

Влияние квантовой атермичности на тепловую неустойчивость пластической деформации кристаллов при низких температурах

© Г.А. Малыгин

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

(Поступила в Редакцию 26 декабря 1996 г.)

Теоретически обсуждается влияние атермических (квантовых) механизмов преодоления дислокациями локальных барьеров на тепловую неустойчивость пластической деформации кристаллов в области низких и сверхнизких ($<1\text{ K}$) температур деформирования. При расчете найдено, что увеличение атермической компоненты активации дислокаций приводит к значительному сокращению температурно-скоростного диапазона возникновения скачкообразной деформации и к полному ее исчезновению с дальнейшим ростом квантовой составляющей процесса преодоления дислокациями локальных барьеров. В связи с полученными результатами обсуждается экспериментальная ситуация, связанная с одновременным наблюдением эффектов тепловой неустойчивости и атермичности при низкотемпературной деформации ряда кристаллов.

Как сейчас хорошо установлено, при пластической деформации кристаллов в интервале низких и сверхнизких ($<1\text{ K}$) температур на температурных зависимостях напряжений течения (и коэффициентов скоростной чувствительности напряжений) часто наблюдаются платообразные участки [1–4]. Их появление связывают со вступлением в действие квантовых механизмов [4–7] преодоления дислокациями локальных барьеров, что обеспечивает при таких низких температурах более высокую по сравнению с тепловыми флуктуациями скорость пластической деформации и атермичность деформирующих напряжений.

Другой не менее известной особенностью низкотемпературной деформации является ее скачкообразный характер, усиливающийся по мере снижения температуры вплоть до самых низких исследованных к настоящему времени температур (0.5–0.7 K) [2,4,8]. Сейчас существуют достаточно убедительные экспериментальные [9–11] и теоретические [12–14] доказательства того, что скачки нагрузки обусловлены тепловой неустойчивостью пластической деформации. Предполагается, что термические флуктуации продолжают контролировать скорость движения дислокаций при самых низких исследованных температурах.

Опыт показывает, что эффекты атермичности и неустойчивости деформации наблюдаются на одном и том же кристалле и в одном и том же температурном интервале (Ta [2,9], Sn [4], LiF [11,15–17]). Ввиду этого противоречия возникает вопрос: нет ли в интерпретации этих явлений известной непоследовательности. Нельзя исключать из рассмотрения также возможность того, что перекрытие температурных интервалов, в которых наблюдаются атермичность и неустойчивость деформации, не является полным.

В настоящей работе количественно проанализировано влияние квантовых механизмов активации на термическую стабильность низкотемпературной деформации кристаллов. Для анализа экспериментальных данных представляет интерес количественная сторона вопроса,

а именно: когда и как квантовая атермичность (если она имеет место при низких температурах) ”выключает” механизм тепловой неустойчивости деформации.

Для этой цели в разделе 1 применительно к поставленной задаче приведены необходимые соотношения, касающиеся тепловой неустойчивости низкотемпературной деформации. В разделе 2 рассмотрено влияние квантовой атермичности на температурно-скоростной диапазон возникновения скачков деформирующих напряжений и на их амплитуды. В последнем разделе сравниваются экспериментальные и теоретические результаты, а также проведено обсуждение результатов работы

1. Тепловая неустойчивость деформации

Тепловая неустойчивость деформации при низких температурах вызывается положительной связью по температуре двух кинетических процессов: термоактивированной пластической деформации, описываемой уравнением Аррениуса

$$\dot{\epsilon} = \nu \exp[H(\sigma^*)/kT], \quad (1)$$

и процесса релаксации и распространения генерируемого при деформации тепла, описываемого уравнением теплопроводности. В случае достаточно тонкого и длинного кристалла последнее имеет вид

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{2h}{d}(T - T_0) + \beta \sigma \dot{\epsilon}. \quad (2)$$

В (1), (2) T — температура кристалла, T_0 — температура охлаждающей среды, $\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации, $H(\sigma^*)$ — энергия активации, $\sigma^* = \sigma - \sigma_\mu$ — соответственно эффективное, приложенное и внутреннее, связанное с деформационным упрочнением кристалла, напряжения, ν — предэкспоненциальный фактор, c , κ и h — соответственно теплоемкость и коэффициенты теплопроводности и поверхностного теплообмена, t — время, x — координата вдоль оси кристаллического

образца, d — его толщина, β — коэффициент трансформации работы пластической деформации в тепло. К уравнениям (1), (2) необходимо присоединить условие нагружения кристалла. В случае активной деформации с заданной скоростью $\dot{\epsilon}_0$ на нагружающем устройстве с эффективным модулем жесткости K это условие (баланс приложенных к образцу напряжений) имеет вид

$$\sigma = K(\dot{\epsilon}_0 t - \epsilon), \tag{3}$$

где ϵ — величина пластической деформации кристалла.

