

Малоамплитудная скачкообразная деформация сплава Pb–27 ат.% In в сверхпроводящем и нормальном состояниях в интервале температур 1,65–4,2 К

В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

E-mail: victor.p.lebedev@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 18 ноября 2010 г., после переработки 24 декабря 2010 г.

На поликристаллах сплава Pb–27 ат.% In изучена нестабильность пластического течения в виде скачков деформирующего напряжения переменной амплитуды в интервале температур 1,65–4,2 К и разных состояниях электронной системы. Для температурного интервала 4,2–2 К в сверхпроводящем состоянии сплава диапазоны изменения амплитуды и концентрации скачков соответственно составляют $\delta\sigma_{dr} = (1-20) \cdot 10^4$ Па и $n_{dr} = 10-250$. При более низких температурах 2,2–1,65 К малоамплитудная неустойчивость проявляется в нормальном состоянии сплава со скачками $\delta\sigma_{dr} = (1-20) \cdot 10^4$ Па и концентрацией $n_{dr} = 10-250$, на фоне которой с развитием деформации возникают скачки $\delta\sigma_{dr} = 0,5-2$ МПа. Обсуждаются механизмы скачкообразной деформации сплава в разных температурных интервалах.

На полікристалах сплаву Pb–27 ат.% In вивчено нестабільність пластичної течії у вигляді стрибків деформуючої напруги змінної амплітуди в інтервалі температур 1,65–4,2 К та різних станах електронної системи. Для температурного інтервалу 4,2–2 К в надпровідному стані сплаву діапазони зміни амплітуди і концентрації стрибків складають $\delta\sigma_{dr} = (1-20) \cdot 10^4$ Па та $n_{dr} = 10-250$. При більш низьких температурах 2,2–1,65 К малоамплітудна нестійкість проявляється у нормальному стані сплаву із стрибками $\delta\sigma_{dr} = (1-20) \cdot 10^4$ Па та концентрацією $n_{dr} = 10-250$, на фоні якої з розвитком деформації виникають стрибки $\delta\sigma_{dr} = 0,5-2$ МПа. Обговорюються механізми стрибкоподібної деформації сплаву в різних температурних інтервалах.

PACS: 83.50.-v Деформация и течение материалов;
83.60.Wc Нестабильность течения.

Ключевые слова: скачок деформирующего напряжения, нормальное и сверхпроводящее состояние, деформационные и примесные дефекты.

1. Введение

Ранее было установлено [1], что при деформировании в сверхпроводящем состоянии поликристаллических сплавов Pb–(20–55) ат.% In возникает нестабильность пластического течения в виде аperiодических скачков деформирующего напряжения (drops of deformation stress) с амплитудой $10^{-2}-10^{-1}$ МПа. В этих экспериментах при фиксированной температуре испытания ($T = 3,5$ К) для исключения влияния остаточного магнитного потока, возникновение которого возможно при циклической смене нормального и сверхпроводящего состояний, деформирование образцов производили только в сверхпроводящем состоянии.

При деформации сплава состава Pb–44 ат.% In показано, что скачки малой амплитуды в сверхпроводящем состоянии проявляются в интервале температур $\Delta T \approx 2-4,2$ К [2].

В дальнейшем малоамплитудная скачкообразная деформация также была обнаружена при более низких температурах деформирования у сплава Pb–27 ат.% In, но уже в нормальном состоянии [3,4].

Поскольку неустойчивость пластического течения с малой амплитудой скачков $10^{-2}-10^{-1}$ МПа сплавов системы Pb–In наблюдается как в сверхпроводящем, так и в нормальном [1–4] состояниях, необходимо дальнейшее детальное изучение этого явления на сплаве того же состава в более широком температурном интервале.

2. Объект исследования и методика измерений

Объектом исследования являлся поликристаллический сплав постоянного состава Pb–27 ат.% In (сверхпроводник II рода), для приготовления которого использовали Pb (99,996%) и In (99,99%).

После вакуумной плавки слиток прокатывали при комнатной температуре со степенью обжатия 0,8–0,9. Вырезанные из листа образцы имели вид плоскопараллельных пластин $2 \times 4 \times 15$ мм с уширениями под захваты разрывной машины. Образцы выдерживали при комнатной температуре не более 3 ч и до проведения механических испытаний сохраняли при 250 К. Размер зерна поликристаллической структуры составлял $l_{gr} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ м.

Согласно диаграмме состояний, в сплавах системы Pb–In [5] образуются твердые растворы индия в свинце и свинца в индии, а также промежуточная α_1 -фаза. Рентгенографические данные о периоде кристаллической решетки указывают на то, что при содержании в сплаве ~15–30 ат.% Pb α_1 -фаза имеет гранецентрированную тетрагональную решетку с соотношением осей $c/a < 1$ [5]. Кроме того, согласно данным об интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей в сплаве состава Pb–20 ат.% In образуются кластеры атомов индия размером ~2 нм [6].

Образцы деформировали путем одноосного растяжения с постоянной скоростью удлинения в среде жидкого гелия при температурах 1,65–4,2 К. Погрешность поддержания температуры составляла $\pm 10^{-2}$ К.

Состояние электронной системы сплава (нормальное–сверхпроводящее) изменяли при помощи продольного относительно оси растяжения образца магнитного поля с индукцией $B \geq B_{c2} = 0,55$ Тл.

Нагрузку на образце P определяли в зависимости от времени деформации t по величине разбаланса тензодатчика моста сопротивления. Расстояние между деформируемым образцом и тензодатчиком мостом составляло ~0,5 м. Электрический сигнал разбаланса, пропорциональный величине действующей нагрузки P , усиливался фотоэлектрическим усилителем Ф 116/1 и передавался на регистрирующее устройство.

Для регистрации сигнала во времени использовали электронный самопишущий потенциометр КСП-4 (временное разрешение 1 с) и цифровой мультиметр Sanwa PC 520 M (временное разрешение 0,3 с).

