^*(X)$ (для двух временных интервалов $X_1 = 0, 1 \leq \bar{X} \leq \bar{X}_2$ и $\bar{X}_2 \leq \bar{X} \leq 1$) с распределением температур вида (15), (17), из которых видно, что они определяются тремя составляющими. Первые обусловлены термоупругими напряжениями, образующимися в области упругих деформаций; вторые — пластическими напряжениями в области $R^*(X) \leq R \leq Y(X)$, не зависящими от скорости продвижения границы раздела фаз, и третьи — пластическими напряжениями в области $X \leq R \leq R^*(X)$, зависящими от скорости продвижения границы фронта тепловой волны. Последние составляющие стремятся к нулю при $X \rightarrow 1$ и $X_1 = 0, 1$. Основной вклад в значение напряжений вносят первые составляющие, из которых основную роль играет член

$$\frac{E\alpha T^*}{3(1-\nu)\sigma_s^0} \frac{R^*(X)}{Y(X)} - \frac{E\alpha T_m}{3(1-\nu)\sigma_s^0} \frac{X}{Y(X)} \Delta_1,$$

где величина Δ_1 совпадает с таковой в (16), а $Y(X)/X$ представляет отношение размеров зоны пластической деформации и расплава.

Для нахождения изменения значений гидростатического давления в жидкой фазе со временем воспользуемся первым уравнением (4), приравняв его к полученным выражениям для напряжений в областях пластической деформации с различным распределением температур. Тогда

$$(21) \quad \frac{P}{2\sigma_s^0} = \Delta_2 + \ln \frac{Y(X)}{X} + \frac{\Delta_1}{3} \left[\frac{E\alpha T_m}{(1-\nu)\sigma_s^0} + 2 \right] \frac{X}{Y(X)},$$

где

$$\Delta_2 = [\delta(X)/X](1 - X/R^*(X)) - \ln [R^*(X)/X] - T^*(R^*, X)/T_m + 1/3,$$

$$X_1 = 0, 1 \leq X \leq X_2;$$

$$\Delta_2 = (1 - X/R^*(X)) [1 - 0,5[X/\delta(X)](1 + R^*(X)/X)] - [X/\delta(X)] \times \\ \times \ln [R^*(X)/X] + 1/3 - T^*(R^*, X)/T_m, \quad X_2 \leq X \leq 1.$$

Как видно из (24), основной вклад в величину гидростатического давления в жидкости $P/2\sigma_s^0$ вносят термоупругие напряжения, а при $X \rightarrow 1$ $\Delta_2 \rightarrow -2/3$ и (24) переходит в уравнение для квазистационарного распределения температур (8). Значение $P/2\sigma_s^0$ в фиксированный момент времени определяется произведением коэффициента Δ_1 , характеризующего распределение температуры за фронтом тепловой волны, и отношением размеров области пластической деформации и расплава $Y(X)/X$. Для определения размеров области пластической деформации найдем распределение деформаций в областях пластической деформации с различным распределением температур.

Из решения общего уравнения для перемещений в твердом теле, полученного в приближении малости деформаций [7]

$$dU/dR + 2U/R = k_2(3\sigma_r + R \cdot d\sigma_r/dR) + 3\alpha T,$$

получим распределение касательных деформаций ε_t в областях пластической деформации $R^*(X) \leq R \leq Y(X)$ с распределением температур вида (16) и $X \leq R \leq R^*(X)$ (для двух временных интервалов $X_1 = 0,1 \leq X \leq X_2$ и $X_2 \leq X \leq 1$) с распределением температур вида (15), (17). Далее, с учетом третьего уравнения (4) получим уравнение для определения отношения $Y(X)/X$ в двух временных интервалах $X_1 = 0,1 \leq X \leq X_2$ и $X_2 \leq X \leq 1$

$$(22) \quad \frac{Y^3(X)}{X^3} - \Delta_1 \left[\frac{E\alpha T_m}{2(1-\nu)\sigma_s^0} + 1 \right] \frac{Y^2(X)}{X^2} + \frac{\varepsilon_0 E}{(1-\nu)\sigma_s^0} \left[\Delta_{21} \frac{\alpha T_m}{\varepsilon_0} - 1 \right] = 0,$$

