

Акустопластический эффект и механизм суперпозиции напряжений

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 31 мая 1999 г.)

Обсуждается механизм возникновения акустопластического эффекта в результате приложения к деформируемому кристаллу осциллирующих напряжений звуковой частоты. С помощью компьютерного моделирования в рамках механизма суперпозиции квазистатических и акустических напряжений исследована кинетика эффекта и зависимость его величины от степени пластической деформации, амплитуды акустических напряжений, температуры и скорости деформации.

Акустопластический эффект (АПЭ), т.е. снижение напряжений течения при деформации с постоянной скоростью [1–12] или увеличение скорости пластической деформации в условиях действия постоянного напряжения [4,13,14] в результате приложения к кристаллу осциллирующих напряжений звуковой или ультразвуковой частоты в настоящее время в экспериментальном отношении достаточно исследован и получил практическое применение [15,16]. Но сам механизм явления вызывает дискуссию [8–12,17,18]. Она касается наиболее обсуждаемой сейчас теоретической модели АП-эффекта, а именно механизма суперпозиции квазистатических и колебательных (акустических) напряжений [4,5,13,19–22]. Согласно этой модели, приложение к деформируемому кристаллу переменного напряжения увеличивает скорость термоактивированной пластической деформации и вызывает тем самым релаксацию упругих напряжений при деформировании с постоянной скоростью или ускорение ползучести в условиях действия постоянного напряжения.

В последнее время в связи с обнаруженной в ряде работ низкой чувствительностью эффекта к температуре [8,12] и скорости деформации [5,7] выражается сомнение в термоактивационной природе барьеров, преодолеваемых дислокациями в результате приложения к кристаллу колебательных напряжений, и высказывается предположение о преимущественно атермическом механизме явления и преодолении дислокациями под действием переменных напряжений преимущественно атермических препятствий и полей внутренних напряжений из-за взаимодействия дислокаций друг с другом [8–12]. В связи с этим ставится под сомнение и сам механизм суперпозиции напряжений [8–12,17,18].

В настоящей работе с помощью компьютерного моделирования эффекта показано, что как в условиях квазистатического деформирования, так и в условиях ползучести механизм суперпозиции постоянных и переменных напряжений в сочетании с механизмом термофлуктуационного преодоления дислокациями барьеров с коротким радиусом действия в наибольшей степени соответствует экспериментальным данным, хотя ряд вопросов и противоречий, связанных с этим механизмом, остается не

до конца ясным, о чем будет сказано в заключительной части работы.

В основу компьютерного моделирования АП-эффекта положена известная феноменологическая модель явления, включающая в себя механизм суперпозиции напряжений и термоактивационный характер пластической деформации [4,5,13,19–22]. Работа посвящена дальнейшему развитию этой модели. В ее рамках впервые детально исследована кинетика эффекта и зависимость его величины от степени пластической деформации, температуры и скорости деформации.

1. Механизм суперпозиции напряжений

Согласно механизму суперпозиции напряжений, колебательное напряжение с амплитудой τ_m и частотой ω вызывает периодическое изменение эффективного напряжения

$$\tau_{\sim}(t) = \tau^* + \tau_m \cos \omega t, \quad (1)$$

определяющего скорость термоактивированного преодоления дислокациями барьеров с коротким радиусом действия, где τ^* — эффективное напряжение в отсутствие акустических напряжений

$$\tau^* = \tau - \tau_f - \tau_{\mu}, \quad (2)$$

τ — приложенное к кристаллу напряжение, τ_f — атермическая компонента напряжений трения из-за взаимодействия дислокаций с примесными атомами и их скоплениями, $\tau_{\mu} = \tau_{\mu}(\varepsilon)$ — деформационное упрочнение кристалла вследствие взаимодействия дислокаций друг с другом, ε — величина пластической деформации.

Скорость пластической деформации описывается выражением Аррениуса

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp \left[-\frac{H(\tau^*)}{kT} \right]. \quad (3)$$

Здесь $H(\tau^*)$ — энергия активации, T — температура, k — постоянная Больцмана, $\dot{\varepsilon}_0$ — зависящий от плотности подвижных дислокаций предэкспоненциальный фактор, который будем считать постоянным. При деформировании кристалла с заданной постоянной скоростью $\dot{\varepsilon}_0$

в нагружающем устройстве с эффективным модулем E скорость упругой релаксации приложенного к кристаллу напряжения определяется уравнением

$$\frac{d\tau}{E dt} = \dot{\varepsilon}_0 - \dot{\varepsilon}. \quad (4)$$

Для нахождения акустопластического эффекта и определения зависимости его величины от времени приложения звуковой нагрузки, его амплитуды и частоты, а также от температуры и задаваемой нагружающим устройством скорости деформации $\dot{\varepsilon}_0$ и величины деформации $\varepsilon = \dot{\varepsilon}_0 t$ необходимо совместно решить уравнения (1)–(4).