Относительное удлинение образца находили из соотношения $\varepsilon = v_r t / l_0$, где $v_r = 0,5$ мкм·с⁻¹ — скорость перемещения штока нагружающего устройства и l_0 — начальная длина рабочей части образца. Погрешность определения ε составляла $\pm 0,1\%$.

Деформирующее напряжение рассчитывали из соотношения $\sigma = P(1 + \varepsilon)/S$ (S — начальное сечение образца) с погрешностью $\pm 0,5 \cdot 10^4$ Па. При указанной скорости перемещения штока, заданных начальных

параметрах образца и ресурсе пластичности ~40% скорость деформирования находилась в пределах $\dot{\varepsilon} = (3,3-2,4) \cdot 10^{-5}$ с⁻¹.

3. Экспериментальные результаты

Объектом изучения был выбран поликристаллический сплав Pb–27 ат.% In (сверхпроводник II рода с температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 7$ К и верхним критическим полем $B_{c2} = 0,55$ Тл), поскольку при такой концентрации индия при деформации в сверхпроводящем состоянии и $T = 3,5$ К наиболее наглядно проявляются скачки деформирующего напряжения с амплитудой 10^{-2} – 10^{-1} МПа [1].

Деформацию сплава проводили только в нормальном или только сверхпроводящем (в последнем случае исключалось влияние остаточного магнитного потока) состоянии. Для сопоставления амплитуды скачков с величиной разупрочнения при сверхпроводящем переходе использовали также циклическую смену состояний с магнитной индукцией внешнего поля $B = 0$ и $B \geq B_{c2}$.

На рис. 1,а,б приведены участки кривых $P(t)$ для сплава Pb–27 ат.% In при деформации в сверхпроводящем ($T = 3,3$ К) и нормальном ($T = 1,97$ К) состояниях. При различных состояниях электронной системы наблюдаются аperiодические во времени и переменные по величине скачки нагрузки $\delta P_{dr} \sim (0,1-0,7)$ Н. Кроме того, наблюдается также изменение нагрузки δP_{ns} (рис. 1,а,б), связанное с эффектом разупрочнения металла в сверхпроводящем состоянии [7]. Соотношение величин δP_{dr} и δP_{ns} составляет ~0,02–0,1.

Наблюдаемые скачки нагрузки малой величины ~0,1–0,7 Н (рис. 1,а,б) отражают физические процессы, протекающие в сплавах системы Pb–In при заданных параметрах механических испытаний, и не являются помехами в системе регистрации нагрузки деформирующего устройства. Малоамплитудная скачкообразная деформация не исчезает при кратковременном (~10–30 с) выключении системы откачки паров над жидким гелием для $T \leq 4,2$ К, что указывает на отсутствие влияния вибрации разрывной машины и системы регистрации нагрузки вследствие работы форвакуумного насоса. Изменение состояния электронной системы с помощью внешнего магнитного поля с индукцией B_{c2} позволяют наблюдать при определенных температурах скачки нагрузки небольшой амплитуды только в сверхпроводящем или же только в нормальном состояниях образца. Кроме того, анализ ранее полученных результатов [1–3] и экспериментальных данных настоящей работы свидетельствует о том, что малоамплитудная скачкообразная деформация сплавов системы Pb–In, наблюдаемая в диапазоне от предела текучести до предела прочности, является функцией температуры испытания, состояния электронной системы, кон-

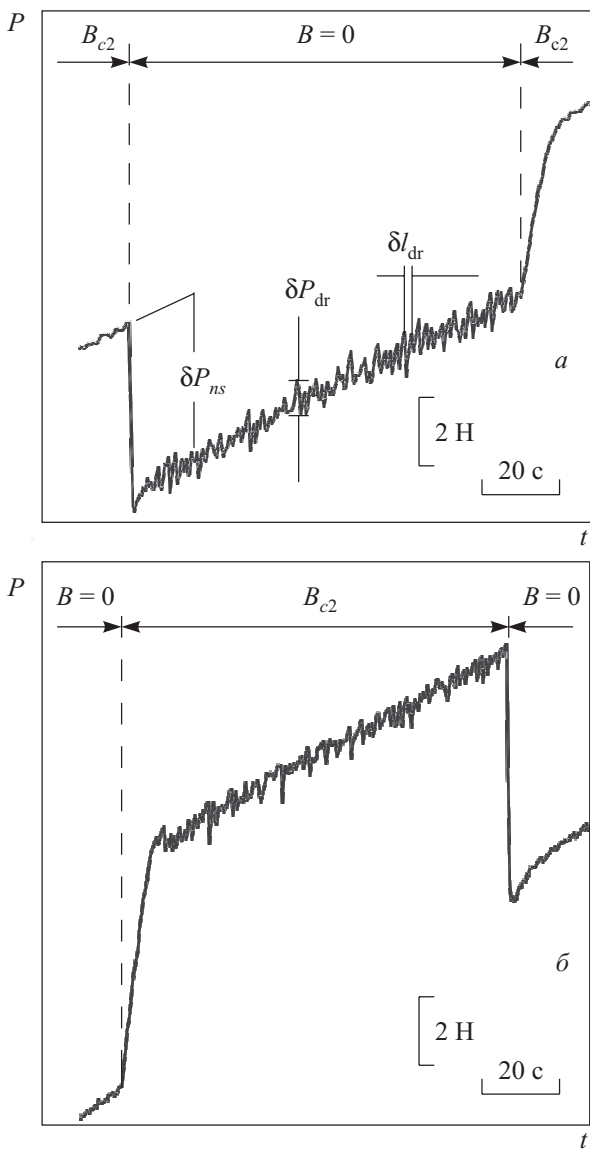


Рис. 1. Участки кривых нагружения $P(t)$ поликристаллического сплава Pb–27 ат.% In при T , К: 3,3 (а) и 1,97 (б), со сменой нормального (B_{c2}) и сверхпроводящего ($B=0$) состояний.

центрации индия в сплаве и степени относительного удлинения образца.