Линеаризация уравнений (1)–(3) приводит к следующему соотношению между характерным временем разогрева кристалла пластической деформацией t_a и временами релаксации деформирующих напряжений t_r и релаксации тепла t_T , необходимому для возникновения тепловой неустойчивости деформации [13]:

$$\frac{t_a}{t_T} + \frac{t_a}{t_r} < 1, \tag{4a}$$

Здесь

$$t_a = \frac{c}{\beta\sigma\dot{\epsilon}_0}(S_{\dot{\epsilon}}/S_T), \quad t_r = S_{\dot{\epsilon}}/(K + \chi)\dot{\epsilon}_0,$$

$$t_T^{-1} = t_{\chi}^{-1} + t_h^{-1}, \quad t_{\chi} = \frac{cl^2}{4\chi}, \quad t_h = \frac{cd}{2h}, \tag{4b}$$

$$S_{\dot{\epsilon}} = (\partial\sigma^*/\partial \ln \dot{\epsilon})_T = kT/V,$$

$$S_T = (-\partial\sigma^*/\partial T)_{\dot{\epsilon}} = \frac{k}{V} \ln(\nu/\dot{\epsilon}_0), \tag{4c}$$

S_T и $S_{\dot{\epsilon}}$ — коэффициенты температурной и скоростной чувствительности напряжений течения, $V = -dH/d\sigma^*$ — активационный объем, t_{χ} и t_h — времена релаксации тепла за счет объемной теплопроводности (из области размером l) и поверхностной теплоотдачи, $\chi = d\sigma_{\mu}/d\epsilon$ — коэффициент деформационного упрочнения.

Учитывая далее, что в момент потери деформацией термической устойчивости температура кристалла T вследствие его стационарного разогрева не равна температуре охлаждающей среды T_0

$$T = T_0 + \frac{\beta\sigma\dot{\epsilon}_0}{c}t_T, \tag{5}$$

получаем после исключения $\dot{\epsilon}_0$ и t_T из (4a) и (5) критерий тепловой неустойчивости деформации в виде

$$\left(S_T - \frac{c(K + \chi)}{\beta\sigma}\right)(T - T_0) > S_{\dot{\epsilon}}. \tag{6a}$$

После подстановки в него S_T и $S_{\dot{\epsilon}}$ из (4c) получаем уравнение для определения границы области температур T возникновения неустойчивой деформации

$$\left(1 - \frac{c}{c_k}\right)(T - T_0) > T/\ln(\nu/\dot{\epsilon}_0), \tag{6b}$$

где $c = c(T)$, $c_k = \beta\sigma S_T/(K + \chi)$.

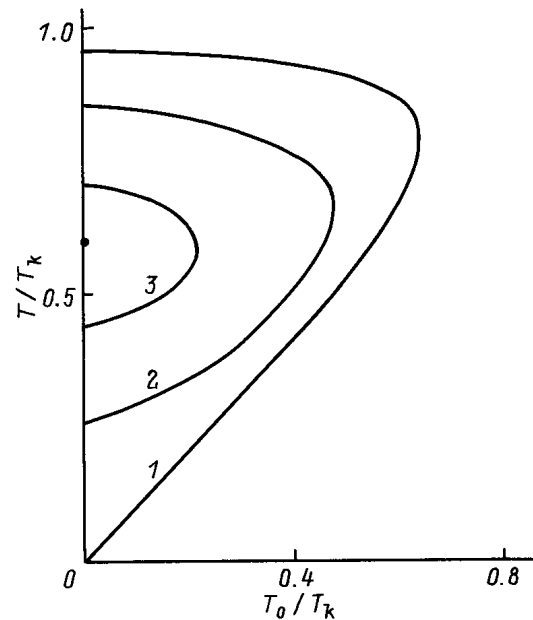


Рис. 1. Области критических температур стационарного разогрева кристалла с электронным типом теплоемкости при значениях параметра атермичности деформации $\Theta/T_k = 0$ (1), 0.5 (2), 0.65 (3).

Результат решения этого уравнения при чисто электронном характере теплоемкости кристалла $c = \gamma_e T$ и $\ln(\nu/\dot{\epsilon}_0) = 25$ демонстрирует кривая 1 на рис. 1. Нижняя ее ветвь представляет собой прямую $T = T_0$, а верхняя ограничивает область высоких температур разогрева $T \sim T_k$, когда из-за роста теплоемкости с температурой неравенство (6b) перестает выполняться. Верхняя и нижняя границы смыкаются при предельном значении температуры охлаждающей среды

$$T_{0k} = 0.64T_k, \quad T_k = c_k/\gamma_e, \tag{6c}$$

выше которой деформация становится устойчивой при любых T_0 .

