УДК 621.778.1.004

Р. П. Дидык, Е. В. Кузнецов

Анализ влияния динамики нагружения на деформационное поведение металлов и их сплавов в пластической области

(Представлено академиком НАН Украины Г. Г. Пивняком)

Influence of a loading dynamics on the deformation of metals and their alloys is analyzed with help of modern ideas of plastic deformation waves.

В 1973 г. М. Эшби и Р. Вералл, изучая возможные комбинации механизмов пластической деформации, пришли к заключению, что в действительности металлы обладают практически неограниченной способностью деформироваться без разрушения [1]. Возможность более полно использовать естественную пластичность металлов имеет огромное научно-техническое значение. Для решения этой задачи необходимо органичное сочетание результатов как ставших уже хрестоматийными классических, так и самых последних исследований не только в области физики твердого тела, но и в смежных отраслях естествознания.

Современное понимание пластической деформации основано на синергетических представлениях о физике этого явления. С позиций синергетики пластически деформируемое тело рассматривается как сильно неравновесная самоорганизующаяся многоуровневая система с эволюцией потери сдвиговой устойчивости кристаллической решетки на микро-, мезо- и макроскопическом масштабных уровнях. Начало этого процесса связано с серией последовательных актов релаксации микроконцентраторов напряжений. В их ходе в прилегающих областях возникают первичные сдвиги. Появление сдвигов приводит либо к местному снижению упругих напряжений, либо к скачкообразной пластической деформации. Вначале сдвиги хаотичны, однако уже к концу стадии микропластичности они взаимно коррелируют, вызывая лавинообразное развитие множественного скольжения. Это объясняется тем, что при перераспределении энергии вследствие релаксации в деформируемом объеме происходит постепенная активация ранее не задействованных концентраторов напряжений. Внешне развитие множественного скольжения выражается в образовании полосы Людерса–Чернова, которая распространяется в направлениях наибольших касательных напряжений независимо от кристаллографической ориентации решетки. На этой стадии, кроме сдвигового движения вещества (трансляции), возникают ориентационные повороты (ротация) смежных частей кристалла. Оба процесса приводят к формированию макроскопической двухкомпонентной трансляционно-ротационной волны пластической деформации. Она представляет собой сложную пространственно-временную структуру, отражающую синергетику таких коллективных эффектов самоорганизации, как механическое движение вещества (пластическое течение), процессы диссипации, деформационное упрочнение и т. д. Длина волны пластической деформации линейно зависит от размеров кристаллического тела в целом и логарифмически от размеров отдельных его зерен. Ее фазовая скорость оценивается в пределах 10^{-5}–10^{-3} м/с. Она зависит от физических свойств материала, а также условий нагружения [2, 3].

Распространение волн пластической деформации происходит за счет последовательных переключений деформационного возмущения на сопряженные направления наибольших касательных напряжений. Это обусловливает осциллирующий характер пластического течения твердых тел [4, 5]. Частота осцилляций строго постоянна при неизменных физических условиях. Она зависит от механических свойств вещества и не зависит от схемы нагружения [6]. Такая особенность позволяет отнести пластическое течение к разряду автоколебательных процессов. Реологическое моделирование показывает, что предельный цикл сдвигово-релаксационных колебаний имеет собственную частоту [7]

$$\nu_0 = \frac{1}{\mathrm{T}_0} = \frac{G}{\eta}, \quad \text{Гц}, \tag{1}$$

где T_0 — период осцилляций, с; G — модуль сдвига, Па; η — коэффициент внутреннего трения деформируемого материала, Па $\cdot$ с.

Интенсивность осцилляций зависит от динамики внешнего вынуждающего воздействия и диссипативных свойств колебательной системы [8]. Если частота нагружений и собственная частота сдвигово-релаксационных колебаний находятся по отношению друг к другу в пределах определенного интервала, называемого полосой синхронизации, деформационные процессы захватываются вынуждающим воздействием и синхронизируются относительно него. В зависимости от мощности воздействия этот процесс может происходить естественным образом или принудительно. Наибольшую интенсивность осцилляции пластического течения приобретут при естественной самоорганизации, когда в колебательной системе возникнет резонанс.