На рис. 2 показаны участки диаграммы нагружения $P(t)$ образца в сверхпроводящем ($T=2,4$ К), а на рис. 3 — нормальном ($T=1,65$ К) состояниях. Участки $P(t)$ (рис. 2 и 3) соответствуют разным степеням относительного удлинения ϵ сплава. В сверхпроводящем состоянии (рис. 2) практически во всем интервале деформаций наблюдаются скачки нагрузки малой амплитуды ($\sim 0,1-0,3$ Н) и только вблизи предела прочности (область возникновения сужения рабочей части образца — «шейка») на их фоне регистрируются более существенные сбросы нагрузки $\sim 2-8$ Н.

В нормальном состоянии (рис. 3) на начальном этапе нагружения имеют место только скачки малой амплитуды. В дальнейшем, с увеличением ϵ возникают

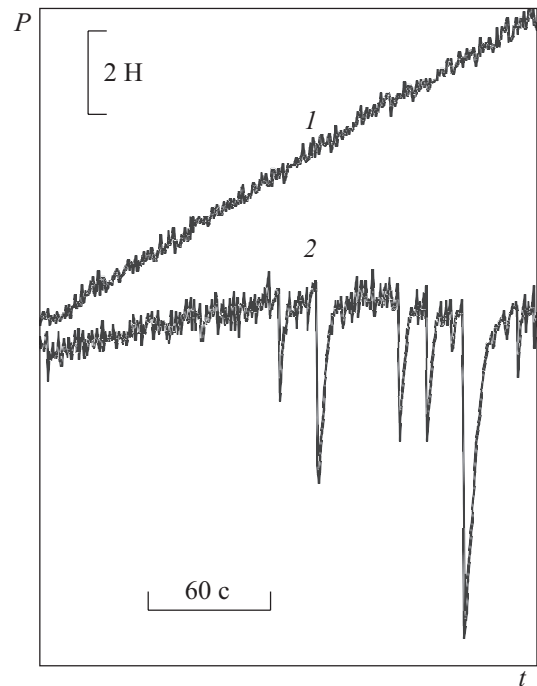


Рис. 2. Скачки нагрузки малой и большой амплитуд при нагружении сплава Pb–27 ат.% In в сверхпроводящем состоянии ($T=2,4$ К) для разных степеней относительного удлинения ϵ , %: 10 (1), 43 (2).

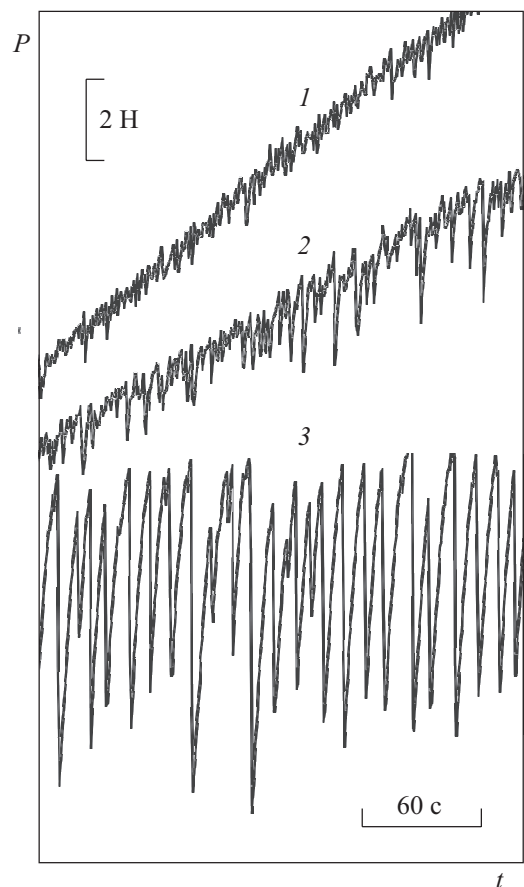


Рис. 3. Сосуществование скачков нагрузки малой и большой амплитуд при нагружении сплава Pb–27 ат.% In в нормальном состоянии ($T=1,65$ К) для разных степеней относительного удлинения ϵ , %: 6 (1), 12 (2), 24 (3).

скачки нагрузки с амплитудой в $\sim 3-10$ раз больше. При дальнейшей деформации частота и величина этих скачков настолько возрастают, что на их фоне вблизи предела прочности материала малоамплитудная неустойчивость пластического течения сплава не регистрируется. Примеры скачков нагрузки такого масштаба для многих материалов приведены и достаточно подробно описаны в обзорах [8].

Характеристиками скачкообразной деформации сплава в настоящей работе, как и в большинстве работ по изучению неустойчивости пластического течения металлов и сплавов [8], являлись число скачков n_{dr} на 1% относительного удлинения и средняя величина амплитуды скачка $\delta\sigma_{dr}$ в фиксированном интервале деформаций $\Delta\varepsilon \approx 0,5-0,75\%$. В диапазоне деформирующих напряжений от предела текучести до предела прочности образца при общем количестве скачков $\sim (0,6-7) \cdot 10^3$ усреднение производилось по массиву $\sim 50-200$ скачков.

Указанные характеристики рассчитывались при обработке аналогового сигнала электронного самопишущего потенциометра КСП-4 и цифрового сигнала мультиметра Sanwa PC 520M. Сопоставление рассчитанных характеристик по данным аналогового и цифрового каналов показало: концентрация скачков n_{dr} не

