

Влияние сверхпроводящего перехода на низкотемпературную скачкообразную деформацию металлов и сплавов (Обзор)

В. В. Пустовалов

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
Украина, 61164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: pustovalov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 7 декабря 1999 г., после переработки 3 февраля 2000 г.

Рассматриваются имеющиеся экспериментальные данные о влиянии сверхпроводящего перехода на низкотемпературную скачкообразную деформацию металлов и сплавов. Приведены гипотезы относительно механизма влияния, которые сравниваются с экспериментом. Обсуждаются экспериментальные и теоретические работы по исследованию низкотемпературной скачкообразной деформации и высказываются предположения относительно механизма этого явления.

Розглянуто експериментальні дані про вплив надпровідного переходу на низькотемпературну стрибкоподібну деформацію металів та сплавів. Наведено гіпотези відносно механізму впливу, які порівнюються з експериментом. Обговорюються експериментальні та теоретичні роботи по дослідженню низькотемпературної стрибкоподібної деформації і висловлюються припущення відносно механізму цього явища.

PACS: 62.20.Fe, 74.25.Ld

Содержание

| | |
|---|-----|
| Введение | 515 |
| 1. Первые эксперименты | 517 |
| 2. Техника эксперимента | 518 |
| 3. Результаты экспериментальных исследований | 518 |
| 3. 1. Чистые металлы | 518 |
| 3. 2. Сплавы | 520 |
| 3. 3. Композитный сверхпроводник | 524 |
| 4. Микроскопическая скачкообразная деформация | 524 |
| 5. Гипотезы относительно влияния сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию | 526 |
| 6. Обсуждение | 529 |
| 7. Выводы | 534 |
| Список литературы | 534 |

Введение

С понижением температуры пластическая деформация большинства металлов, сплавов, ионных кристаллов становится макроскопически нестабильной и на кривой упрочнения возникают скачки деформирующего напряжения, составляющие 10–15% от уровня напряжения [1,2]. Накоп-

ленные за сорок с лишним лет экспериментальные данные позволяют определить характерные закономерности низкотемпературной скачкообразной деформации (НСД) такого масштаба. Этот тип скачкообразной деформации не является следствием процессов деформационного двойникования, деформационного полиморфизма, трещинообразования, которые также сопровождают-

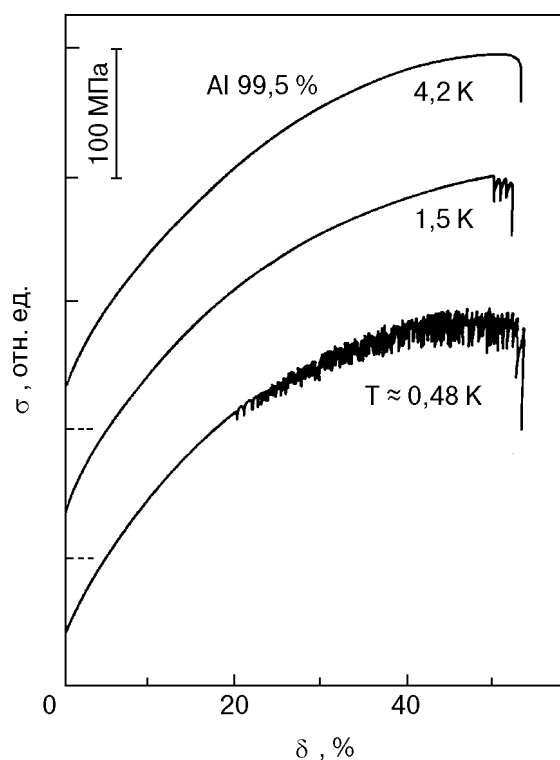


Рис. 1. Кривые растяжения алюминиевых поликристаллов чистотой 99,5% в нормальном состоянии. Для наглядности кривые разнесены на 100 МПа. Скорость деформирования $1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

ся скачками напряжения; НДС возникает при определенной для каждого материала низкой температуре (ниже 20–30 К) и с дальнейшим ее понижением усиливается по амплитуде скачков и их частоте, а начало НДС смещается в сторону предела текучести (рис. 1). В очень чистых металлах НДС не наблюдалась вплоть до самых низких (0,5 К) температур измерения, а в примесных кристаллах и сплавах скачкообразная деформация усиливается с ростом концентрации примеси и легирующего элемента. Часто скачкообразная деформация на кривой упрочнения начинается с одиночных скачков, разделенных участками стабильной деформации.