Пусть на твердое тело, например металл или сплав, оказывается вибродеформирующее воздействие, описываемое функцией $F(t+\alpha;\sigma_0;\dot{\varepsilon};t)$, где ω — циклическая частота нагружений, c^{-1}; t — время, с; α — начальная фаза нагружения, рад; σ_0 — амплитуда напряжения от внешнего воздействия, Па; ε — оператор тензора малых деформаций ε_{ij}. Нагрузка вызовет осцилляции напряженного состояния, описываемые дифференциальным уравнением вида

$$\ddot{\sigma} + 2\delta\dot{\sigma} + \omega_0^2\sigma = F(\omega t+\alpha;\sigma_0;\dot{\varepsilon};t), \tag{2}$$

где $\sigma = \sigma(t)$ — оператор тензора напряжений σ_{ij}, Па; δ — коэффициент затухания колебаний, c^{-1}; $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ — собственная циклическая частота сдвигово-релаксационных колебаний, c^{-1}.

При постоянной температуре скорость изменения действующих напряжений

$$\dot{\sigma} = \frac{d\sigma}{dt} = f(\sigma;\varepsilon;t). \tag{3}$$

Это система уравнений. Аппроксимировав зависимость $\sigma(t)$ гармонической функцией, допустим, что каждому решению системы (3), справедливому при каждом ε_{ij}, соответствует определенное частное решение уравнения (2)

$$\sigma = \sigma(t) = \frac{X(\sigma_0)\sin\omega t - Y(\sigma_0)\cos\omega t}{2\beta\omega} + Z(\sigma;t).$$

Операторы

$$X(\sigma_0) = \frac{\omega}{\pi}\int\limits_0^{2\pi/\omega}\left\{F\left[\sigma_0\exp\left(\frac{-\omega t}{2\pi}\right)\cos(\omega t-\varphi_0); -\frac{\sigma_0\omega^2}{2\pi}\exp\left(\frac{-\omega t}{2\pi}\right)\sin(\omega t-\varphi_0)\right]\cos\omega t\right\}dt$$

и

$$Y(\sigma_0) = \frac{\omega}{\pi}\int\limits_0^{2\pi/\omega}\left\{F\left[\sigma_0\exp\left(\frac{-\omega t}{2\pi}\right)\cos(\omega t-\varphi_0); -\frac{\sigma_0\omega^2}{2\pi}\exp\left(\frac{-\omega t}{2\pi}\right)\sin(\omega t-\varphi_0)\right]\sin\omega t\right\}dt$$

являются членами спектральных разложений функции $F(\omega t+\alpha;\sigma_0;\dot{\varepsilon};t)$ в ряды Фурье, а $Z(\sigma;t)$ — разность между точным решением уравнения (2) и его аппроксимацией. Воспользуемся элементами математического метода возмущений в трактовке Пуанкаре–Ляпунова. При приращении деформации $\varepsilon(0)+\delta\varepsilon(t)$ изменение напряжений составит $\sigma(0)+\delta\sigma(t)$. Тогда система (3) в возмущениях (вариациях) примет вид

$$\delta\dot{\sigma} = \delta\dot{\sigma}_{ij}(t) = f[t;\sigma(0)+\delta\sigma(t);\varepsilon(0)+\delta\varepsilon(t)] - f[0;\sigma(0);\varepsilon(0)], \tag{4}$$

где $\delta\sigma(0)=0$. Эти уравнения точные. Если матричная функция (3) дифференцируема должным образом, то при разложении правой части равенств (4) в ряд Тейлора можно ограничиться лишь членами первого порядка. В результате получим линейную систему

$$\delta\dot{\sigma} = \dot{\Psi} = \delta\sigma\left(\frac{\partial f}{\partial\sigma}\right) + \delta\varepsilon\left(\frac{\partial f}{\partial\varepsilon}\right), \tag{5}$$

где $\Psi=\Psi(\delta\alpha;\delta\varepsilon)$ — матрица ее нетривиальных решений, экспоненциально стремящаяся к нулю при $t\to\tau$, Па. При $\delta\sigma_{ij}\ll|\sigma_{ij}|$ погрешностью от такой замены можно пренебречь.