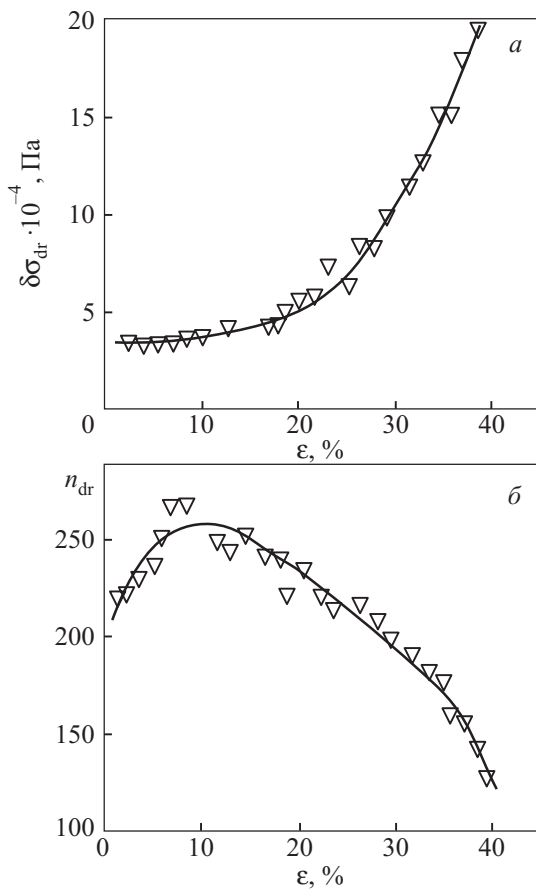


Рис. 4. Изменение амплитуды скачка $\delta\sigma_{dr}$ (а) и концентрации скачков n_{dr} (б) от ε при деформации сплава Pb–27 ат.% In в сверхпроводящем состоянии ($T = 2,4$ К).

зависит от способа записи, а усредненная амплитуда скачка $\delta\sigma_{dr}$ несколько больше в случае использования цифрового вольтметра. В последнем случае временная структура скачка прорабатывается лучше, примерно, в 2–3 раза.

Усредненная величина скачка деформирующего напряжения $\delta\sigma_{dr}$ и концентрация скачков n_{dr} как функции степени относительного удлинения ε для сверхпроводящего и нормального состояний сплава Pb–27 ат.% In показаны соответственно на рис. 4 и 5.

В случае деформирования в сверхпроводящем состоянии при $T = 2,4$ К и $\varepsilon \leq 10\%$ величина $\delta\sigma_{dr}$ практически не зависит от степени относительного удлинения и составляет $\sim 3,5 \cdot 10^4$ Па (рис. 4,а). В интервале $\varepsilon = 20-40\%$ амплитуда $\delta\sigma_{dr}$ плавно нарастает до $20 \cdot 10^4$ Па.

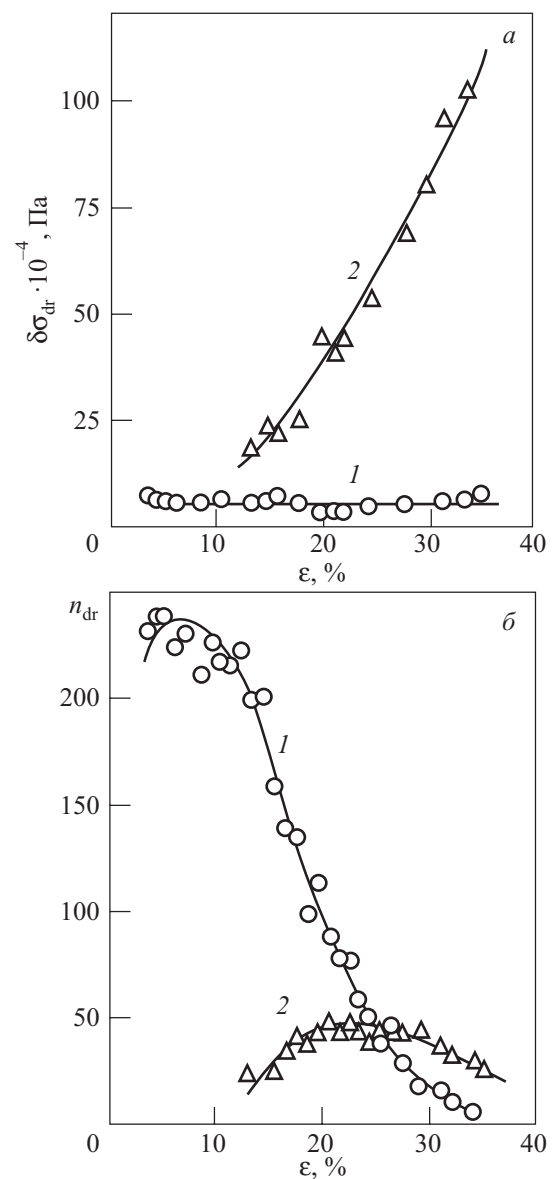


Рис. 5. Изменение величины скачка $\delta\sigma_{dr}$ (а) и концентрации скачков n_{dr} (б) от ε при деформации сплава Pb–27 ат.% In в нормальном состоянии ($T = 1,65$ К) соответственно для скачков малой (1) и большой (2) амплитуд.

Скачки большой амплитуды при $T = 2,4$ К не наблюдаются практически во всем интервале пластической деформации, кроме области образования сужения («шейка») на рабочей части образца.

Концентрация скачков n_{dr} слабо увеличивается на начальном этапе деформирования и уменьшается при больших ϵ . В интервале деформаций $\epsilon = 2\text{--}15\%$ количество скачков остается, примерно, одинаковым $n_{dr} \sim 250$ (рис. 4,б).

Как показано на рис. 3, в процессе деформационного упрочнения сплава при $T = 1,65$ К в нормальном состоянии сначала возникают скачки $\delta P_{dr} \sim 0,5$ Н, а с развитием деформации на их фоне появляются скачки с $\delta P_{dr} \geq 1\text{--}5$ Н. Зависимость амплитуды малых и больших скачков деформирующего напряжения от ϵ показана на рис. 5,а. В отличие от сверхпроводящего состояния (рис. 4,а), при деформации в нормальном состоянии амплитуда малых скачков $\delta\sigma_{dr}$ не зависит от ϵ и по абсолютной величине составляет $\sim 5 \cdot 10^4$ Па. Скачки большой амплитуды наблюдаются при $\epsilon \geq 10\%$, а их амплитуда монотонно увеличивается от 0,15 до 1 МПа (рис. 5,а).