Ввиду нелинейности уравнений это может быть сделано в аналитическом виде путем линейризации энергии активации в (3) относительно величины эффективных напряжений

$$H(\tau^*) = H_0 - V\tau^*, \quad (5)$$

где $V = -dH/d\tau$ — активационный объем. В этом случае после подстановки (3) в уравнение (4) переменные τ и t разделяются [19–22]. В результате для приложенных к кристаллу напряжений получаем следующие выражения соответственно в отсутствие акустического воздействия на кристалл

$$\tau(t) = E\dot{\varepsilon}_0 t - \frac{kT}{V} \ln[1 + q(t)],$$

$$q(t) = \frac{VE}{kT} \dot{\varepsilon}(0) \int_0^t \exp \left\{ \frac{V}{kT} [E\dot{\varepsilon}_0 t - \tau_f - \tau_\mu(\varepsilon)] \right\} dt, \quad (6)$$

и при наличии такого воздействия

$$\tau_{\sim}(t) = E\dot{\varepsilon}_0 t - \frac{kT}{V} \ln[1 + q_{\sim}(t)],$$

$$q_{\sim}(t) = \frac{VE}{kT} \dot{\varepsilon}(0) \int_{t_1}^t \exp \left\{ \frac{V}{kT} [E\dot{\varepsilon}_0 t - \tau_f - \tau_\mu(\varepsilon) + \tau_m \cos \omega t] \right\} dt, \quad (7)$$

где $\dot{\varepsilon}(0) = \dot{\varepsilon}_\nu \exp(-H_0/kT)$, t_1 — время начала приложения к кристаллу колебательных напряжений. Величина акустопластического эффекта $\Delta\tau(t) = \tau_{\sim}(t) - \tau(t)$, следовательно, равна

$$\Delta\tau(t) = \frac{kT}{V} \ln \frac{1 + q(t)}{1 + q_{\sim}(t)}. \quad (8)$$

В отсутствие переменных напряжений уравнение (6) описывает в приближении (5) кривую нагружения кристалла $\tau(t)$, т.е. кривую напряжение–деформация τ – ε . На рис. 1, *a* кривая 1 демонстрирует эту кривую в координатах τ/E – t/t_0 (или τ/E – $\varepsilon/\varepsilon_0$), где $t_0 = kT/VE\dot{\varepsilon}_0$ при $\varepsilon_0 = kT/VE = 10^{-4}$, $\tau_f/E = 2 \cdot 10^{-3}$, $\dot{\varepsilon}(0)/\dot{\varepsilon}_0 = 10^6$,

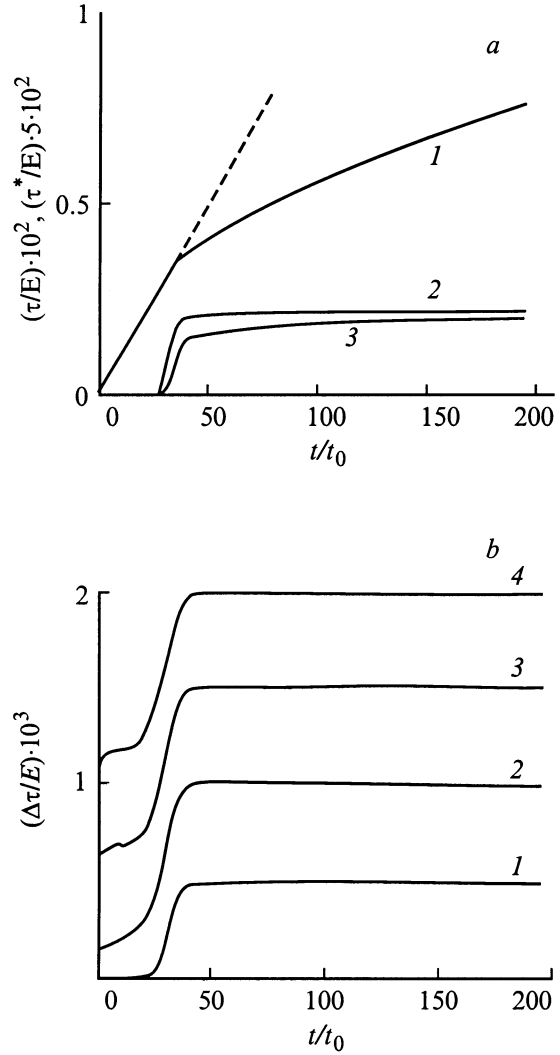


Рис. 1. *a* — кривая нагружения кристалла (1), эффективное напряжение (2), скорость пластической деформации (3); *b* — зависимости АП-эффекта от времени нагружения при амплитудах колебательных напряжений $\tau_m/E = 5 \cdot 10^{-4}$ (1), 10^{-3} (2), $1.5 \cdot 10^{-3}$ (3) и $2 \cdot 10^{-3}$ (4).

