УДК 621.86:539.3

©Оболенская Т.А., Лазаренко В.И., Безуглый С.Г.

НЕУПРУГИЕ ЯВЛЕНИЯ В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ПОДЪЕМНО-ТРАНСПОРТНОМ ОБОРУДОВАНИИ

1. Постановка проблемы

Несмотря на то, что за последние годы создан ряд принципиально новых материалов, решающая роль в развитии техники продолжает принадлежать металлам. Они обладают целым комплексом замечательных механических свойств: высокая прочность (от 140 до 300 МПа), твердость, упругость, сочетание пластичности и вязкости, возможность их использования в условиях глубокого холода, вблизи абсолютного нуля, и при очень высоких температурах, при которых другие материалы служить не могут.

При изучении тонкого внутреннего строения металлов было найдено объяснение многим непонятным явлениям, возникающим при конструировании сплавов, заданными механическими характеристиками. Это дало толчок и изучению упругих несовершенств металлов и несовершенные строения кристаллов.

2. Анализ последних исследований

Рассматривая вопросы, связанные с неэластичной деформацией металлов и сплавов исследователи уверились в том, сколь важное значение для поведения металлов под нагрузкой имеет присутствие в их структуре различного рода несовершенства строения. Это явление было еще замечено Р.Гуком, который занимался изучением механизма рассеивания энергии при деформации.

3. Цели исследования

Интерес к проблемам неупругого поведения металлов связаны, по крайней мере, с двумя причинами, которые и являются целью исследования, а именно: способность металлов к рассеиванию энергии в процессе нагружения в упругой области; изменение внутреннего трения в связи с внутренней перестановкой кристалла, неупругость в металлах и сплавах, релаксационные процессы.

4. Основные материалы исследования

Классическая теория упругости устанавливает связь между напряжением и деформацией в предположении, что нагружение производится бесконечно медленно, так что деформируемое тело последовательно проходит ряд равновесных состояний.

Каждому новому этапу деформирования соответствует новое состояние деформируемого тела, характеризуемое определенной структурной перестройкой в согласии с принципом Ле-Шателье (если какая-нибудь термодинамическая система испытывает внешнее воздействие и оно прямо и непосредственно изменяет величину одного из параметров, определяющих состояние системы, то при естественном процессе другой параметр, непосредственно не связанный с воздействием, меняется так, чтобы помешать изменению первого параметра). Когда нагружение производится настолько медленно, что нарушения термодинамического равновесия не происходит, так как изменение состояния системы успевает следовать за процессом деформации, последний является обратимым в энергетическом смысле. Энергия, запасенная при нагружении, полностью выделяется при разгрузке, и линии нагрузки и разгрузки на диаграмме деформации в точности совпадают – отсутствует рассеяние энергии и механический гистерезис. В этом случае каждому значению напряжения соответствует определенное значение деформации в соответствии с законом Гука, который с учетом временной зависимости напряжения и деформации должен быть записан в виде

$$\sigma(t) = M * \varepsilon(t), \quad (1)$$

где M – статический модуль упругости. Такое тело является идеально упругим.

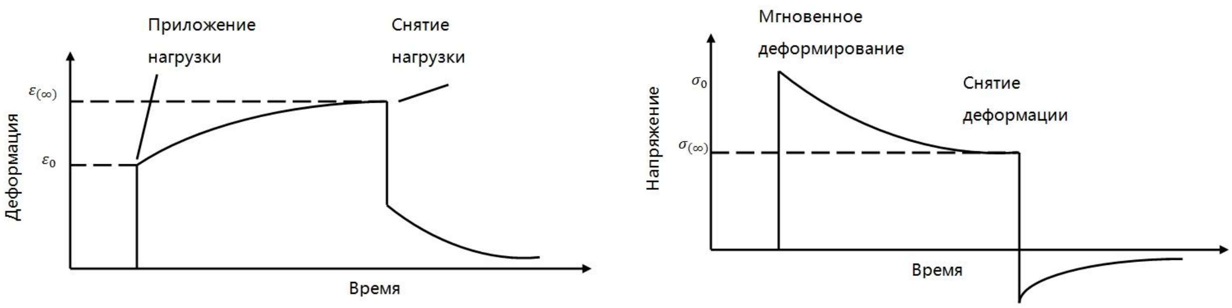
Реальное твердое тело при мгновенном нагружении до постоянного напряжения σ_0 также мгновенно увеличивает свою длину до определенного значения (деформация ε_0), а затем ε_0 постепенно растет до $\varepsilon_\infty = \sigma_0/M$. Такое же явление – постепенное увеличение деформации при постоянном напряжении – наблюдается в процессе ползучести при длительных высокотемпературных испытаниях. Поэтому деформацию на участке $\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty$ иногда называют деформацией ползучести, хотя закон изменения во времени деформации прямого упругого последействия может отличаться от действующего при ползучести. Если напряжение мгновенно снимается, то деформация ε_∞ мгновенно уменьшается на величину ε_0, а затем постепенно падает до нуля (рис. 1, а) Постепенное увеличение деформации при нагружении и постепенное ее исчезновение при разгрузке называется соответственно прямым и обратным упругим последействием. Аналогичная картина наблюдается в том случае, если вести нагружение таким образом, чтобы мгновенно была зафиксирована деформация ε_0 (рис. 1, б). В этом случае напряжение скачкообразно увеличивается до значения сто, а затем плавно снижается до величины $\sigma_0 = \mathrm{M}\varepsilon_0$. Резкое уменьшение деформации до нуля вызывает симметричное, сначала скачкообразное, а затем плавное изменение напряжения.