Зависимости $n_{dr}(\epsilon)$ (рис. 5,б) для скачков малой и большой амплитуд имеют, приблизительно, одинаковую колоколообразную форму, однако максимальные концентрации скачков отличаются в ~ 5 раз. Следует отметить, что скачки с малой амплитудой наблюдаются во всем интервале деформаций, а скачки напряжения $\delta\sigma_{dr}$ большей амплитуды наблюдаются, начиная с некоторого ϵ_c .

Поскольку проявлению скачков большой амплитуды не мешает малоамплитудная неустойчивость, то вид и положение $\delta\sigma_{dr}(\epsilon)$ и $n_{dr}(\epsilon)$ в полной мере качественно и количественно характеризуют процессы неустойчивости пластического течения сплава, связанные с отрывом от структурных препятствий больших групп дислокаций.

В случае малоамплитудной скачкообразной деформации сплава в нормальном состоянии для $\epsilon \geq 10\%$ значения n_{dr} , возможно, занижены из-за преобладающего вклада скачков большей амплитуды (рис. 5,б).

Еще одной из характеристик локальной неустойчивости пластического течения является величина удлинения образца δl_{dr} , которая может быть измерена после каждого скачка деформирующего напряжения $\delta\sigma_{dr}$ (рис. 1). Поскольку выход дислокаций на внутренние и внешние границы поликристаллической структуры приводит к разрядке полей внутренних напряжений кристаллической решетки, то можно полагать, что первичным в формировании скачка $\delta\sigma_{dr}$ является удлинение образца на δl_{dr} .

Хотя величины $\delta\sigma_{dr}$ и δl_{dr} связаны между собой через эффективный модуль жесткости в системе образец–нагружающее устройство, а начальная и конечная фазы следующих друг за другом скачков могут час-

точно перекрываться, представляется целесообразным непосредственное измерение абсолютного удлинения образца между соседними скачками нагрузки (рис. 1–3).

Данные об удлинении δl_{dr} в зависимости от величины $\delta\sigma_{dr}$ иллюстрирует рис. 6. Видно, что зависимость $\delta l_{dr}(\delta\sigma_{dr})$ является единой для сверхпроводящего и нормального состояний сплава и линейной для диапазона малых и средних амплитуд скачков $(1\text{--}1,4) \cdot 10^2$ Па (рис. 6,а,б). Для $\delta\sigma_{dr} \geq 1,5$ МПа наблюдается отклонение от линейности в сторону меньших значений δl_{dr} , возможно, из-за неполной релаксации образца после сброса нагрузки большой амплитуды (рис. 2,б) или же в результате уменьшения количества подвижных дислокационных групп.

По величине δl_{dr} можно оценить количество дислокаций $\Lambda = \delta l_{dr}/b$ ($b \sim 3 \cdot 10^{-10}$ м — вектор Бюргера для свинца), дающих вклад в абсолютное удлинение образца при каждом скачке $\delta\sigma_{dr}$. Для диапазона $\delta\sigma_{dr} = (1\text{--}10) \cdot 10^4$ Па величина удлинения составляет $\delta l_{dr} = 0,1\text{--}1$ мкм (рис. 6,б), что соответствует группе $\Lambda \sim 10^2\text{--}10^3$ дислокаций, активация которых определяет амплитуду скачка.

Для диапазона $\delta\sigma_{dr} = 0,1\text{--}1,5$ МПа величина удлинения равна $\delta l_{dr} = 1\text{--}5$ мкм (рис. 6,а) и $\Lambda \sim 10^3\text{--}10^4$ дислокаций. Таким образом, количество линейных дефектов, обеспечивающих скачки $\delta\sigma_{dr}$ в этих диапазонах, отличаются на один–два порядка.

При общей плотности дислокаций $N_d \sim 10^{13}\text{--}10^{14}$ м⁻² на стадии развитой пластической деформации для диапазона $\Lambda \sim 10^2\text{--}10^4$ изменение абсолютной ($\Delta N_{dr} \approx \Lambda/l_{gr}^2$, где размер зерна поликристалла $l_{gr} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ м) и относительной плотности дислокаций при скачке составит соответственно $\Delta N_{dr} \approx 10^9\text{--}10^{11}$ м⁻² и $\Delta N_{dr}/N_d \sim 10^{-5}\text{--}10^{-3}$. Приведенные оценки указывают на весьма незначительное изменение в дефектной структуре деформируемого металла за счет одиночного скачка нагрузки.

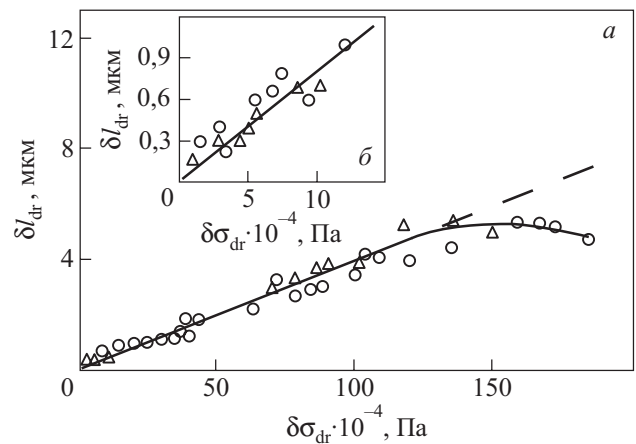


Рис. 6. Зависимость удлинения образца δl_{dr} от $\delta\sigma_{dr}$ при деформировании сплава в нормальном (O) и сверхпроводящем (Δ) состояниях.

Для установления температурных интервалов проявления малоамплитудной скачкообразной деформации в разных состояниях электронной системы образцы сплава Pb–27 ат.% In деформировали отдельно только в сверхпроводящем или только в нормальном состоянии, а также в режиме циклирования электронных состояний при помощи внешнего магнитного поля ($B = 0, B \geq B_{c2}$) в температурном интервале 1,65–4,2 К.

Температурные зависимости амплитуды скачка для сверхпроводящего и нормального состояний сплава в области $\epsilon \leq 10\%$, где величина $\delta\sigma_{dr}(\epsilon)$ остается неизменной в разных состояниях электронной системы, приведены на рис. 7.