Критические температуры разогрева T на рис. 1 зависят от температуры среды T_0 и, согласно (5), от средней скорости деформации кристалла; следовательно, между $\dot{\epsilon}_0$ и T_0 существует параметрическая связь, определяющая температурно-скоростную область $\dot{\epsilon}_0(T_0)$ выполнения критерия неустойчивости (4a). При доминировании поверхностной теплоотдачи ($t_h \ll t_{\chi}$) из (5) находим

$$\dot{\epsilon}_0(T_0) = \frac{2h(T)}{\beta\sigma d}(T - T_0). \tag{7a}$$

В случае $t_{\chi} \ll t_h$ имеем

$$\dot{\epsilon}_0(T_0) = \frac{4\chi(T)}{\beta\sigma l^2}(T - T_0), \tag{7b}$$

где в соответствии с решением уравнения (6b) $T = T(T_0)$. Кривая 1 на рис. 2 построена согласно

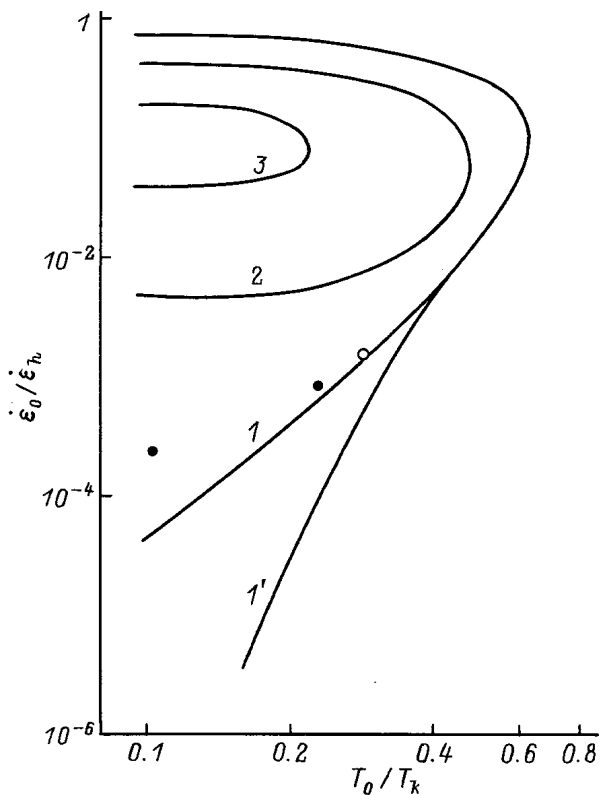


Рис. 2. Температурно-скоростные области потери деформацией тепловой устойчивости при значениях параметра атермичности $\Theta/T_k = 0$ (1, 1'), 0.5 (2), 0.65 (3). Экспериментальные точки — данные [4].

(7а) с учетом температурной зависимости коэффициента $h = h_m T^p$, $p = 2-3$ [18-20]

$$\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}_h = \frac{T - T_0}{T_k} \left(\frac{T}{T_k}\right)^p \quad (7c)$$

и охлаждения кристалла жидким ^3He , $\dot{\epsilon}_h = 2T_k h(T_k)/\beta \sigma d$, $p = 2$ [18,20].

Нижняя ветвь этой кривой $\dot{\epsilon}_1(T_0)$ определяет минимальную скорость деформации $\dot{\epsilon}_0$, необходимую для того, чтобы генерируемое в результате деформации тепло не срелаксировало в охлаждающую среду при разогреве всего объема кристалла. При потере деформацией локальной тепловой устойчивости нижняя скоростная граница экспоненциально зависит от температуры среды T_0 [21]

$$\dot{\epsilon}_0(T_0) = \dot{\epsilon}_1(T_0) B \exp(-H(\sigma^*)/kT_0) \quad (8)$$

и располагается ниже кривой $\dot{\epsilon}_1(T_0)$. На рис. 2 ей соответствует кривая 1', проведенная согласно (8) при $B = 10$, $H(\sigma^*) = kT_k$ [14,21].

2. Влияние квантовой атермичности на тепловую стабильность деформации

Атермичность низкотемпературной деформации может возникнуть в результате активации дислокационных сегментов нулевыми колебаниями [2,5,6] и туннелирования их через локальные барьеры [4,7,22]. При достаточно низких температурах такая активация может обеспечить более высокую скорость перемещения дислокаций по сравнению с термическими флуктуациями.