Постепенное изменение напряжения до значения, соответствующего закону Гука, называется релаксацией напряжения.

Таким образом, для описания поведения под нагрузкой реальных твердых тел необходимо учитывать временную зависимость напряжения и деформации. В развитой Зинером формальной теории неупругости предполагается, что соотношение между напряжением и деформацией для реального твердого тела можно приближенно выразить уравнением, устанавливающим линейную связь между напряжением, деформацией и их первыми производными по времени

$$a_1\sigma + a_2\sigma = b_1\varepsilon + b_2\varepsilon. \quad (2)$$

Твердое тело, поведение которого при нагружении точно описывается уравнением (2), называется стандартным линейным телом или линейным вязко-упругим телом.



а) б)

Рис. 1 – Релаксация при постоянном напряжении (а) и при постоянной деформации (б)

Если в случае идеально упругого тела соотношение между напряжением и деформацией при одноосном нагружении характеризуется одним числом – соответствующим упругим модулем, то для установления такой взаимосвязи в случае стандартного линейного тела необходимо знание трех независимых постоянных, роль которых в уравнении (2) могут играть отношения трех коэффициентов к четвертому, т. е. отношения a_2/a_1, b_1/a_1 и b_2/a_1.

Уравнение (2) можно также привести к виду:

$$\sigma + \tau_\varepsilon \sigma = M_p(\varepsilon + \tau_0 \varepsilon) \tag{3}$$

Здесь коэффициенты $\tau_\varepsilon, \tau_\sigma$ и $\mathrm{M_p}$ имеют уже вполне определенный физический смысл, а именно: τ_ε – время релаксации напряжения при постоянной деформации; τ_σ – время релаксации деформации при постоянном напряжении, $\mathrm{M_p}$ – релаксированный (или релаксирующий) модуль упругости т.е. модуль упругости, определенный после завершения процесса релаксации (рис. 2, 3).

Действительно, если в момент времени $t = 0$ мгновенно приложить напряжение σ_0, то, согласно уравнению (3),

$$\mathrm{M_p}\varepsilon + \mathrm{M_p}\tau_0\varepsilon = \sigma_0 \tag{4}$$

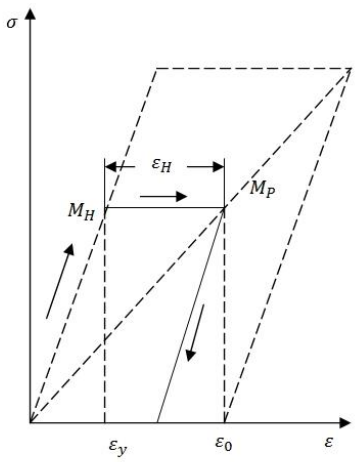


Рис. 1 – Зависимость

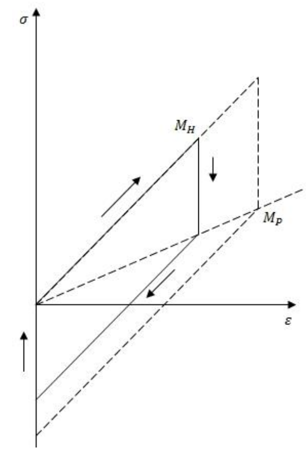


Рис. 2 – Зависимость

Решение уравнения

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma_0}{M_p} + (\varepsilon_0 - \frac{\sigma_0}{M_p})e^{-1/\tau_\sigma} \tag{5}$$

показывает, что в начальный момент ($t = 0$) деформация $\varepsilon(t) = \varepsilon_0$, т.е. мгновенно увеличивается до ε_0 (рис. 1), а при $t = \infty$ деформация $\varepsilon(t) = \frac{\sigma_0}{M_p} = \varepsilon_\infty$ т.е. достигается равновесное значение деформации, определяемое законом Гука. Деформация ε_0 , возникшая в первоначальный момент, стремиться к своему конечному значению ε_∞, следуя экспоненциальному закону.