$\tau_\mu(\varepsilon) = \chi\varepsilon^{1/2}$, $\chi/E = 5 \cdot 10^{-2}$. Кривая 2 на этом рисунке показывает, как изменяется скорость пластической деформации кристалла

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}(t) &= \frac{\dot{\varepsilon}(0) \exp \left[\frac{V}{kT} (E\dot{\varepsilon}_0 t - \tau_f - \tau_\mu(\dot{\varepsilon}_0 t)) \right]}{1 + q(t)} \\ &= \dot{\varepsilon}(0) \exp \left[\frac{V}{kT} (\tau - \tau_f - \tau_\mu(\dot{\varepsilon}_0 t)) \right] \end{aligned} \quad (9)$$

по мере его нагружения. На упругом участке кривой $\tau(t)$ скорость пластической деформации практически равна нулю. Вблизи предела текучести она резко возрастает и быстро стремится к скорости деформации $\dot{\varepsilon}_0$, задаваемой нагружающим устройством. Кривая 3 на рис. 1, *a* иллюстрирует изменение со временем (деформацией)

эффективных напряжений

$$\tau^*(t) = \frac{H_0 - kT \ln(\dot{\varepsilon}_\nu / \dot{\varepsilon}(t))}{V} \quad (10)$$

при $H_0/kT = 30$, $\dot{\varepsilon}_\nu = 10^7 s^{-1}$ и постоянной величине активационного объема. На упругом участке напряжения $\tau < \tau_f$ недостаточны для того, чтобы дислокации начала перемещаться. Они становятся подвижными при $\tau > \tau_f$, что обеспечивает начало пластического течения кристалла. При дальнейшем деформировании эффективные напряжения принимают постоянное значение, соответствующее скорости деформации $\dot{\varepsilon}_0$, задаваемой деформирующим устройством.

Очевидно, что наличие в уравнении (7) осциллирующих напряжений увеличивает в положительные полуциклы скорость пластической деформации кристалла и вызывает тем самым релаксацию приложенного к нему напряжения на величину, описываемую выражением (8). В качестве иллюстрации на рис. 1, *b* приведены результаты расчета, согласно (8), изменения величины АП-эффекта $\Delta\tau = |\Delta\tau|$ в ходе деформации кристалла, когда звуковое воздействие на кристалл совпадает с началом его деформации (в (7) $t_1 = 0$). Кривые 1–4 на этом рисунке иллюстрируют зависимости $\Delta\tau(t)/E - t/t_0$ при четырех значениях амплитуд колебательных напряжений. Видно, что на упругом участке кривой нагружения эффект не равен нулю, если амплитуда колебательных напряжений достаточно велика для того, чтобы эффективные напряжения имели положительные значения и могли обеспечить рост скорости пластической деформации, достаточный для релаксации приложенного к кристаллу напряжения. С началом общего пластического течения кристалла величина эффекта резко возрастает и быстро стремится к стационарной величине

$$\Delta\tau = \frac{kT}{V} \ln \frac{\dot{\varepsilon}_\omega}{\dot{\varepsilon}_0} = \frac{kT}{V} \ln I_0(V\tau_m/kT), \quad (11a)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_\omega &= \dot{\varepsilon}_0 \omega \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{V\tau_m}{kT} \cos \omega t\right) dt \\ &= \dot{\varepsilon}_0 I_0(V\tau_m/kT) \end{aligned} \quad (11b)$$

— стационарная скорость пластической деформации под действием переменных напряжений [3,4], $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Экспериментальные зависимости типа приведенных на рис. 1, *b* наблюдались в работах [7,10].

В заключение раздела рассмотрим АПЭ в условиях низкотемпературной (логарифмической) ползучести. В этом случае для скорости пластической деформации в отсутствие и при наличии колебательных напряжений

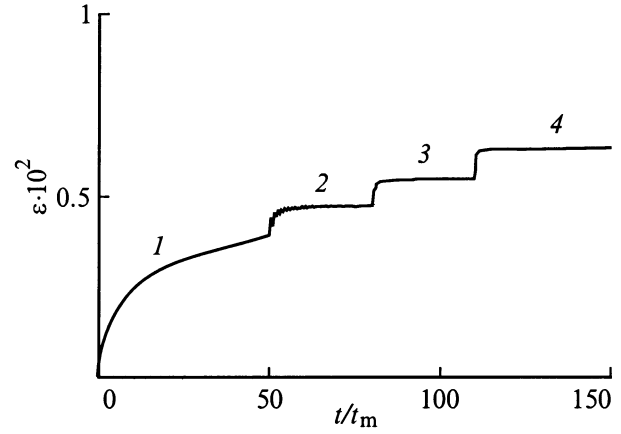


Рис. 2. Кривые ползучести в отсутствие (1) и при действии (2–4) на кристалл колебательных напряжений с амплитудами $\tau_m/E = 2 \cdot 10^{-4}$ (2), $3 \cdot 10^{-4}$ (3) и $4 \cdot 10^{-4}$ (4).