$$\Delta_{21} = \left(\frac{3}{2} \Delta_1 \frac{R^{*2}}{X^2} + 1 \right) - \frac{R^{*3}}{X^3} - \frac{3\delta(X)}{2X} \left(\frac{R^{*2}}{X^2} - 1 \right) - \frac{3\delta^2(X)}{X^2} \left[\left(1 + \frac{\delta(X)}{X} \right) - \frac{R^*}{X} \left(1 + \frac{\delta(X)}{R^*} \right) \right] e^{-(R^*/X-1)/\delta(X)}, \quad X_1 = 0, 1 \leq X \leq X_2;$$

$$(23) \quad \frac{Y^3(X)}{X^3} - \Delta_1 \left[\frac{E\alpha T_m}{2(1-\nu)\sigma_s^0} + 1 \right] \frac{Y^2(X)}{X^2} + \frac{\varepsilon_0 E}{(1-\nu)\sigma_s^0} \left[\frac{3}{2} \Delta_{22} \frac{\alpha T_m}{\varepsilon_0} - 1 \right] = 0,$$

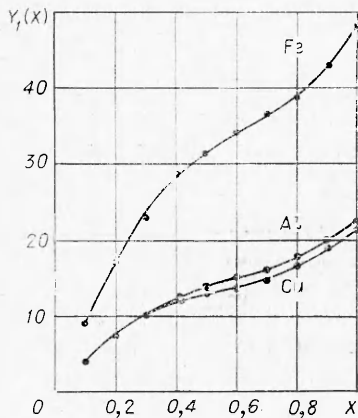
$$\Delta_{22} = \left[(\Delta_1 - 1) \frac{R^{*2}}{X^2} + 1 \right] + 0,5 \frac{X}{\delta(X)} \left[\frac{1}{6} - \frac{R^{*2}}{X^2} \left(1 - \frac{4R^*}{3X} + \frac{R^{*2}}{2X^2} \right) \right],$$

$$X_2 \leq X \leq 1.$$

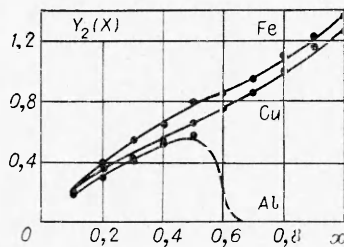
Из последнего выражения видно, что Δ_{22} практически равно единице в течение временного интервала $X_2 \leq X \leq 1$, поэтому отношение $Y(X)/X$ в этом диапазоне постоянно, а при $X \rightarrow 1$ уравнение (23) переходит в уравнение для квазистационарного распределения температур (9). Кубические уравнения (22), (23) имеют два не противоречащих физическому смыслу корня. Первый, больший, корень соответствует распространению акустической волны, или волны «слабой» пластической деформации, и имеет вид

$$Y(X)/X \sim \Delta_1 E \alpha T_m / 2(1-\nu)\sigma_s^0,$$

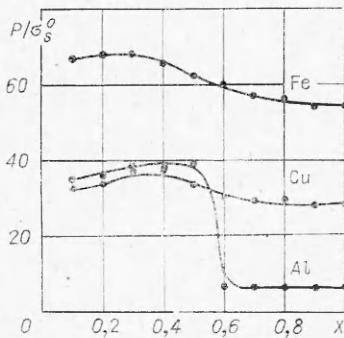
откуда следует, что максимальное отношение $Y(X)/X$ соответствует начальным моментам времени. Соответствующие значения размеров зоны пластической деформации $Y(X)$, обусловленной акустическим взаимодействием, составляют 2; 4; 9 и 4 для Ni, Cu, Fe и Al, а время прохождения этих расстояний акустической волной при мощности источника 100 Вт — $2 \cdot 10^{-8}$; $5 \cdot 10^{-9}$; $2 \cdot 10^{-7}$ и $2 \cdot 10^{-8}$ с соответственно.