Система (5) позволяет найти степень приближения (возмущение первого порядка) для $\delta\sigma_{ij}$, однако при этом необходимо знать $\delta\varepsilon_{ij}$. Тензор малых деформаций

$$\varepsilon = \varepsilon_{ij}(t) = 0{,}5\left[\frac{\partial u_i(t)}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j(t)}{\partial x_i}\right],$$

где $u_{ij}(t)$ — компоненты деформационного перемещения среды; x_{ij} — текущие или начальные координаты.

Приращение деформации за единичную осцилляцию ($0\leqslant t\leqslant\tau$, где τ — время релаксации напряжений)

$$\delta\varepsilon = \delta\varepsilon_{ij}(t) = 0{,}5\left(\frac{\partial}{\partial x_j}[u_i(0)+\delta u_i(t)] + \frac{\partial}{\partial x_i}[u_j(0)+\delta u_j(t)]\right). \tag{6}$$

С учетом тензора (6) дифференциальные уравнения (4) и (5) позволяют переходить от узкого решения уравнения (2) относительно действующих напряжений к матричным функциям, включающим в себя деформационные компоненты.

Если вынуждающее воздействие создает в металле напряжения $\sigma_0\gg\sigma_r$, где σ_r — сопротивление деформации, определяемое потенциальной энергией внутрикристаллической связи[1], то деформационные процессы захватываются независимо от частоты нагружений $\omega=2\pi\nu$. Здесь предполагается, что из-за существования зуба текучести $\sigma_r\neq\sigma_s$, где σ_s — предел текучести. Из решения дифференциального уравнения (2) следует, что при этом возникает периодический отклик с частотой $\omega=(\omega_0^2-\beta^2)^{0,5}$, кратной частоте ω:

$$\sigma = \sigma_0\cos(\omega t-\varphi_0) + \sigma_0\exp\left(\frac{-\omega t}{2\pi}\right)\cos(\omega t+\alpha), \tag{7}$$

где $\varphi_0=\mathrm{arctg}(2\omega\beta/(\omega_0^2-\omega^2))$ — ретардационный сдвиг фазы изменения величины σ, рад.

[1]Под внутрикристаллической связью подразумевается вся совокупность факторов, определяющих величину предела текучести в его физическом понимании.

В результате отклика (7) естественная динамика осцилляций пластического течения нарушается. Течение утрачивает изначальный автоколебательный характер и полностью подчиняется внешнему вибрационному воздействию. Это сопровождается активным упрочнением, свидетельствующим о неэффективном использовании природных пластических свойств материала.

Если $\sigma_0 \sim \sigma_r$, то вынуждающее воздействие слишком слабо, чтобы преодолеть естественное стремление деформационных процессов развиваться с собственной частотой ω_0. В результате возникает двухкомпонентный квазипериодический отклик с основными частотами ω и ω_0. В его спектре непременно найдутся составляющие, для которых

$$\omega = n\omega_{0i} + \beta, \tag{8}$$

где ω_{0i} — собственная частота отдельной спектральной гармоники функционального отклика деформируемого материала с$^{-1}$; $n = 1, 2, 3, \ldots$ — порядок гармоники.

При выполнении условия (8) происходит захват внешним вибрационным воздействием естественных осцилляций пластического течения и их принудительная синхронизация относительно частоты вынуждающего воздействия ω. Множество близких друг другу значений ω, удовлетворяющих условию (8), образует частотную полосу синхронизации.