имеем соответственно выражения

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_\nu \exp\left[-\frac{H_0 - V(\tau - \tau_f - \tau_\mu(\varepsilon'_0)) - \theta\varepsilon}{kT}\right], \quad (12a)$$

$$\dot{\varepsilon}_\sim = \dot{\varepsilon}_\nu \exp\left[-\frac{H_0 - V(\tau - \tau_f - \tau_\mu(\varepsilon_1) - \theta\varepsilon_\sim + \tau_m \cos \omega t)}{kT}\right], \quad (12b)$$

где $\theta = d\tau_\mu/d\varepsilon$ — коэффициент деформационного упрочнения кристалла, ε'_0 — скачок деформации после приложения постоянной нагрузки, ε_1 — деформация в момент приложения акустических напряжений. Интегрируя (12), находим для деформации при логарифмической ползучести следующие выражения:

$$\varepsilon = \frac{kT}{V\theta} \ln(1 + t/t_m),$$

$$t_m^{-1} = \dot{\varepsilon}_\nu \exp\left[-\frac{H_0 - V(\tau - \tau_f - \tau_\mu(\varepsilon_1))}{kT}\right], \quad (13a)$$

$$\varepsilon_\sim = \frac{kT}{V\theta} \ln[1 + q_\sim(t)],$$

$$q_\sim(t) = t_m^{-1} \int_{t_1}^t \exp\left(\frac{V\tau_m}{kT} \cos(\omega t) dt\right). \quad (13b)$$

На рис. 2 кривая 1 демонстрирует кривую ползучести (13a), а кривые 2–4 — кривые ползучести (13b) при безразмерных амплитудах колебательных напряжений $V\tau_m/kT$, соответственно равных 2, 3 и 4. Величина АПЭ в условиях логарифмической ползучести $\Delta\varepsilon = \varepsilon_\sim - \varepsilon$, следовательно, равна

$$\Delta\varepsilon = \frac{kT}{V\theta} \ln \frac{1 + q_\sim(t)}{1 + t/t_m}, \quad (14a)$$

или, после усреднения (12b) по времени,

$$\Delta\varepsilon = \frac{kT}{V\theta} \ln \frac{1 + (t/t_m)I_0(V\tau_m/kT)}{1 + t/t_m} \approx \frac{kT}{V\theta} \ln I_0 \left(\frac{V\tau_m}{kT} \right). \quad (14b)$$

Зависимости типа приведенных на рис. 2 наблюдались в [4,13,14]. В [13] установлено, что скачок деформации через несколько секунд после приложения колебательных напряжений с различной величиной амплитуд τ_m описывается выражением вида (14b). Из (14b) следует, что при достаточно больших амплитудах ($\tau_m \gg kT/V$) величина АПЭ $\Delta\varepsilon = \tau_m/\theta$.

2. Кинетика АП-эффекта

На рис. 3 приведена построенная в соответствии с уравнением (7) диаграмма деформации при нагружении и разгрузке кристалла, когда в некоторые моменты времени 1–6 производилось кратковременное $\Delta t = 3t_0$ приложение колебательных напряжений с амплитудой $\tau_m/E = 10^{-3}$ и частотой $\omega = 2\pi t_0^{-1}$. Как видно [8,10], АПЭ имеет место как при нагрузке, так и при разгрузке кристалла. При разгрузке, как показывает численный расчет, скорость пластической деформации и эффективные напряжения уменьшаются, т. е. имеет место процесс, обратный тому, что наблюдается при нагрузке кристалла (рис. 1, а). В [8,10] зафиксирована инверсия знака эффекта на заключительной стадии разгрузки. Причина ее пока не ясна. При компьютерном моделировании инверсии знака эффекта не наблюдалось.

Чтобы определить, в какие моменты циклов колебаний напряжений возникает АПЭ, наряду с полными циклами (2) производилось нагружение кристалла по отдельности только положительными (3) или только отрицательными (4) полциклами. Как видно, наличие в цикле

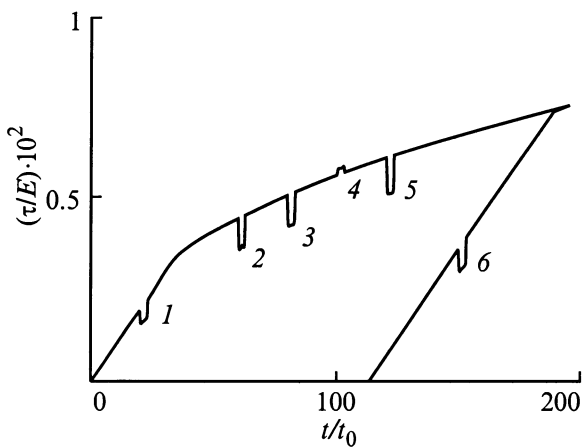


Рис. 3. Влияние на АПЭ знака колебательных напряжений: 1, 2 и 6 — полные циклы колебаний; 2 и 5 — положительные полциклы; 4 — отрицательные полциклы.