К аналогичному выводу приходим в случае релаксации напряжения при постоянной деформации. Из уравнения (3) при скачкообразном увеличении деформации до ε_0 в момент времени $t = 0$ получаем:

$$\sigma + \tau_\varepsilon \sigma = M_p \varepsilon_0 \tag{6}$$

Решением для σ будет:

$$\sigma(t) = M_p \varepsilon_0 + (\sigma_0 - M_p \varepsilon_0) e^{-t/\tau_\varepsilon}, \tag{7}$$

т.е. релаксация напряжений в стандартном линейном теле также происходит по экспоненциальному закону от первоначальной величины σ_0 (при $t = 0$) до $\sigma_\infty = M_p \varepsilon_0$ (соответствующего закону Гука при $t = \infty$). Время релаксации τ_σ и τ_ε определяет скорость приближения нагруженного или деформированного тела к термодинамическому равновесию.

Для того чтобы установить связь между напряжением и деформацией до начала процесса релаксации, надо найти предел отношения малого приращения напряжения $\Delta\sigma$ к соответствующему малому приращению деформации $\Delta\varepsilon$ за малый промежуток времени Δt при $\Delta t \rightarrow 0$. Интегрирование уравнения (3) по времени дает

$$\tau_\varepsilon \Delta\sigma = M_p \tau_0 \Delta\varepsilon \tag{8}$$

Отсюда

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta\varepsilon} = \mathrm{M_p} \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon} \tag{9}$$

Отношение $\Delta\sigma/\Delta\varepsilon$ называется нерелаксированным (или нерелаксирующим) модулем упругости, так как оно описывает связь между изменениями напряжения и деформации, происходящими со столь большой скоростью, что никакая релаксация не успевает произойти.

Таким образом,

$$\mathrm{M_н} = \mathrm{M_p} \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon} \tag{10}$$

Из рис. 2 и 3 и последнего равенства следует что нерелаксированный модуль всегда больше или по крайней мере равен релаксированному, а τ_σ больше или равно τ_ε Величина $\Delta M = M_н - M_p$ называется дефектом модуля или ΔM–эффектом.

Поскольку релаксационные явления в твердых телах часто исследуют при помощи динамических методов с периодическим изменением нагрузки, представляет значительный интерес найти связь между напряжением и деформацией в этих условиях нагружения. Периодически изменяющееся напряжение будет вызывать периодическое изменение деформации, но вследствие релаксации деформация отстает по фазе от напряжения на угол φ. Величину тангенса угла сдвига фазы $tg\,\varphi$ принимают за меру рассеяния энергии колебаний. Если выражать фазовые соотношения при циклическом нагружении в комплексной форме, то

$$\sigma(t) = \sigma_0 e^{i\omega t} \text{ и } \varepsilon(t) = \varepsilon_0 e^{i\omega t} \tag{11}$$

где σ_0 и ε_0 – амплитуды напряжений и деформации соответственно;

ω – угловая частота колебаний ($\omega = 2\pi f$, где f – число колебаний в секунду).

Подставляя в уравнения (5) и (7) решения в виде функций (11), получаем

$$(1 + i\omega\tau_\varepsilon)\sigma_0 = M_p(1 + i\omega\tau_\sigma)\varepsilon_0 \tag{12}$$

Амплитуды напряжения и деформации при колебательном движении связаны, таким образом, с комплексным модулем Мк; $\sigma_0 = \mathrm{M}_\text{к}\varepsilon_0$:

$$\mathrm{M}_\text{к} = \mathrm{M}_\text{р}\frac{1 + i\omega\tau_\sigma}{1 + i\omega\tau_\varepsilon} \tag{13}$$

Для упрощения дальнейших выкладок введем среднее геометрическое двух времен релаксации $\tau = (\tau_\sigma \tau_\varepsilon)^{1/2}$ и двух модулей $\overline{\mathrm{M}} = (\mathrm{M}_\text{р}\mathrm{M}_\text{н})^{1/2}$, а разность $\tau_\sigma - \tau_\varepsilon$ обозначим $\Delta\tau$