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

Таким образом, образование области «слабой» пластической деформации обусловлено термоупругими напряжениями, возникающими в твердом теле из-за наличия температурного распределения вида (16). Увеличение размеров области «слабой» пластической деформации (или области акустического влияния) в зависимости от радиуса жидкой ванны $X(t)$ до квазистационарных значений, равных 21; 48 и 22 для Cu, Fe и Al, представлено на фиг. 2.

Второй, меньший, корень соответствует тепловой волне, или волне «сильной» пластической деформации, и выражается через

$$(24) \quad Y(X)/X \sim (\Delta_1)^{-1/2}(2\Delta_{21} - 2\varepsilon_0/\alpha T_m)^{1/2};$$

$$(25) \quad Y(X)/X \sim (\Delta_1)^{-1/2}(3\Delta_{22} - 2\varepsilon_0/\alpha T_m)^{1/2}.$$

Как видно из (24), (25), образование области «сильной» пластической деформации обусловлено изменением плотности вещества при плавлении, происходящем на границе фазового перехода. На фиг. 3 представлено изменение границы области «сильной» пластической деформации (или области теплового влияния) в зависимости от радиуса жидкой ванны $X(t)$ для Al, Cu и Fe. Как видно из фиг. 3, при продвижении тепловой волны в глубь материала область «сильной» пластической деформации достигает квазистационарного состояния с радиусом, равным 1,28 и 1,38 для Cu и Fe. Однако в Al область «сильной» пластической деформации достигает максимального значения не при $X = 1$, а при $X \sim 0,5$. Затем происходит как бы «срыв» области «сильной» пластической деформации, сопровождающийся скачкообразным уменьшением гидростатического давления в жидкости. На фиг. 4 представлено изменение гидростатического давления в жидкой ванне в зависимости от ее радиуса $X(t)$ для Al, Cu и Fe. Характер изменения области «сильной» пласти-

ческой деформации в Al можно объяснить миграцией границ зерен металла при высоких температурах, что препятствует развитию высокой концентрации напряжений в металле [8].

Очевидно, гидростатическое давление в жидкости является суммой двух, обусловленных акустическим и тепловым воздействием. Давление порядка нескольких величин σ_s^0 , образующееся из-за термоупругих напряжений, практически не меняется в течение всего периода развития

жидкой капли, а давление, обусловленное изменением плотности вещества при плавлении, определяет характер изменения давления в жидкой капле.

Как видно из фиг. 4, характер изменения гидростатического давления со временем неодинаков для различных металлов. Однако характерна общая тенденция к росту давления от первоначального, соответствующего радиусу расплава $X_1 = 0,1$, до некоторой максимальной величины, соответствующей $X \sim 0,2-0,5$. Максимальное давление, равное 24; 34 и 16 кбар, устанавливается при радиусах расплава порядка 0,4; 0,25 и 0,5 для Си, Fe и Al соответственно. При этом увеличение давления составляет несколько пределов текучести материала при комнатной температуре σ_0^0 . После этого давление в Си и Fe плавно спадает до квазистационарных значений, равных 15 и 23 кбар, что меньше первоначального давления, соответствующего $X_1 = 0,1$. Так как Al не выдерживает высоких концентраций напряжений (порядка нескольких десятков пределов текучести при нормальной температуре) из-за миграции границ зерен, то в нем происходит как бы «срыв» области «сильной» пластической деформации с соответствующим падением давления до уровня, характеризующего область «слабой» пластической деформации и равного 2,5 кбар.

Таким образом, оценка изменения размеров области пластической деформации и соответствующих значений давления со временем показала, что максимальные значения гидростатического давления возникают при радиусах расплава порядка 0,2—0,5. По-видимому, это связано с тем, что это время характеризуется максимальным объемом расплавленного вещества, ответственным за величину гидростатического давления.