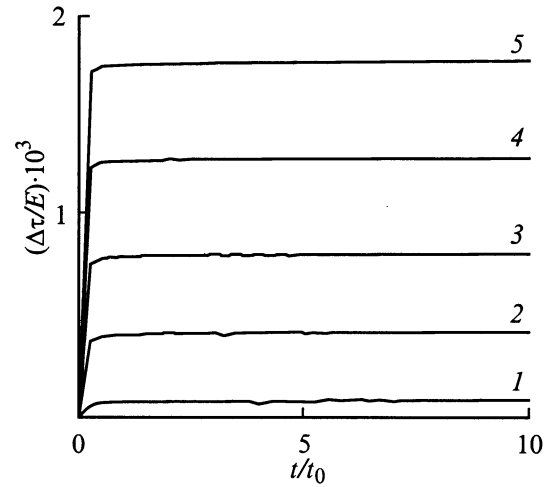


Рис. 4. Зависимости АП-эффекта от времени приложения акустических напряжений с амплитудами $\tau_m/E = 2 \cdot 10^{-4}$ (1), $6 \cdot 10^{-4}$ (2), 10^{-3} (3), $1.5 \cdot 10^{-3}$ (4) и $2 \cdot 10^{-3}$ (5).

положительных напряжений, увеличивающих эффективные напряжения, вызывает релаксацию деформирующего напряжения (2) и (3), а отрицательные напряжения, снижающие эффективные напряжения, вызывают небольшой подъем деформирующего напряжения (4) вследствие снижения скорости пластической деформации по сравнению со скоростью $\dot{\varepsilon}_0$, задаваемой нагружающим устройством, т. е. приводят к исчезновению АП-эффекта.

Как показывает расчет, для возникновения эффекта определяющим является не колебательный характер прикладываемых к кристаллу дополнительных напряжений, а то, увеличивают или уменьшают они эффективные напряжения. Цифрой 5 на рис. 3 обозначен результат приложения к кристаллу прямоугольного положительного импульса напряжения той же длительности и амплитуды, что и в случае АПЭ, обозначенных на рисунке цифрами 2 и 3. Видно, что в качественном отношении наблюдаемый при этом эффект не отличается от этих эффектов, но величина релаксации напряжения при знакопостоянном напряжении несколько больше.

Результаты расчета временных зависимостей величин АП-эффекта при деформациях, соответствующих стационарным значениям τ^* и $\Delta\tau$ (рис. 1, а и б), и различных значениях амплитуд колебательных напряжений приведены на рис. 4. Видно, что кривые состоят из начального участка быстрой релаксации деформирующего напряжения и участка с более медленной его релаксацией. Такой характер зависимости $\Delta\tau$ от времени приложения колебательных напряжений связан с тем, что с ростом амплитуды колебаний экспоненциально возрастает скорость пластической деформации, и, следовательно, растет скорость релаксации напряжений, поэтому за одно и то же время t_0 могут быть достигнуты более высокие стационарные значения $\Delta\tau$.

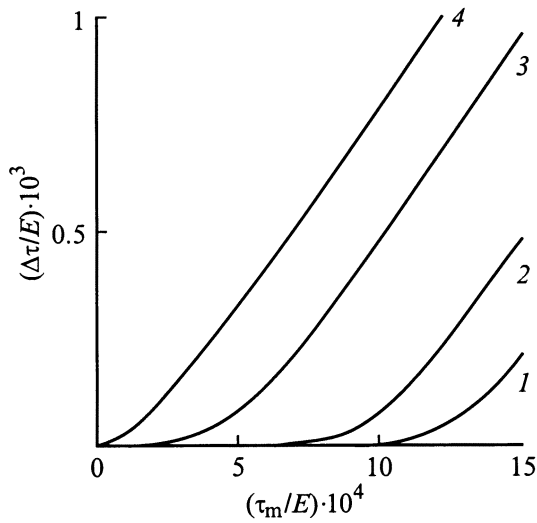


Рис. 5. Амплитудные зависимости АПЭ при акустическом воздействии на кристалл длительностью $\Delta t = 5t_0$ в различные моменты времени его нагружения: $t/t_0 = 5$ (1), 15 (2), 25 (3), и 60 (4).