Совместное действие квантовых и теплового механизмов активации удобно описывать с помощью эффективной температуры

$$T^* = \Theta \eta(T/\Theta), \quad (9a)$$

где Θ — характерная температура вступления в действие квантового механизма преодоления дислокациями локальных барьеров (рельефа Пайерлса [2,4,7,22] и препятствий точечного типа [6,22]). В пределе $T \rightarrow 0$ имеем $T^* = \Theta$, а при $T \gg \Theta$ $T^* \rightarrow T$. При промежуточных температурах вид функции $\eta(T)$ зависит от механизма активации. На рис. 3 в качестве иллюстрации приведен вид этих функций в случае активации дислокаций нулевыми колебаниями. Кривая 2 построена согласно выражению [2,5]

$$T^* = \Theta \text{cth}(\Theta/T), \quad (9b)$$

а кривая 3 в соответствии с [6] для $T < \Theta$

$$T^* = \Theta \left[1 + \left(\frac{T}{2\Theta}\right)^2 \right]. \quad (9c)$$

В качественном и количественном отношении они не сильно отличаются друг от друга и от аналогичных

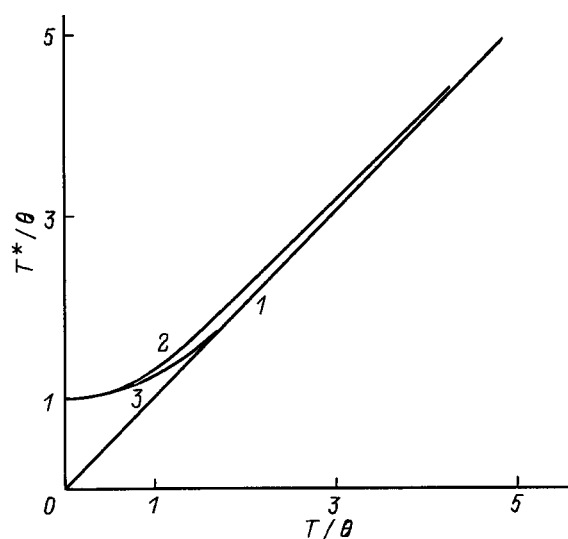


Рис. 3. Зависимость эффективной температуры T^* от температуры кристалла T при термофлуктуационном (1) и квантовых (2,3) механизмах активации движения дислокаций. 2 — данные [2,5], 3 — [6].

зависимостей при туннелировании дислокаций через барьеры [4,22]. Видно, что при $T < 0.5\Theta$ эффективная температура в уравнении для скорости пластической деформации

$$\dot{\epsilon} = \nu \exp[-H(\sigma^*)/kT^*] \quad (10a)$$

перестает зависеть от температуры кристалла, обеспечивая атермичность его деформации в этом температурном интервале. Заметное ослабление роли тепловых флуктуаций в активации дислокаций наблюдается и при температурах $0.5\Theta < T < \Theta$.

Принимая во внимание (10a), для коэффициентов скоростной и температурной чувствительности напряжений течения вместо (4с) имеем выражения

$$S_{\dot{\epsilon}}^* = \frac{kT^*}{V}, \quad S_T^* = S_T \frac{\partial T^*}{\partial T}. \quad (10b)$$

После подстановки их в (6a) получаем следующее уравнение для определения области температур возникновения тепловой неустойчивости деформации в условиях действия квантовых механизмов активации дислокаций:

$$\left(\frac{\partial T^*}{\partial T} - \frac{c(T)}{c_k} \right) (T - T_0) > T^* / \ln(\nu/\dot{\epsilon}_0). \quad (11a)$$

При чисто термофлуктуационном характере активации $T^* = T$ и уравнение (11a) переходит в уравнение (6b).

Кривые 2 и 3 (рис. 1) демонстрируют результаты решения уравнения (11a) при $c(T) = \gamma_e T$, T^* (9b).

$$\frac{\partial T^*}{\partial T} = (\Theta/T)^2 \operatorname{csch}^2(\Theta/T) \quad (11b)$$

и соотношения температур Θ/T_k , соответственно равных 0.5 и 0.65. Видно, что рост параметра атермичности активации Θ/T_k приводит к сильному сокращению области температур T возникновения тепловой неустойчивости деформации и вызывает полное ее исчезновение при $\Theta/T_k \geq 0.69$ (черная точка на оси T). Кривые 2 и 3 (рис. 2) демонстрируют результаты расчета температурно-скоростных областей $\dot{\epsilon}_0(T_0)$ появления неустойчивой деформации согласно (7b) и (11a). Увеличение атермической компоненты активации приводит к сильному сокращению области неустойчивой деформации в основном за счет подъема нижней границы этой области $\dot{\epsilon}_1(T_0)$ в область более высоких скоростей деформации $\dot{\epsilon}_0$ и, следовательно, более высоких температур стационарного разогрева кристалла T .