Для удобства дальнейших рассуждений представим функцию внешнего воздействия в уравнении (2) в виде $F(n\omega_0 t + \alpha; \sigma_0; \varepsilon; t)$. Тогда скорость циклических изменений действующих напряжений

$$\dot{\sigma} = f(\sigma; t) + F(n\omega_0 t + \alpha; \sigma_0; \varepsilon; t). \tag{9}$$

Сделанные изменения позволяют применить к уже использовавшемуся здесь методу возмущений алгоритм Лауда [9]. С его помощью получим, что возмущение (вариация) первого порядка для величины σ имеет вид

$$\delta\sigma(\sigma; \varepsilon; t) = C + \dot{\Psi} \int\limits_0^{2\pi/\omega_0} \dot{\Psi}^{-1}[F(n\omega_0 t + \alpha; \sigma_0; \varepsilon; t) - \beta\dot{\sigma}(\tau)/n\omega_0]dt, \tag{10}$$

где C — матрица начальных условий с компонентами $\sigma_{ij}|_{t=0}$ и $\varepsilon_{ij}|_{t=0}$; $\sigma(\tau)$ — напряжение в металле после завершения первой стадии единичного акта релаксации; $\Psi \sim \sim \exp(-\omega_0 t/2\pi)$ — матрица нетривиальных решений системы уравнений (9), записанных по методу Пуанкаре–Ляпунова (при $t \to \tau$ оператор $\Psi \to 0$). Согласно алгоритму Лауда, функция (10) будет периодической, если все составляющие матрицы C, кроме первой, равны нулю, а α и β такие, что

$$\int\limits_0^{2\pi/\omega_0} \dot{\psi}[F(n\omega_0 t + \alpha; \sigma_0; \varepsilon) - \beta\dot{\sigma}(\tau)/n\omega_0]dt = 0. \tag{11}$$

Величина ψ является оператором верхней строки сопряженной матрицы Ψ^{-1} нетривиальных решений системы уравнений (5). Она выражает периодическую функцию, которая при $\sigma_0 \sim \sigma_r$ изменяется с частотой ω_0. По теореме Флоке, $\psi\sigma(\tau) = 1$ [9]. Тогда, если частота возмущения ω слишком мала или велика по сравнению с коэффициентом затухания β, то никакая начальная фаза внешнего воздействия α не удовлетворяет условию (11). Иными словами, частота возмущения выходит за рамки (8) полосы синхронизации и захват собственных осцилляций пластического течения внешним вибровоздействием оказывается невозможен.

Для осуществления хотя бы единичного захвата необходимо, чтобы

$$\min\Omega(\alpha) < \beta < \max\Omega(\alpha), \tag{12}$$

где

$$\Omega(\alpha) = \left(\frac{n\omega_0^2}{2\pi}\right) \int\limits_0^{2\pi/\omega_0} \dot{\psi} F(n\omega_0 t + \alpha; \sigma_0; \varepsilon) dt. \tag{13}$$

Общее условие (12) связано с известной зависимостью затухания в среде от частоты нагружений [10]. Его подстановка в равенство (8) показывает, что в случае малых возмущений, когда $\sigma_0 \sim \sigma_r$, частота, при которой внешнее воздействие захватит внутренние деформационные процессы, заключена в пределах

$$n\omega_0 + \min\Omega(\alpha) < \omega < n\omega_0 + \max\Omega(\alpha). \tag{14}$$

Соотношение (14) описывает границы частотной полосы синхронизации $\Delta\omega$, в пределах которой вибрационное воздействие оказывает стимулирующее влияние на процесс пластической деформации. В условии захвата (12) коэффициент затухания естественных осцилляций пластического течения определяется внутренним трением в деформируемом материале. Тогда из равенства (8) следует, что величина $\Delta\omega$ определяется только механическими свойствами материала в конкретных физических условиях и не зависит от способа его формоизменения. Неравенство (14) показывает, что наибольший эффект от применения вибрации имеет место при пластическом деформировании в условиях основного резонанса, а при кратных резонансах он постепенно снижается. Действительно, из равенства (13) следует, что даже в простейшем случае, когда без учета затухания собственная частота осцилляций пластического течения $\omega_0 = \omega/n$, экстремумы функции $\Omega(\alpha)$ уменьшаются пропорционально увеличению кратности резонансов n, т. е. полоса синхронизации постепенно сужается. Соответственно ограничивается возможность естественной самоорганизации деформационных процессов. В результате возникает "непонимание" материалом совершаемого над ним действия, что обусловливает появление дополнительного сопротивления деформации. Иллюстрацией сказанному являются результаты экспериментов, описанные в работе [7].