В силу неясности своей природы НДС является предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований (большинство из них упомянуты в обзорах [1,2]). В процессе исследований высказывалось несколько гипотез относительно природы НДС, из которых основными являются две. Одна из них, назовем ее тепловой, состоит в предположении, что причиной низкотемпературных скачков является термомеханическая неустойчивость, т.е. возникновение кратковременных локальных перегревов, приводящих к резким падениям деформирующего на-

пряжения. Появление таких перегревов при низких температурах возможно вследствие локализации деформации, повышения деформирующего напряжения и понижения теплофизических характеристик (теплоемкости, теплопроводности). Основным аргументом в пользу такой трактовки, по-видимому, следует считать регистрацию при скачке всплеска температуры. В рамках этой гипотезы, сравнительно легко формализуемой, выполнено значительное количество детальных теоретических работ, в которых были определены критерии неустойчивости, область существования, зависимость напряжения σ_{cr} и деформации ϵ_{cr} начала НДС от температуры и размеров образца. Сошлемся на первые работы, выполненные разными авторами [3–9]. Необходимо подчеркнуть, что гипотеза о термомеханической неустойчивости может быть реализована только в случае, когда пластическая деформация является термоактивированным процессом.

Вторая гипотеза, предложенная в [10], назовем ее условно дислокационной, состоит в предположении, что в процессе деформации с затрудненным при низких температурах поперечным скольжением образуются дислокационные скопления, прорыв которых при высоких локальных напряжениях, синхронизированный по времени, интегрально приводит к макроскопическому скачку напряжения. Имеется достаточное количество косвенных экспериментальных аргументов (чувствительность НДС к структуре, примеси, ориентации, наличие НДС при положительной чувствительности напряжения к температуре) в пользу этой предложенной в [10] гипотезы. Существование дислокационных скоплений подтверждено прямыми электронномикроскопическими наблюдениями. Но эта гипотеза, к сожалению, не явилась предметом теоретических исследований.

Для прогресса в выяснении природы и конкретных механизмов НДС желательно проведение новых экспериментов, которые позволили бы осуществить контролируемые изменения в одном и том же деформируемом образце. С этой точки зрения представляются привлекательными и принципиальными измерения в сверхпроводниках. В них можно осуществить деформацию одинаковых образцов, находящихся в разных электронных состояниях. Сверхпроводящий переход возможен в процессе деформации, в том числе и скачкообразной. В этом случае на доли процента изменяется деформирующее напряжение из-за уменьшения электронного торможения дислокаций, но очень существенно уменьшается (иногда увеличивается) теплопроводность образца. От то-

го, как будет влиять на НДС сверхпроводящий переход и будет ли вообще влиять, зависит, какой гипотезе следует отдать предпочтение. Некоторое время эта прозрачная идея не могла быть реализована из-за технических трудностей: в сверхпроводниках с относительно высокой T_c (например, в свинце и свинцовых сплавах) скачкообразная деформация возникает, как правило, вблизи ~ 1 К. В материалах, в которых скачкообразная деформация уже при 4,2 К хорошо развита (например, в алюминии и его сплавах), T_c весьма низка (~ 1 К). Создание новой деформационной техники [11] позволило расширить интервал измерений до 0,4 К.