Для сплава исследуемого состава Pb–27 ат.% In в сверхпроводящем состоянии амплитуда $\delta\sigma_{dr}$ линейно уменьшается от 10^5 Па до 10^4 Па с понижением температуры от 4,2 до 1,8 К (рис. 7,а; кривая 1). Необходимо отметить, что для сплава с более высокой концентрацией второго компонента Pb–44 ат.% In (рис. 7,а — пунктирная линия 5) в том же температурном интервале зависимость $\delta\sigma_{dr}(T)$ имеет колоколообразную форму с максимумом $\delta\sigma_{dr}(3,5 \text{ К}) = 5 \cdot 10^4$ Па и $\delta\sigma_{dr} = 0$ при $T = 2$ и 4,2 К [2].

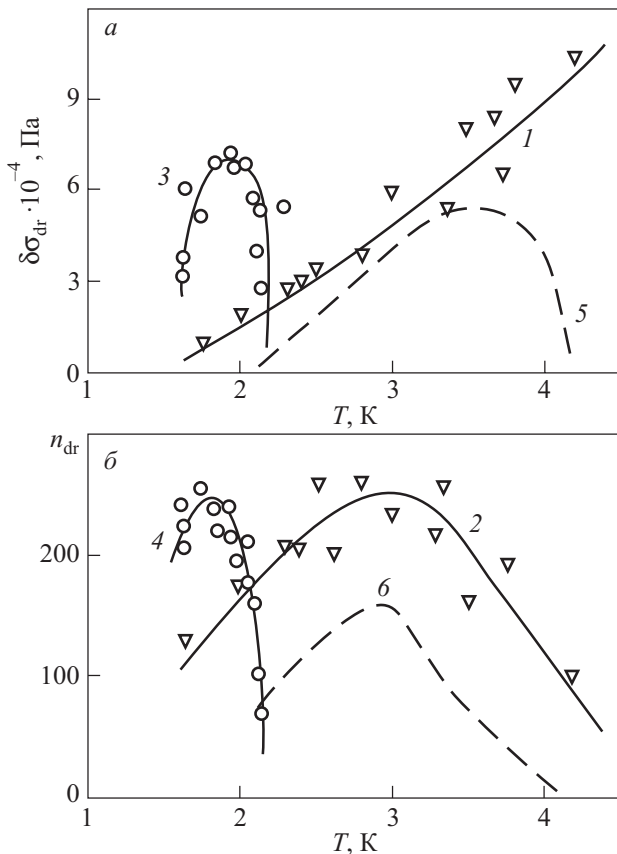


Рис. 7. Влияние температуры на величину скачка $\delta\sigma_{dr}$ (а) и концентрацию скачков n_{dr} (б) в сверхпроводящем (1, 2) и нормальном (3, 4) состояниях сплава Pb–27 ат.% In. Пунктирная линия соответствует сверхпроводящему состоянию сплава Pb–44 ат.% In: $\delta\sigma_{dr}$ (5), n_{dr} (6) [2].

Для сплава Pb–27 ат.% In в сверхпроводящем состоянии концентрация скачков увеличивается от $n_{dr}(4,2 \text{ К}) = 100$ до максимального значения 250 при $T = 3 \text{ К}$, а затем убывает до $n_{dr}(1,7 \text{ К}) = 125$ (рис. 7,б; кривая 2). Для сплава Pb–44 ат.% In зависимость $n_{dr}(T)$ также имеет колоколообразную форму (рис. 7,б; пунктирная линия б), но с более низкими значениями концентрации скачков [2].

Малоамплитудная скачкообразная деформация в нормальном состоянии сплава Pb–27 ат.% In проявляется в узком интервале температур $\Delta T = 2,2\text{--}1,65 \text{ К}$ (рис. 7). Зависимости $\delta\sigma_{dr}(T)$ (кривая 3) и $n_{dr}(T)$ (кривая 4) качественно подобны и имеют колоколообразную форму с максимумом ($\delta\sigma_{dr} = 7 \cdot 10^4$ Па и $n_{dr} = 250$) при температуре 1,8–1,9 К.

Обращает внимание, что малоамплитудная скачкообразная деформация в сверхпроводящем и нормальном состояниях реализуется в достаточно узких температурных интервалах, а в интервале температур 2,2–1,65 К скачки деформирующего напряжения малой амплитуды наблюдаются как в нормальном, так в сверхпроводящем состояниях (рис. 6).

4. Обсуждение

Приведенные экспериментальные данные и ранее полученные результаты [1–4] позволяют определить условия возникновения и характеристики скачкообразных изменений нагрузки при различных состояниях электронной системы поликристаллического сплава Pb–27 ат.% In:

- если ранее этот эффект наблюдался на сплавах системы Pb–In различной концентрации в сверхпроводящем состоянии [1,2], то, согласно результатам выполненной работы, понижение температуры деформирования до $T \leq 2,2 \text{ К}$ приводит к возникновению малоамплитудной неустойчивости пластического течения и в нормальном состоянии;

- изменение температуры в интервале от 4,2 до $\sim 2 \text{ К}$ способствует подавлению скачкообразной деформации малой амплитуды в сверхпроводящем состоянии, а интервале от 2,2 до 1,65 К — возникновению и росту скачков малой амплитуды в нормальном состоянии;

- в нормальном состоянии, начиная с некоторой критической степени относительного удлинения, и в сверхпроводящем состоянии вблизи предела прочности сплава на фоне аperiодических скачков малой амплитуды также наблюдаются скачки деформирующего напряжения с амплитудой, большей в 5–20 раз.

Скачкообразная деформация в сверхпроводящем и нормальном состояниях происходит на фоне общего деформационного упрочнения сплава ($d\sigma/d\epsilon \geq 0$) (рис. 1–3), что указывает на одновременное протекание в дислокационной системе следующих процессов: взаимодействие и динамика собственных и примесных де-

фектов, а также частичное (локальное) скачкообразное разупрочнение кристаллической решетки в результате специфического поведения отдельных дислокационных групп.