Отметим интересное обстоятельство, связанное с нижней скоростной границей, — практическое исчезновение при $\Theta/T_k > 0.5$ границы области возникновения локальной неустойчивости деформации (кривая I'). Согласно (8), при наличии квантовых флуктуаций она должна описываться уравнением

$$\dot{\epsilon}(T_0) = \dot{\epsilon}_1(T_0) B \exp[-H(\sigma^*)/kT^*(T_0)]. \quad (12)$$

Поскольку $H(\sigma^*) \approx kT_k$ [14,21], а $T^*(T_0) \approx \Theta$ при $\Theta/T_k > 0.5$, $H/kT^* \approx T_k/\Theta \approx 1.5-2$. Следовательно, в

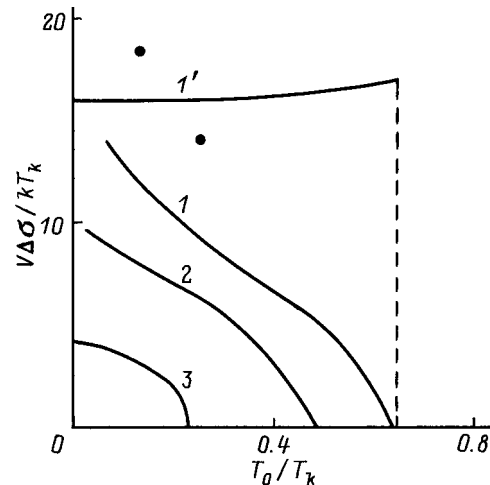


Рис. 4. Температурные зависимости скачков деформирующего напряжения $\Delta\sigma$ при значениях параметра атермичности $\Theta/T_k = 0$ (1, I'), 0.5 (2), 0.65 (3). Экспериментальные точки — данные [4].

(12) при $B \approx 10$ [21] дополнительные к $\dot{\epsilon}_1(T_0)$ сомножители дают в результате величину порядка единицы независимо от температуры T_0 .

В заключение этого раздела проведем оценку влияния квантовой атермичности на величину скачков деформирующего напряжения $\Delta\sigma$. Согласно [14], амплитуды скачков определяются следующим выражением:

$$\frac{V\Delta\sigma}{kT_k} = \frac{T_1}{T_k} \ln(\nu/\dot{\epsilon}_1) - \frac{T_2}{T_k} \ln(\nu/\dot{\epsilon}_2), \quad (13a)$$

где T_1 , T_2 и $\dot{\epsilon}_1$, $\dot{\epsilon}_2$ — значения температур и скоростей деформаций в экстремальных точках предельного цикла, описывающего скоростную зависимость деформирующих напряжений в условиях тепловой неустойчивости деформации. В режиме мягких разогревов, когда скорость релаксации тепла сравнима со скоростью релаксации напряжений, температуры T_1 и T_2 и скорости деформации $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$ соответствуют нижним и верхним ветвям кривых $T(T_0)$ и $\dot{\epsilon}_0(T_0)$ на рис. 1 и 2. Кривая I (рис. 4) иллюстрирует результаты расчета для этого режима амплитуды скачков напряжения в зависимости от температуры T_0 при чисто термофлуктуационном характере активации. В случае жесткого режима разогрева, когда время релаксации тепла значительно превышает время релаксации напряжений, величина скачков слабо зависит от температуры T_0 [14]

$$\frac{V\Delta\sigma}{kT_k} = \ln \frac{\nu/\dot{\epsilon}_h}{1 - T_0/T_k}. \quad (13b)$$

Кривая I' на рис. 4 иллюстрирует это обстоятельство.

С ростом атермичности активации, как показывает расчет, амплитуды скачков напряжения сильно уменьшаются (кривые 2, 3 на рис. 4) и при критическом значении параметра атермичности $\Theta/T_k = 0.69$ обращаются в нуль.

3. Сравнение с экспериментом

Как отмечено выше, парадоксальность ситуации с явлениями тепловой неустойчивости деформации и ее атермичности состоит в том, что оба эти явления наблюдаются на одном и том же кристалле и в одном и том же интервале температур. Выше показано, что если вклад квантовых механизмов в активацию существен, то он должен приводить к стабилизации деформации, чего в эксперименте не наблюдается. Прежде чем делать выводы и обсуждать, соответствует ли тот или иной из предлагаемых механизмов явлений действительности, проведем количественное сравнение экспериментальных данных по скачкообразной деформации кристаллов Sn [4] и LiF [11] с механизмом тепловой неустойчивости деформации с учетом того, что на температурных зависимостях критических напряжений сдвига у этих кристаллов имеются атермические плато, что тем не менее не мешает возникновению в них неустойчивой деформации.