Если $\omega \approx \omega_0$, но $\omega \notin \Delta\omega$, деформационные процессы приобретают характер биений. С позиций континуальной механики пластическое течение в этих условиях будет происходить согласно законам движения среды в осциллирующем поле. Как показал П. Л. Капица, материальные точки такой среды движутся по некоторой сложной основной траектории и одновременно совершают колебания относительно нее [11]. Синергетически возникновение биений делает неоднородными осцилляции трансляционной составляющей волны пластической деформации. Оно затрудняет собственно сдвиговую деформацию и инициирует появление кристаллографических ориентационных поворотов. Согласно классификации, предложенной в работе [12], это означает ускорение перехода от легкого скольжения к стадии линейного, а затем и параболического упрочнения. Внешне интенсификация упрочнения выражается в повышении величины необходимого усилия деформирования [7].

При промежуточных значениях σ_0 функциональный отклик не будет ни периодическим, ни квазипериодическим. В этом случае в матрице C начальных условий для функции (10) возникают дополнительные ненулевые компоненты. Применительно к реальным кристаллическим телам они являются, по существу, случайными величинами. По теории Лауда, их возникновение приводит к несоблюдению условия (11) периодичности возмущения (10), в результате чего в матрице Ψ решений системы уравнений (9) появляются негармонические члены. Одновременно вносится неопределенность в условие захвата (8). Вследствие этого в спектре отклика наблюдаются наложения отдельных полос синхронизации друг на друга или на основной двухкомпонентный квазипериодический отклик (шум), а сам отклик становится хаотичным. Хаотичность отклика, как и в случае биений, обусловливает рассогласование естественного деформационного поведения материала и внешнего вынуждающего воздействия. Это препятствует образованию устойчивой волны деформации и тем самым затрудняет ход пластического течения. Результатом является усиление "неприятия" деформируемым материалом оказываемого воздействия, т. е. повышение его сопротивления деформированию.

Степень рассогласования достигает наибольшего значения при действии постоянной нагрузки. Это ведет к энергетическому перенасыщению деформируемого объема. Из термодинамических соображений высокий энергетический потенциал будет обусловливать резкое возрастание энтропии деформируемого объема. В пределе это приведет к полной потере пластическим течением способности к саморегулированию и утрате им изначально автоколебательного характера. В таких условиях динамика пластического течения полностью подчиняется внешнему воздействию. Исходя из фундаментальных представлений, препятствование естественному проявлению материалом пластических свойств неизбежно отрицательно скажется на эффективности использования его запаса пластичности.

Полная потеря пластическим течением способности к саморегулированию наблюдается при воздействии на тело сильных динамических нагрузок, например при ударе. Из теории Я. Б. Фридмана о кинетике деформации [13] следует, что при сильном динамическом нагружении пластическое течение является неустойчивым, а точнее — неустановившимся. Здесь, как и в случае биений, также имеет место блокировка трансляционной составляющей волны пластической деформации, компенсируемая за счет развития ротационной компоненты. Отличие состоит в том, что вследствие высокой скорости приложения нагрузки трансляционная составляющая блокируется во много раз быстрее. В результате, практически сразу после приложения ударного воздействия сдвиговая деформация в материале развивается главным образом за счет процессов ротации. Возникает вихревая диссипативная структура, которая в соответствии с взглядами, изложенными в работе [12], несет ответственность за параболическую стадию кривой упрочнения.

Результаты описанных исследований легли в основу теоретического обоснования научного открытия [14].