Согласно [11], существование участков быстрой релаксации напряжений является одним из аргументов в пользу атермической природы препятствий, преодолеваемых дислокациями при приложении к кристаллу акустических напряжений. Из приведенных выше результатов видно, что такой характер кинетики АПЭ находит естественное объяснение в рамках механизма суперпозиции напряжений и термоактивационного характера преодолеваемых дислокациями барьеров.

На рис. 5 приведены рассчитанные в соответствии с (8) зависимости величины АПЭ от амплитуды переменных напряжений при различной величине пластической деформации кристалла (времени его нагружения t , рис. 1, *a*). Величина эффекта, в соответствии с ранее показанными на рис. 1, *b* результатами, увеличивается с ростом степени деформации. Обработка кривых $\Delta\tau(\tau_m)$ в координатах $\Delta\tau - \ln I_0(V\tau_m/kT)$ показала, что зависимости (11*a*) имеют место при всех амплитудах только для деформаций, соответствующих стационарным значениям $\Delta\tau$ на рис. 1, *b*.

Исследование влияния частоты колебаний показывает, что если $\omega \gg \omega_0$, где $\omega_0 = t_0^{-1}$, $t_0 = kT/VE\dot{\epsilon}_0$ — время релаксации напряжения, то эффект не зависит от частоты [20]. Поскольку при $\dot{\epsilon}_0 = 10^{-6} - 10^{-2} s^{-1}$ и $kT/VE \approx 10^{-4}$ $\omega_0 \approx 10^{-2} - 10^2$ Hz, то в области звуковых и ультразвуковых частот не следует ожидать влияния частоты колебаний на величину эффекта.

3. Температурная и скоростная зависимости АП-эффекта

Слабая чувствительность акустопластического эффекта к температуре и скорости деформации является одним из аргументов в пользу атермической природы препят-

ствий, преодолеваемых дислокациями при приложении к кристаллу колебательных напряжений. Согласно (11*a*), для стационарных значений эффекта температурная и скоростная его зависимости определяются изменением с температурой и скоростью деформации параметра kT/V , т. е. коэффициента чувствительности напряжений течения к скорости деформации $\partial\tau^*/\partial \ln \dot{\epsilon} = kT/V$. Для проведения соответствующего расчета необходимо знать, как изменяется энергия активации пластической деформации с ростом эффективных напряжений.

В достаточной общей форме зависимость $H(\tau^*)$ можно записать в виде [23]

$$H(\tau^*) = H_c [1 - (\tau^*/\tau_c)^p]^q = kT \ln(\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}), \quad (15)$$

где H_c , τ_c , $0 < p < 1$, $1 < q < 2$ — параметры активационного барьера. При $p = 1/2$ и $q = 2$, что соответствует преодолению дислокациями барьеров типа примесных атомов в твердом растворе, получаем

$$\frac{kT}{V(T, \dot{\epsilon})} = \frac{kT_c}{V_c} \left(\frac{T}{T_c}\right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{1/2}\right],$$

$$T_c = \frac{H_c}{k \ln(\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon})}, \quad (16)$$

где $V_c = H_c/4\tau_c$. При $H_c = 0.2 - 0.6$ eV и $\ln(\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}) = 23$ $T_c = 100 - 300$ K температурная зависимость параметра kT/V имеет вид выпуклой параболы с вершиной при $T_m = 0.25T_c$ (рис. 6, *a*, кривая 1, $kT_c/V_cE = 10^{-3}$, $\dot{\epsilon} = 10^{-4} s^{-1}$). Увеличение скорости деформации приводит к росту температуры T_c и параметра kT/V (кривая 2, $\dot{\epsilon} = 10^{-2} s^{-2}$).

На рис. 6, *b* приведены температурные зависимости АП-эффекта согласно (11*a*) и (16) при $\tau_m/E = 1 \cdot 10^{-4}$ (кривые 1 и 2) и $\tau_m/E = 5 \cdot 10^{-4}$ (кривые 3 и 4) и двух значениях скоростей деформации: $\dot{\epsilon} = 10^{-4} s^{-1}$ (кривые 1 и 3) и $10^{-2} s^{-1}$ (кривые 2 и 4). Видно, что при температурах $T > T_m$ величина эффекта слабо растет с температурой, что согласуется с результатами [9,12]. При температурах $T < T_m$ эффект, наоборот, уменьшается с ростом температуры. Видно также, что увеличение скорости деформации вызывает незначительное снижение эффекта. В [8] для алюминия был зафиксирован противоположный результат: с ростом скорости деформации величина эффекта возрастала, что может быть связано, как отмечается в [7], с влиянием закрепления движущихся дислокаций атмосферами примесных атомов (явление динамического старения). Известно, что в этом случае с ростом скорости деформации величина параметра kT/V снижается [24] и, следовательно, величина АПЭ возрастает.