Величина tgφ определяется отношением компоненты деформации, которая отстает от напряжения на 90 °, к компоненте, совпадающей по фазе с напряжением, т. е. отношением мнимой и действительной частей комплексного модуля:

$$tg\ \varphi = \frac{\omega\Delta\tau}{1 + \omega^2\overline{\overline{\tau^2}}} \tag{14}$$

Используя соотношение (10), получаем

$$tg\varphi = \frac{M_H - M_p}{\overline{M}} * \frac{\omega\bar{\tau}}{1 + \omega^2\overline{\overline{\tau^2}}} \tag{15}$$

Первый сомножитель в правой части уравнения (15) называют степенью релаксации модуля, так как он служит мерой относительного изменения напряжения или деформации в процессе релаксации. Второй сомножитель определяет частотную зависимость внутреннего трения. Его максимальная величина равна $1/2$ при $\omega\bar{\tau} = 1$.

Следовательно,

$$(tg\varphi)_{max} = \frac{\Delta M}{2\overline{\overline{M}}} \tag{16}$$

Степень релаксации модуля, а следовательно, и величина внутреннего трения зависят от вида напряженного состояния. При продольных или изгибных колебаниях измеряют изменение модуля нормальной упругости E, при крутильных – модуля сдвига G. Используя соотношения между упругими модулями для изотропного тела, выведенные на основании теории упругости можно показать, что

$$\frac{\Delta G}{\bar{G}} = \frac{3}{2(1 + v)} * \frac{\Delta E}{\bar{E}} \tag{17}$$

т. е. при обычных значениях коэффициента Пуассона степень релаксации модуля сдвига приблизительно на 15 % больше, чем модуля нормальной упругости. Следовательно, при измерении внутреннего трения предпочтительно применение крутильных колебаний.

Динамический модуль M_ω определяют как обусловливающий ту компоненту деформации, которая находится в фазе с напряжением, т. е. он представляет собой действительную часть комплексного модуля:

$$M_{\omega} = M_p \frac{1 + \omega^2 \overline{\tau^2}}{1 + \omega^2 \overline{\tau^2}_{\varepsilon}} \tag{18}$$

Учитывая соотношения (10) и пренебрегая малой величиной $(\Delta\tau)^2$, можно записать

$$M_{\omega} = M_{\text{Н}} \frac{M_{\text{Н}} - M_{\text{Р}}}{1 + \omega^2 \overline{\tau^2}} \tag{19}$$

Из последнего выражения следует, что в предельных случаях низкой или высокой частот колебаний динамический модуль достигает значений релаксированного или нерелаксированного модуля соответственно:

$$M_{\omega} \begin{cases} M_p(\omega\bar{\tau} \ll 1) \\ M_H(\omega\bar{\tau} \gg 1) \end{cases} \tag{20}$$

Таким образом, частотная зависимость релаксационного внутреннего трения имеет вид кривой с максимумом (рис. 4). При низких частотах колебаний рассеяние энергии отсутствует, так как деформация успевает следовать за изменением напряжения, а при высоких релаксационные процессы не могут протекать из-за недостатка времени, внутреннее трение снова стремится к нулю, а связь между напряжением и деформацией определяется величиной нерелаксированного модуля упругости.

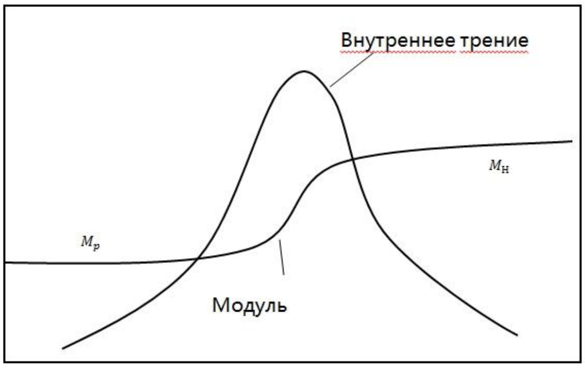


Рис. 4 – Зависимость внутреннего трения и динамического модуля от частоты колебаний

Если релаксационный процесс происходит в результате диффузионного перемещения атомов, то время релаксации должно сильно зависеть от температуры в соответствии с уравнением Аррениуса:

$$\bar{\tau} = \tau_0 e^{\frac{H}{RT}} \tag{21}$$

где H – энергия активации релаксационного процесса, отнесенная к 1 *г-атом;*

R – универсальная газовая постоянная;

T – абсолютная температура.