Согласно данным [4], чистые кристаллы β -олова при температуре 0.5 К деформируются стабильно, в то время как в легированных 0.01 и 0.53% Cd кристаллах наблюдается скачкообразная деформация. При этом в чистом олове и олове, содержащем 0.01% Cd, на температурных зависимостях пределов текучести и коэффициентов их скоростной чувствительности ниже 1.5 К имеются платообразные атермические участки, в то время как в кристаллах с 0.53% Cd атермичность отсутствует.

Оценка в соответствии с выражениями (6) и данными [4] характерных температур T_k возникновения термической неустойчивости деформации показывает, что эти температуры в чистом и легированных 0.01 и 0.53% Cd должны быть соответственно равными 1.8, 2.1 и 3.8 К при значениях $\beta = 0.6$, $\gamma_e = 100 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-2}$ и $K = 2 \cdot 10^4 \text{ MPa}$. Оценка согласно (7с) параметра $\dot{\epsilon}_h$, задающего масштаб скоростей деформации $\dot{\epsilon}_0$, дает в случае охлаждения деформируемых образцов толщиной 10^{-3} m жидким ^3He ($h = 80 \text{ T}^2 \cdot \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ [20]) соответственно $\dot{\epsilon}_h = 4.4 \cdot 10^{-2}$, $7.6 \cdot 10^{-2}$ и 0.26 s^{-1} . При оценке T_k и $\dot{\epsilon}_h$ для олова использовалось максимальное достигнутое в опыте напряжение, предшествующее разрушению кристалла, а для легированных кристаллов — напряжения начала в них скачкообразной деформации. Для кристаллов, в которых ниже 1.5 К наблюдались атермические эффекты, при оценках использовались экстраполированные к 0.5 К значения S_T , S_ϵ и V .

Экспериментальные точки на рис. 2 демонстрируют соответствие данным [4] ($T_0 = 0.5 \text{ K}$, $\dot{\epsilon}_0 = 6.6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) механизму тепловой неустойчивости деформации. Две крайние левые точки для кристаллов олова с содержанием кадмия 0.01 и 0.53%, деформировавшихся неустойчиво, лежат в расчетной области температур и скоростей деформации возникновения неустойчивой деформации. Крайняя правая точка для чистого олова со стабильным характером деформации лежит на границе этой области. Удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом имеется и для амплитуд скачков напряже-

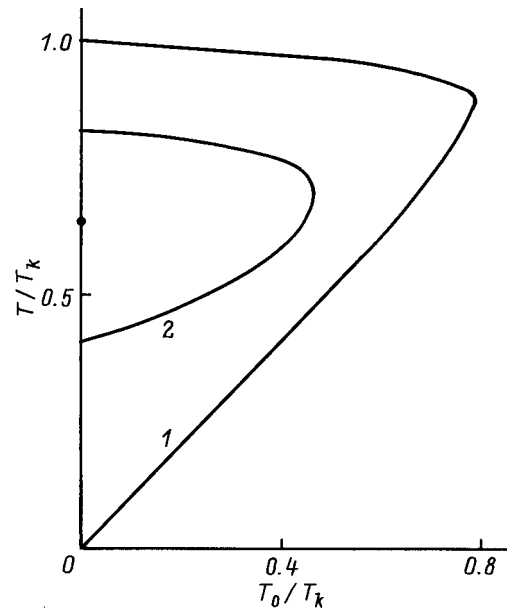


Рис. 5. Области критических температур разогрева кристалла с фоновым типом теплоемкости при значениях параметра атермичности деформации $\Theta/T_k = 0$ (1), 1.0 (2).

ний $\Delta\sigma$. Значения $\Delta\sigma$ для Sn–0.01% Cd (0.42 MPa) и Sn–0.53% Cd (1.42 MPa) приведены в безразмерных координатах (13) на рис. 4. Видно, что они лучше согласуются с выражением (13b), чем (13a), и сильно удалены от "атермических" кривых 2 и 3.

Если атермические плато ниже 1.5 К в чистом олове и олове с небольшими добавками Cd связаны с действием квантового механизма активации дислокаций, то характерная температура Θ для него должна быть величиной порядка 3 К [4]. Следовательно, параметр атермичности деформации Θ/T_k (в смысле влияния квантовой активации на тепловую стабильность деформации) равен для этих кристаллов соответственно 1.7 и 1.4. Эти значения в 2 раза превышают критическое значение этого параметра 0.69, выше которого при электронном характере теплоемкости тепловая неустойчивость деформации в кристалле не возникает при любой скорости деформации, что не согласуется с существованием скачков нагрузки в олове, легированном 0.01% Cd [4].