Прежде чем перейти к анализу возможных механизмов скачкообразной деформации, рассмотрим характер дислокационной системы сплава. Поскольку компоненты сплава обладают низким значением дефекта упаковки [9], то при искажении кристаллической решетки в процессе деформирования возникает характерная ячеистая дислокационная структура во всем объеме монокристалла или в пределах зерна поликристалла [10]. Такая структура представляет собой домены кристаллической решетки (ячейки), которые содержат отдельные дислокации и их скопления небольшой плотности. Такие ячейки окружены скоплениями дислокаций более высокой плотности (стенки ячеек). Иными словами, распределение линейных дефектов в деформируемом металле является неоднородным с градиацией дислокационных скоплений по их плотности (отдельные дислокации и группы дислокаций).

Такой характер дефектной структуры качественно объясняет данные, представленные на рис. 6, и согласуется с оценкой количества $\Lambda \sim 10^2$ и 10^4 дислокаций, формирующих скачки малой и большой амплитуды.

В настоящее время имеется два основных подхода для объяснения причин возникновения низкотемпературной скачкообразной деформации металлов и сплавов: увеличение подвижности дислокаций за счет локального термического разогрева кристаллической решетки (термомеханическая неустойчивость), лавинообразное зарождение подвижных дислокаций либо прорыв потенциальных барьеров дислокационными скоплениями без участия температуры [8].

Анализ критерия термомеханической неустойчивости и роли состояния электронной системы металла позволил идентифицировать первичный контролирующий механизм малоамплитудной скачкообразной деформации в сверхпроводящем состоянии сплава как локализованное атермическое преодоление группой дислокаций потенциальных барьеров различной мощности (атомы примеси, их скопления и выделения другой фазы) [1].

В пользу этого свидетельствует также оценка длительности начального этапа скачка деформирующего напряжения теоретически $\sim 10^{-9} - 10^{-8}$ с [11] и в результате прямого измерения $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$ с [12]. Кроме того, возрастание температуры образца происходит только после первоначального сброса нагрузки [12].

Реализация атермического механизма преодоления одиночной или группой дислокаций потенциального барьера возможна в результате флуктуации локальных внутренних и внешних напряжений в кристаллической решетке, а также за счет смены механизма преодоления линейным дефектом этого барьера.

Неоднородное распределение дислокаций способствует созданию различного уровня внутренних напряжений σ_i в объеме кристаллической решетки. Наиболее высокий уровень σ_i имеет место в стенках ячеек, далее следуют небольшие скопления дислокаций внутри ячеек и одиночные дислокации, которые перемещаются в усредненном поле внутренних напряжений. Иными словами, одиночные дислокации находятся на самом низком энергетическом уровне перед потенциальным барьером. Для скоплений дислокаций внутри ячейки этот уровень более высокий, а дислокации в стенках ячеек находятся ближе всего к вершине потенциального барьера.

При флуктуациях внешнего σ и внутреннего σ_i напряжения в локальном объеме кристаллической решетки величина эффективного напряжения $\sigma^* = \sigma - \sigma_i$ может оказаться достаточно низкой, что создает условия для неустойчивости различных по мощности групп дислокаций и увеличивает вероятность преодоления потенциальных барьеров внутри ячеек и в стенках ячеек.

Таким образом, возникновение сбросов деформирующего напряжения различной амплитуды $\delta\sigma_{dr} \sim 0,1 - 1$ МПа как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях сплава может контролироваться механизмом, предполагающим силовое (атермическое) преодоление потенциального барьера группами дислокаций мощностью $\Lambda \sim 10^2$ и $\Lambda \sim 10^4$ как внутри, так и в стенках ячеек.

Наличие скачков деформирующего напряжения амплитудой $\delta\sigma_{dr} \sim 1$ МПа (рис. 2, 3) в нормальном и сверхпроводящем (только вблизи предела прочности) состояниях, а также проявления эффекта разупрочнения образца при уменьшении электронной вязкости (рис. 1) свидетельствуют о том, что различные составляющие дислокационной структуры металла не одинаково реагируют на сверхпроводящий переход.

Перемещение одиночных дислокаций в кристалле через систему стопоров (дислокации «леса», атомы второго элемента в сплаве и их скопления, выделения другой фазы и др.) весьма чувствительно к состоянию электронной системы [10,13,14]. Уменьшение концентрации нормальных электронов в сверхпроводящем состоянии снижает общий уровень внутренних напряжений в дефектной структуре кристалла и дает возможность реализации различных механизмов преодоления потенциальных барьеров для одиночных и группы ($\Lambda \sim 10^2$) дислокаций.

Уменьшение электронной компоненты торможения дислокаций при $T < T_c$, хотя и незначительно, но снижает уровень внутренних напряжений в кристалле. Однако для активации больших дислокационных групп $\Lambda \sim 10^4$ этого оказывается недостаточно, и поэтому скачки большой амплитуды в сверхпроводящем состоянии во всем диапазоне пластической деформации

(за исключением области формирования сужения на рабочей части образца) не проявляются (рис. 2).

Подавление малоамплитудной скачкообразной деформации при понижении температуры в сверхпроводящем состоянии и ее возникновение уже в нормальном состоянии (рис. 7) может свидетельствовать об уменьшении роли электронной системы и возникновении других факторов, влияющих на открепление дислокаций от стопоров.

Проявление малоамплитудной скачкообразной деформации $\delta\sigma_{dr} \sim (1-10) \cdot 10^4$ Па у сплава Pb-27 ат.% In в узком интервале температур 1,65–4,2 К (относительное изменение температуры составляет $\sim 2,5$ раза) как в сверхпроводящем, так и в нормальном состояниях может быть связано также с наличием (и интерференцией) нескольких механизмов, контролирующих динамику небольших дислокационных групп. Схематически эти механизмы представлены на рис. 8.