Что касается зависимости величины акустопластического эффекта от концентрации c примесных атомов в твердом растворе, то, принимая во внимание, что в (16) $V_c^{-1} \sim \tau_c \sim c^{1/2}$ [25], находим, что при малых значениях амплитуд, когда в (11*a*) $\ln I_0(x) \sim x^2$,

$$\Delta\tau \approx \frac{V}{4kT} \tau_m^2 \sim c^{-1/2}. \quad (17)$$

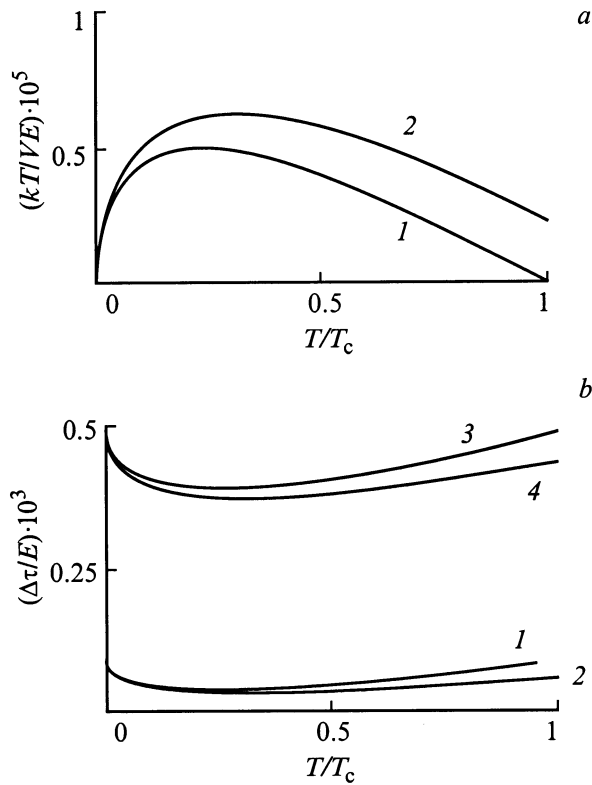


Рис. 6. Температурные зависимости параметра kT/V при двух скоростях деформации $\dot{\varepsilon}_1$ (1) и $\dot{\varepsilon}_2 > \dot{\varepsilon}_1$ (2) (a) и температурные зависимости АПЭ при амплитудах колебательных напряжений τ_{m1} (1 и 2) и $\tau_{m2} > \tau_{m1}$ (3 и 4) и скоростях деформации $\dot{\varepsilon}_1$ (1 и 3) и $\dot{\varepsilon}_2 > \dot{\varepsilon}_1$ (2 и 4) (b).

Это означает, что при малых амплитудах величина эффекта с ростом концентрации примесных атомов уменьшается, а характерная амплитуда $\tau_{mc} \approx kT/V \sim c^{1/2}$ выхода кривой $\Delta\tau(\tau_m)$ на линейную зависимость ($\ln I_0(x) \sim x$), наоборот, увеличивается с ростом c . Эти выводы согласуются с результатами [11]. В [11] обнаружено, что при больших амплитудах зависимости $\Delta\tau(\tau_m)$ для кристаллов с разной концентрацией примесных атомов сближаются и наблюдается обратная картина: АПЭ больше в более концентрированном сплаве. В рамках исследуемой модели этот эффект не наблюдается.

В заключение раздела сделаем одно замечание-пояснение. В работах [5,7,22] при теоретическом анализе акустопластического эффекта вместо аррениусовской зависимости скорости пластической деформации от температуры и напряжения (3) используется степенная зависимость

$$\dot{\varepsilon} = A \left(\frac{\tau - \tau_0}{\tau_c} \right)^n, \quad (18)$$

как эмпирически более соответствующая опыту, особенно в случае щелочногалоидных кристаллов, где $n = n(T)$. В [23] показано, что степенной закон (18) возникает из аррениусовского закона (3) вблизи ороановского напряжения τ_0 , связанного с прогибом дислокаций ме-

жду препятствиями типа скоплений примесных атомов и дисперсных частиц; при этом $n = H_c/kT$.

Таким образом, механизм суперпозиции постоянных и колебательных (акустических) напряжений в сочетании с термоактивационным характером пластической деформации находится в достаточно хорошем согласии с экспериментом и способен объяснить характер амплитудных зависимостей эффекта и влияние на АПЭ различных факторов, как структурных, так и связанных с условиями нагружения кристалла. Но есть ряд моментов и противоречий, которые в рамках исследуемой феноменологической модели явления вызывают дискуссию и требуют обсуждения.