Рис. 5 и 6 демонстрируют результаты расчета температурных и скоростных областей возникновения термической неустойчивости деформации в кристаллах с преимущественно фоновым типом теплоемкости, $c(T) = c_m T^3$, $T_k = (c_k/c_m)^{1/3}$. Кривые 1 и 1' на этих рисунках являются границами указанных областей при чисто термофлуктуационном характере активации дислокаций. На рис. 6 приведены также данные по скачкообразной деформации кристаллов LiF, деформируемых в вакууме [11], когда скорость релаксации тепла из кристалла контролировалась объемной теплопроводностью, $\kappa(T) = \kappa_m T^3$ [23]. Согласно (7b), имеем в этом случае для температурно-

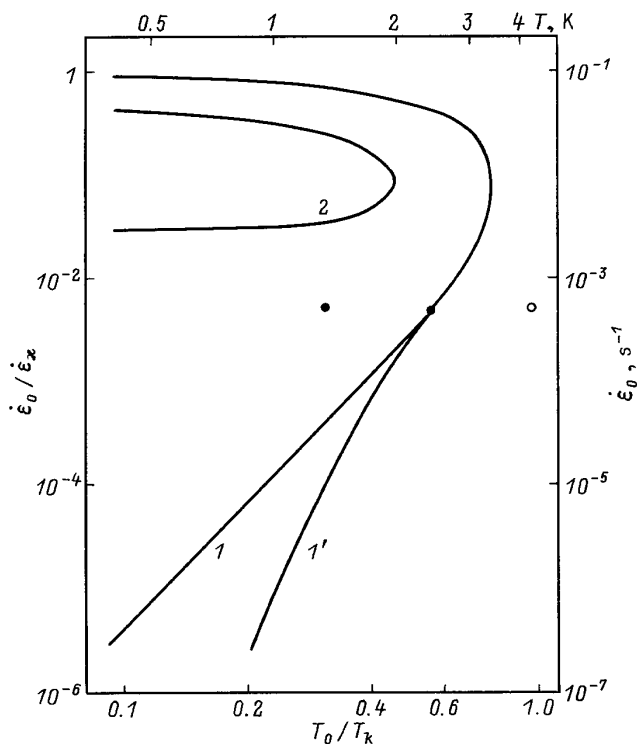


Рис. 6. Температурно-скоростные области потери деформацией тепловой стабильности при фоновом типе теплоемкости кристалла и значениях параметра атермичности деформации $\Theta/T_k = 0$ (I, I'), 1.0 (2). Экспериментальные точки — данные [11].

скоростной границы (кривая I на рис. 6) уравнение

$$\dot{\epsilon}_0(T_0) = \dot{\epsilon}_x \frac{T - T_0}{T_k} \left(\frac{T}{T_k}\right)^3, \quad \dot{\epsilon}_x = \frac{4\alpha(T_k)T_k}{\beta\sigma l^2}, \quad (14)$$

где l — длина деформируемой части кристалла. Оценки [11] показывают, что для LiF $T_k = 4.4$ К, $\dot{\epsilon}_x = 10$ с⁻¹ ($\alpha_m = 2$ Вт·м⁻¹·К⁻⁴ [23]). На рис. 6 приведены значения температур T_0 для скорости деформации $\dot{\epsilon}_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹, при которых наблюдалась (темные кружки) или не наблюдалась (светлые кружки) неустойчивость деформации в этих кристаллах. Видно, что имеется достаточное хорошее согласие между теорией и экспериментом.

В то же время, согласно [16,17], на температурных зависимостях пределов текучести кристаллов LiF, а также других щелочно-галогидных кристаллов [3,24] ниже 2.2–2.5 К наблюдаются плато, которые, как предполагается в [3,17,24], связаны с действием квантовых механизмов активации. Таким образом, для LiF $\Theta = 4.4$ –5.0 К и $\Theta/T_k \approx 1$. На рис. 5, 6 кривые 2 ограничивают области температур T , T_0 и скоростей деформаций $\dot{\epsilon}_0$, где деформация при этом значении параметра Θ/T_k неустойчива. Видно, что экспериментальные точки (темные кружки на рис. 6) располагаются в области устойчивой деформации, что не согласуется с предполагаемой квантовой атермичностью процесса активации дислокаций. При фоновом характере теплоемкости критическое значение

параметра Θ/T_k , выше которого механизм термической неустойчивости деформации полностью ”выключается”, равно 1.21 (черная точка на оси T на рис. 5).