В случае термоактивируемого преодоления дислокацией потенциального барьера температурный ход деформирующего напряжения определяется кривой 1 (рис. 8) [13,14]. Однако для ГЦК кристаллов при низких температурах ($T < 10$ К) возможно проявление различных атермических механизмов преодоления дислокацией потенциального барьера (квантовое туннелирование, инерционный и термоинерционный механизмы и др.) [13,14], что приводит к снижению деформирующего напряжения до уровня, ограниченного кривой 2 (рис. 8). Изменение вида $\sigma(T)$ [13,14] происходит также при переходе металла в сверхпроводящее состояние (разупрочнение металла в результате уменьшения электронной компоненты торможения дислокаций при температурах ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c) — кривая 3 (рис. 8).

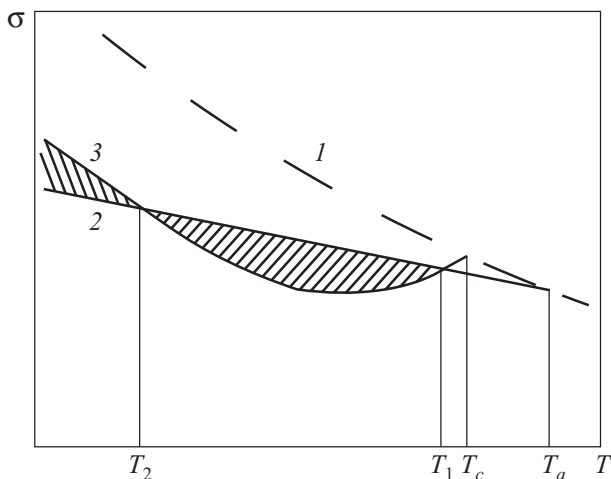


Рис. 8. Схема температурных зависимостей деформирующего напряжения σ при термоактивируемом (1) и атермическом (2) механизмах движения дислокаций, а также величины разупрочнения при сверхпроводящем переходе (3).

Из предложенной схемы следует, что в интервале температур от T_1 до T_2 ($T_1 < T_c$) открепление небольшой дислокационной группы ($\Lambda \sim 10^2$) от препятствия облегчается в результате перехода в сверхпроводящее состояние однородного раствора индия в свинце, α_1 -фазы и кластеров индия ($T_c = 3,4$ К) в Pb-27 ат.% In. Снижение электронной вязкости приводит к активизации различного рода механизмов (возрастание частоты попыток преодоления барьера, инерционный, термоинерционный и др. [7]) и, как результат, снижению уровня внутренних напряжений кристаллической решетки.

При температурах $T < T_2$ (рис. 8) наблюдается снижение чувствительности динамики дислокаций к сверхпроводящему переходу, что указывает на возможную смену механизма, контролирующего пластическое течение кристалла. В этом температурном интервале такие механизмы как: квантовое туннелирование дислокаций, различного рода инерционные способы преодоления потенциального барьера и др. [13,14] оказывают более эффективное воздействие на динамику отдельных дислокаций в целом по кристаллу и на открепление от стопоров различных по мощности дислокационных групп в нормальном состоянии (скачки $\delta\sigma_{dr}$ малой и большой амплитуд — рис. 3).

Таким образом, характерной особенностью низкотемпературного пластического течения сплава Pb-27 ат.% In в нормальном и сверхпроводящем состояниях (различные температурные интервалы) является возникновение скачков деформирующего напряжения с амплитудой 10^4-10^5 Па. Возникновение скачков деформирующего напряжения малой амплитуды при понижении температуры испытания сначала в сверхпроводящем, а затем в нормальном состояниях связывается с изменением атермического механизма открепления групп $\sim 10^2$ дислокаций от препятствий.

1. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, С.В. Савич, *ФНТ* **34**, 300 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 234 (2008)].
2. С.В. Лебедев, *Вісник ХНУ, сер. «Фізика»* **865**, 69 (2009).
3. В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, *Матеріали 9-ї Міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах»*, Харків (2009), с. 104.
4. В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, *Вісник ХНУ, сер. «Фізика»* **915**, 102 (2010).
5. А.Е. Вол, И.К. Каган, *Строение и свойства двойных металлических сплавов*, Наука, Москва (1976).
6. И.С. Брауде Н.В. Исаев, О.Н. Онишко, *Вісник ХНУ, сер. «Фізика»* **739**, 164 (2006).
7. В.В. Пустовалов, *ФНТ* **26**, 515 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 375 (2000)].
8. В.В. Пустовалов, *ФНТ* **34**, 871 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 683 (2008)].
9. П.Б. Волосевич, *УФЖ* **26**, 1154 (1981).

10. М.Л. Бернштейн, В.А. Займовский, *Механические свойства металлов*, Металлургия, Москва (1979).
11. В.Н. Выдашенко, А.И. Ландау, *ФТТ* **19**, 614 (1977).
12. V. Obst and A. Nyilas, *Adv. Cryogenic Eng.* **A44**, 311 (1998).
13. В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Металлургия, Москва (1975).
14. О.В. Клявин, *Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах*, Наука, Москва (1987).

Low-amplitude jump-like deformation of Pb–27 at.% In alloy in superconducting and normal states in the temperature range 1.65–4.2 K

V.P. Lebedev, V.S. Krylovskiy, and S.V. Lebedev

For polycrystals of the Pb–27 at.% In alloy the instability of plastic flow of different amplitude was stu-

died in the interval 1,65–4,2 K and in different states of the electronic system. The drops of deformation stress with amplitude $\delta\sigma_{dr} = (1-20) \cdot 10^4$ Pa and concentration $n_{dr} = 10-250$ were observed in the superconducting state of the alloy at temperatures between 4,2 and 2 K. At lower temperatures 2.2–1.65 K the low-amplitude instability manifests itself in the normal state of the alloy with jump amplitude $\delta\sigma_{dr} = (1-20) \cdot 10^4$ Pa and concentration $n_{dr} = 10-250$, against the background of which with developing deformation there occur jumps $\delta\sigma_{dr} = 0,5-2$ MPa. The mechanisms of jump-like deformation of the alloy in different temperature ranges are discussed.

PACS: **83.50.-v** Deformation and flow;
83.60.Wc Flow instabilities.

Keywords: deformation stress drop, normal and superconductive state, deformation and impurity defects.