Первое замечание касается связи между АП-эффектом и амплитудно-зависимым внутренним трением (АЗВТ). Оба явления наблюдаются в одном и том же опыте [8–12], обусловлены движением одних и тех же дислокаций и, казалось бы, между ними может существовать связь. С другой стороны, ясно, что это физически разные эффекты. В случае АПЭ приложение к кристаллу колебательных напряжений вызывает релаксацию деформирующего напряжения в результате увеличения скорости пластической деформации кристалла, как это продемонстрировано выше. В случае АЗВТ интерес представляет рассеяние энергии в результате акустического воздействия на кристалл и связанного с таким воздействием циклического характера пластической деформации, т. е. не силовой, а энергетический аспект вопроса. Связь между этими эффектами не исключается, но она имеет косвенный, опосредованный характер.

Второй момент касается характера перемещения дислокаций под действием колебательных напряжений. Существующие модели АЗВТ предполагают, что дислокации совершают под действием переменных напряжений возвратно-поступательные движения, что и вызывает рассеяние энергии колебаний. Принцип суперпозиции напряжений, лежащий в основе механизма АПЭ, не предполагает такого возвратно-поступательного движения дислокаций. Считается, что снижение эффективного напряжения в отрицательном полупериоде вызывает уменьшение скорости перемещения дислокаций, а при нулевых или отрицательных значениях эффективных напряжений дислокации просто останавливаются [22].

Отмеченные противоречия между обсуждаемыми в литературе механизмами АПЭ и АЗВТ [7,8–12,17,18] не получили пока разрешения, что свидетельствует о необходимости дальнейшего экспериментального и теоретического исследования вопроса.

Список литературы

- [1] F. Blaha, B. Langenecker. *Naturwissenschaften* **42**, 20, 556 (1955).
- [2] O. Izumi, K. Oyama, Y. Suzuki. *Trans. Jap. Inst. Metals* **7**, 3, 158 (1966).
- [3] G.S. Baker, S.H. Carpenter. *J. Appl. Phys.* **38**, 4, 1586 (1967).

- [4] R. Friedrich, G. Kaiser, W. Pechhold. *Z. Metallk.* **60**, 5, 390 (1969).
- [5] T. Endo, K. Suzuki, M. Ishikawa. *Trans. Jap. Inst. Metals* **20**, 12, 706 (1979).
- [6] H.O. Kirchner, W.K. Kromp, F.B. Prinz, P. Trimmel. *Mater. Sci. Eng.* **68**, 2, 197 (1985).
- [7] T. Ohgaku, N. Takeuchi. *Phys. Stat. Sol. (a)* **102**, 1, 293 (1987).
- [8] К.В. Сапожников, С.Б. Кустов. *ФТТ* **39**, 10, 1794 (1997).
- [9] К.В. Сапожников, С.Б. Кустов. *ФТТ* **39**, 1, 127 (1996).
- [10] K.V. Sapozhnikov, S.B. Kustov. *J. de Physique IV* **6**, 12, C8-297 (1996).
- [11] K.V. Sapozhnikov, S.N. Golyandin, S.B. Kustov, Y. Nishino, S. Asano. *Phil. Mag.* **77A**, 1, 151 (1997).
- [12] K.V. Sapozhnikov, S.B. Kustov. *Phil. Mag.* **76A**, 6, 1153 (1997).
- [13] В.Г. Бадалян. *ФММ* **50**, 3, 612 (1980).
- [14] А.В. Кулемин, В.П. Чернов. *Акуст. журн.* **20**, 3, 575 (1974).
- [15] D.C. Biddell, D.H. Sansome. *Ultrasonics* **12**, 5, 195 (1974).
- [16] В.П. Северденко, А.Л. Скрипченко, М.Д. Тявловский. *Ультразвук и прочность. Наука и техника, Минск* (1979). 248 с.
- [17] T. Ohgaku, N. Takeuchi. *Phys. Stat. Sol. (a)* **105**, 1, 153 (1988).
- [18] А.Б. Лебедев. *ФТТ* **35**, 9, 2305 (1993).
- [19] А.В. Козлов, Н.С. Мордюк, С.И. Селицер. *ФТТ* **28**, 6, 1818 (1986).
- [20] A.V. Kozlov, S.I. Selitser. *Mater. Sci. Eng.* **131A**, 1, 17 (1991).
- [21] A.V. Kozlov, S.I. Selitser. *Mater. Sci. Eng.* **102A**, 1, 143 (1988).
- [22] M. Tanibayashi. *Phys. Stat. Sol. (a)* **128**, 1, 83 (1991).
- [23] U.F. Kocks, A.S. Argon, M.F. Ashby. *Thermodynamics and kinetics of slip*. Pergamon (1975).
- [24] G.A. Malygin, *Phys. Stat. Sol. (a)* **72**, 2, 493 (1982).
- [25] P. Haazen. *Dislocation in Solids. Vol. 4 / Ed. by F.R.N. Nabarro. North-Holland* (1979). P. 157.