Таким образом, как и в случае с кристаллами Sn–0.01%Cd, в LiF квантовый механизм активации, если он действует, не оказывает влияния на тепловую неустойчивость деформации. Для разрешения столь явного противоречия между тепловой неустойчивостью и атермичностью низкотемпературной деформации можно сделать ряд предположений.

1) Атермические плато на температурных зависимостях силовых характеристик деформации при низких температурах не связаны с действием квантовых механизмов активации, а имеют другие причины, которые не исключают участие термических флуктуаций в активации движения дислокаций при этих температурах.

2) Плато имеют квазиатермический характер и обусловлены объемным [25] или локальным [16] разогревом областей, где протекает пластическая деформация.

3) Плато связаны с квантовой атермичностью деформации. Нечувствительность скачкообразной деформации к ней может быть обусловлена или а) тем, что неустойчивость деформации вызвана каким-то другим, не тепловым, механизмом, или в) тем, что плато возникают только на самой начальной стадии деформации и связаны с преодолением одного вида барьеров (например, рельефа Пайерлса), а тепловая неустойчивость деформации связана с преодолением с помощью термических флуктуаций других барьеров (например, примесных атомов или дислокаций леса) при более высоких напряжениях и деформациях.

Для проверки каждого из этих предположений требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. Не вызывает, однако, сомнения, и это подтверждает сделанный в работе анализ (см. также [10–14]), что неустойчивость деформации при низких температурах обусловлена ее тепловой неустойчивостью. Очевидно, что наиболее просто и непротиворечиво механизм тепловой неустойчивости согласуется со вторым из сделанных выше предположений и, возможно, с пунктом в) третьего предположения.

Список литературы

- [1] S. Takeuchi, T. Hashimoto, K. Maeda. *Trans. Jap. Inst. Met.* **23**, 2, 60 (1982).
- [2] S. Takeuchi, K. Maeda. *Acta Metall.* **25**, 12, 1485 (1977).
- [3] В.В. Пустовалов. *ФНТ* **15**, 9, 901 (1989).
- [4] В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин. *ФНТ* **22**, 8, 965 (1996).
- [5] G. Alefeld. *Phys. Rev. Lett.* **12**, 13, 372 (1964).
- [6] V.D. Natsik, A.I. Osetskii, V.P. Soldatov. et al. *Phys. Stat. Sol.* (b) **54**, 1, 99 (1972).
- [7] Б.В. Петухов, В.Л. Покровский. *ЖЭТФ* **63**, 634 (1972).
- [8] Н.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов. *ФНТ* **5**, 12, 1433 (1979).
- [9] E. Kuramoto, S. Takeuchi, T. Suzuki. *Phys. Soc. Jap.* **34**, 5, 1217 (1973).

- [10] S.N. Komnik, V.V. Demirski. Cryst. Res. Technol. **19**, 6, 863 (1984).
- [11] О.В. Клявин, Г.А. Малыгин, Ю.М. Чернов. ФТТ **38**, 1, 189 (1996).
- [12] L.P. Kubin, Yu. Estrin. Cryst. Res. Technol. **19**, 6, 853 (1984).
- [13] Г.А. Малыгин. ФММ **63**, 5, 864 (1987).
- [14] Г.А. Малыгин. ФММ **81**, 3, 5 (1996).
- [15] K. Ozawa, T. Okada. Phys. Stat. Sol. (a) **5**, 1, K75 (1971).
- [16] Клявин О.В. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. М. (1987). 257 с.
- [17] X. Кауфман, С.В. Лубенец, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, Л.С. Фоменко, С.Э. Шумилин. ФНТ **14**, 6, 625 (1988).
- [18] К.И. Зиновьева. ЖЭТФ **60**, 6, 2243 (1971).
- [19] C.F. Mate, S.P. Sawyer. Phys. Rev. Lett. **20**, 16, 834 (1968).
- [20] D.M. Lee, H.F. Fairbank. Phys. Rev. **116**, 6, 1359 (1959).
- [21] Г.А. Малыгин. ФТТ **29**, 6, 1633 (1987).
- [22] L.V. Hovakimian, K. Kojima, I. Okada. Phys. Rev. **B51**, 10, 6319 (1995).
- [23] T. Kaburaki, Y. Kogure, Y. Hiki. J. Phys. Soc. Jap. **40**, 3, 1106 (1980).
- [24] T. Suzuki, H. Koizumi. Dislocations in Solids. Proc. IX Yamada Conf. Univ. Press, Tokyo, (1984). P. 665.
- [25] Yu Estrin, T. Tangri. Scripta Met. **15**, 3, 1323 (1981).