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Пластическое течение твердых кристаллических тел происходит путем осцилляций, осуществляемых по схеме кристаллографический сдвиг + ориентационный поворот. Вместе эти два процесса образуют трансляционно-ротационную волну пластической деформации.

2. В основе каждой осцилляции лежат периодические элементарные акты релаксации напряжений. Частота этих актов определяется свойствами деформируемого материала и остается постоянной при неизменных физических условиях.

3. Вибрационно-деформирующее воздействие, прикладываемое с частотой, резонансной по отношению к собственной частоте осцилляций пластического течения, позволяет поддерживать естественный ход деформационных процессов в твердом теле. Благодаря этому материал имеет возможность более полно проявлять свои естественные пластические свойства.

4. Вибропластический резонанс возникает в интервале частот (полосы синхронизации), ширина которого определяется свойствами деформируемого материала и не зависит от способа формоизменения. Он наблюдается в условиях основного и кратных резонансов. Эффективность последних снижается по мере увеличения разности фаз взаимодействующих колебательных процессов.

5. Выход за пределы частотной полосы синхронизации сопровождается рассогласованием внешнего вибродеформирующего воздействия и естественных осцилляций пластического течения. Это препятствует нормальному развитию процессов самоорганизации структуры деформируемого объема и ведет к повышению сопротивления материала пластическому деформированию.

1. *Кайбышев О. А.* Пластичность и сверхпластичность металлов. – Москва: Металлургия, 1975. – 280 с.
2. *Панин В. Е., Гриняев Ю. В., Данилов В. И. и др.* Структурные условия деформации твердых тел. – Новосибирск: Наука, 1990. – 255 с.
3. *Данилов В. И., Зуев Л. Б., Мних И. М. и др.* Волновые эффекты при пластическом течении поликристаллического алюминия // Физика металлов и материаловедение. – 1991. – № 3. – С. 188–194.
4. *Зуев Л. Б.* О формировании автоволн пластичности при деформации // Металлофизика и новейшие технологии. – 1994. – **16**, вып. 10. – С. 31–36.
5. *Горбатенко В. В., Поляков С. Н., Зуев Л. Б.* Визуализация зон локализации деформации вычислительной декореляцией видеоизображений со спекл-структурой (на примере полос Чернова–Людерса) // Завод. лаборатория. – 2001. – № 7. – С. 29–32.
6. *Иоффе А. Ф.* Механические свойства кристаллов: Избр. труды. – Т. 1. Механические и электрические свойства кристаллов. – Ленинград: Наука, 1974. – С. 233–262.
7. *Морозенко В. Н., Кузнецов Е. В., Кузнецов В. Е.* О возможности динамического воздействия на пластическое деформирование металлов // Изв. вузов. Черная металлургия. – 1993. – № 5. – С. 23–26.
8. *Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э.* Теория колебаний. – Москва: Гл. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1959. – 916 с.
9. *Ремус П., Росс Дж.* Колебательные системы под действием периодических возмущений // Колебания и бегущие волны в химических системах. – Москва: Мир, 1988. – С. 319–364.
10. *Хефт Г.* Измерение внутреннего трения // Испытания металлов. – Москва: Металлургия, 1967. – С. 314–365.
11. *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.* Теоретическая физика. – Т. 1. Механика. – Москва: Наука, 1988. – 216 с.
12. *Панин В. Е.* Методология физической мезомеханики как основа построения моделей в компьютерном конструировании материалов // Изв. вузов. Физика. – 1995. – **38**, № 11. – С. 6–25.
13. *Фридман Я. Б.* Механические свойства металлов. – Москва: Машиностроение, 1974. – 472 с.
14. *Морозенко В. Н., Дидык Р. П., Кузнецов Е. В., Балакин В. Ф.* Закономерность пластического поведения вязкоупругих и вязкопластических сред в условиях их развитой вибропластической деформации // Научные открытия ученых Украины / Под ред. Ю. С. Шемшученко. – Киев: Новая идеология, 2004. – С. 78–79.

Национальный горный университет, Днепропетровск

Поступило в редакцию 01.06.2007