Это соотношение позволяет определять положение максимума внутреннего трения при изменении температуры. Поскольку условием максимума является равенство $\omega\bar{\tau} = 1$, выявить пик внутреннего трения можно изменяя один из двух сомножителей в таких пределах, чтобы получить определенный интервал значений, $\omega\bar{\tau}$, включающий и $\omega\bar{\tau} = 1$, при постоянной величине другого.

Тогда способ, предусматривающий изменение частоты колебаний ω при постоянной температуре (т. е. при постоянном значении времени релаксации $\bar{\tau}$), может быть заменен другим, значительно более простым в экспериментальном отношении способом, в котором при постоянной частоте колебаний изменяется температура и, следовательно, время релаксации. Если $\bar{\tau}$ подчиняется уравнению (21), зависимость $tg\,\varphi$ от $1/\text{T}$ должна быть аналогична представленной на рис. 4 частотной зависимости. Последний способ дает возможность более эффективно регулировать произведение $\omega\bar{\tau}$, так как $\bar{\tau}$ экспоненциально зависит от температуры и сравнительно небольшое изменение последней может быть равноценно изменению частоты колебаний на несколько порядков.

Существование двух независимых способов выявления максимума внутреннего трения позволяет устанавливать энергию активации релаксационного процесса, обусловливающего появление пика. Кривые $tg\,\varphi = f(1/T)$, постоянные для двух разных частот ω_1 и ω_2 будут смещены одна относительно другой по оси абсцисс.

Из условия равенства $\omega_1\overline{\tau_1} = \omega_2\overline{\tau_2}$ находим

$$\omega_1 e^{\frac{H}{RT_1}} = \omega_2 e^{\frac{H}{RT_2}} \qquad (22)$$

где T_1 и T_2 – температуры первого и второго максимума соответственно. Отсюда

$$H = \frac{ln\frac{\omega_1}{\omega_2}RT_1T_2}{T_1 - T_2} \qquad (23)$$

Выводы

Анализируя вышесказанное, можно сделать выводы:

1. Для внутреннего трения релаксационного происхождения характерны взаимосвязанные зависимости от температуры и частоты колебаний.

2. Величина амплитуды приложенного напряжения не влияет на затухание этого типа, поскольку уравнение (3), связывающее напряжение и деформацию, линейно.

Список использованных источников:

1. Трощенко В. Т. Рассеянное усталостное повреждение металлов и сплавов. Сообщение 2: Взаимосвязь между усталостью и неупругостью / В. Т. Трощенко // Проблемы прочности. – 2005. – № 5. – С. 5–29.

2. Трощенко В. Т. Рассеянное усталостное повреждение металлов и сплавов. Сообщение 3: Деформационные и энергетические критерии / В. Т. Трощенко // Проблемы прочности. – 2006. – № 1.– С. 5–31.

3. Камашев А. В. Определение времени релаксации механических напряжений в металлах и сплавах при импульсных воздействиях / А. В. Камашев // Вестник Сам.ГТУ. Сер. : Физико-математические науки. – 2006. – Вып. 42. – С. 195–197.

4. Berknev A. N. Features of phase transformations phasing and mass transport in metalls under intensive external reactions / A. N. Berknev, A. V. Kamashev // Journal of physics and chemistry of solids. – 2001. – N 62. – P. 647–651.

Оболенская Т.А., Лазаренко В.И., Безуглый С.Г. «Неупругие явления в металлах и сплавах» применяемых в подъемно-транспортном оборудовании».

В статье рассматриваются варианты рассеивания энергии при нагружении и разгрузке, релаксационные процессы и зависимость их от температуры и частоты колебаний.

Ключевые слова: неупругие явления, рассеивание энергии, релаксация, частота колебаний, сплавы, подъемно-транспортное оборудование.

Оболенська Т.О., Лазаренко В.І., Безуглий С.Г. «Непружні явища в металах та сплавах, що використовуються в підйомно-транспортному устаткуванні».

У статті розглянуті проблеми розсіювання енергії при навантаженні та розвантаженні, релаксаційні процеси та залежність їх від температури і частоти коливань.

Ключові слова: непружні явища, розсіювання енергії, релаксація, частота коливань, сплави, підоймо-транспортне устаткування.

Obolenskaya T.A., Lazarenko V.I., Bezugley S.G. “The unresilient phenomena in the metalls and alloys, used in lifting-transport equipment”.

In the article the problems of energy dispersal for loading and off-loading, relaxation processes, and its dependents on temperature and frequency of oscillations.

Key words: unresilient phenomena, dispersion of energy, relaxation, frequency of vibrations, alloys, lifting-transport equipment.

Стаття надійшла до редакції 28 березня 2013 р.