Наличие двух областей пластической деформации с различной концентрацией дислокаций и степенью упрочнения материала наблюдалось экспериментально при воздействии импульсов миллисекундной длительности на железо [2]. Отношение $Y(\xi)/X(\xi)$, несколько превышающее единицу, получено экспериментально при исследовании деформации монокристаллов бериллия под действием излучения с энергией 30 Дж и длительностью импульсов 1 мс [1]. Оценка размеров области пластической деформации для Fe находится в удовлетворительном соответствии с экспериментом, проведенным при мощности источника 500 Вт и длительности воздействия 3,8 мс [2]. Экспериментальная величина зоны пластической деформации 0,55 и 1,08 мм при мощности источника 430 и 1200 Вт. Соответствующая расчетная оценка $Y(\xi)$ составляет 0,52 и 1,10 мм. Таким образом, полученные соотношения находятся в удовлетворительном качественном соответствии с результатами экспериментов [1, 2].

Поступила 20 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Паширов И. И., Авотин С. С., Кривчикова Э. П., Корниенко Л. А. Деформация монокристаллов Be под действием лазерного излучения.— ФХОМ, 1973, № 2, с. 147.
2. Гарацук В. П., Карета И. Л., Молчан И. В., Моравский В. Э. Структура зоны упрочняющего воздействия светового луча лазера на монокристалл кремнистого железа.— ФХОМ, 1973, № 5, с. 113.
3. Горелик Г. Е., Павлюкович Н. В., Перельман Т. Л., Рудин Г. И. О плавлении полубесконечного тела под действием внутреннего точечного источника тепла.— «Инж.-физ. журн.», 1973, т. 24, № 3, с. 525.
4. Лохов Ю. И., Рожнов Г. В., Швыркова И. П. Кинетика образования жидкой фазы с учетом теплоты фазового перехода под действием точечного источника тепла.— ФХОМ, 1972, № 3, с. 9.
5. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. Т. 2. М., «Мир», 1969.

6. Косевич А. Н., Танатаров Л. В. Пластическая деформация и необратимые изменения в твердом теле при локальном плавлении. — ПММ, 1960, т. 24, № 5, с. 843.
7. Хилл Р. Математическая теория пластичности. М., Гостехтеориздат, 1966.
8. Механические свойства материалов при повышенных температурах. М., «Металлургия», 1965.

УДК 539.374

СВЕРХПЛАСТИЧНОСТЬ НЕКОТОРЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ СЖАТИИ

*В. И. Кунеев, Я. И. Рудаев,
А. Г. Попов, Н. В. Жданов*

(Фрунзе)

Явление сверхпластичности изучалось в работах [1—3].

Основные феноменологические признаки наличия эффекта сверхпластичности при растяжении можно сформулировать в виде следующих положений [4]: 1) однородный процесс деформирования; 2) чрезвычайно высокие показатели относительного удлинения; 3) большая чувствительность к скорости деформирования; 4) малые значения напряжений при деформировании; 5) малая скорость деформирования; 6) интенсивный рост деформации в определенных интервалах температур.

Первая попытка сформулировать подобные признаки имеется в работе [5]. Указанная формулировка включает положения 2), 6), а также требование отсутствия зоны локальной деформации в образцах. Отсутствие шейки необязательно сопутствует эффекту сверхпластичности [6]. Ее возникновение можно объяснить появлением температурного градиента после накопления достаточно больших деформаций.

подавляющее большинство результатов получено при изучении эффекта сверхпластичности на малопрочных материалах. Относительно малое количество работ [7 — 9] посвящено обнаружению и изучению сверхпластичности в сталях. До недавнего времени исследованием поведения материалов в условиях сверхпластичности занимались физики и металловеды.

Попытка применить методы механики сплошной среды к теоретическому описанию макроскопического поведения материалов при сверхпластической деформации сделана в работе [2].

Другая попытка имеется в работе [10], где аналитически сформулировано условие существования однородной деформации растяжения при сверхпластичности. Нарушение указанного условия приводит к образованию шейки. Здесь же высказывается мысль о необходимости изучения эффекта сверхпластичности не только при растяжении, но и при других схемах напряженного состояния (чистый сдвиг, двуосное растяжение, одноосное сжатие).

Благодаря тому, что макроскопический характер поведения материалов в условиях сверхпластичности известен, появилась перспектива практического использования этого явления. Считается, что почти все металлические материалы рассматриваются как потенциально сверхпластичные.