В настоящее время накоплен значительный экспериментальный материал, что позволяет систематизировать полученные данные и понять общие закономерности влияния сверхпроводящего перехода на НДС. Как будет показано ниже, всегда наблюдается качественно одинаковый результат: в сверхпроводящем состоянии макроскопическая скачкообразная деформация либо отсутствует, либо существенно менее развита, чем в нормальном состоянии. Рассмотрение наблюдаемых закономерностей и сопоставление их с существующими гипотезами составляет содержание настоящей обзорной работы.

1. Первые эксперименты

По нашему мнению, вопрос о влиянии сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию впервые был поставлен в работе [4], выполненной на монокристаллах ниобия. Эксперимент состоял в деформировании при определенных температурах ниже T_c нескольких образцов одинаковой чистоты с близкими ориентациями осей растяжения. Одни образцы деформировались полностью в нормальном состоянии (вследствие помещения в магнитное поле выше критического поля сверхпроводящего перехода H_c), другие — в сверхпроводящем. При 2,17 К формы кривых растяжения заметно различались (рис. 2), а в случае кривых со скачкообразной деформацией различались величины сдвигового напряжения τ_c начала скачкообразной деформации. В N -состоянии скачки напряжения начинались раньше ($\tau_{cN} = 165$ МПа), чем в S -состоянии ($\tau_{cS} = 208$ МПа). В одном из образцов, находящемся в S -состоянии, скачкообразная деформация вообще не наблюдалась. Результат, полученный при 4,2 К, оказался менее определенным, так как различие было невелико. Авторы утверждают (иллюстрации и цифры не приведены), что при 4,2 К τ_{cS} чуть ниже τ_{cN} , т.е. эффект обратный.

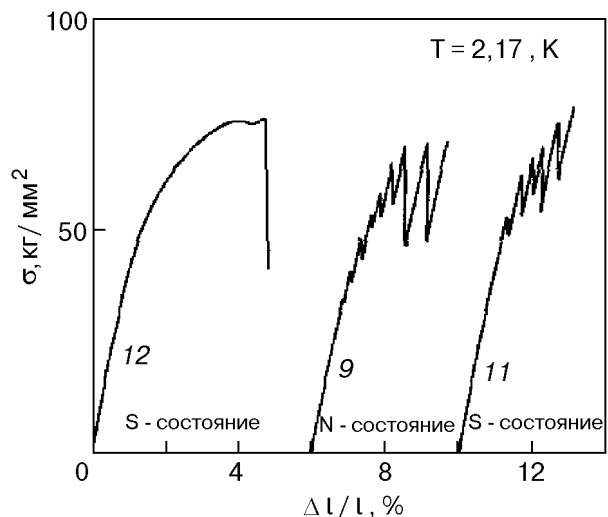


Рис. 2. Кривые растяжения монокристаллов ниобия с близкими ориентациями осей растяжения в разных состояниях, $T = 2,17$ К; $\dot{\epsilon} < 10^{-4}$ с $^{-1}$ [4].

Надежность сделанных выводов снижалась из-за того, что эксперименты проводились на разных образцах, отличающихся ориентациями осей растяжения. При измерениях на одном образце, но с изменением состояния в процессе деформирования для свинца и свинцовых сплавов получены более определенные результаты [12]. В нормальном состоянии в условиях растяжения вблизи разрушения деформация протекает скачкообразно (рис. 3). Сверхпроводящий переход приводит либо к исчезновению скачков, либо к существенному уменьшению их амплитуды (рис. 3б). Однако в изученном температурном интервале (до 1,65 К) скачкообразная деформация наблюдалась не всегда, часто за границей однородного удлинения.

К числу первых относят еще работу [13], в которой обнаружена микроскопическая скачкообразная деформация с амплитудой скачков, составляющей $\sim 0,01\%$ от деформирующего напряжения τ . Эффект сверхпроводящего перехода оказался противоположным тому, который возникал в условиях макроскопической скачкообразной деформации. В разд. 4 проанализирован этот результат и показано, что обнаруженные закономерности свидетельствуют о том, что это другой тип скачков. Итак, для выяснения вопроса о влиянии сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию необходимы были систематические, детальные исследования, как правило, при $T < 1$ К.

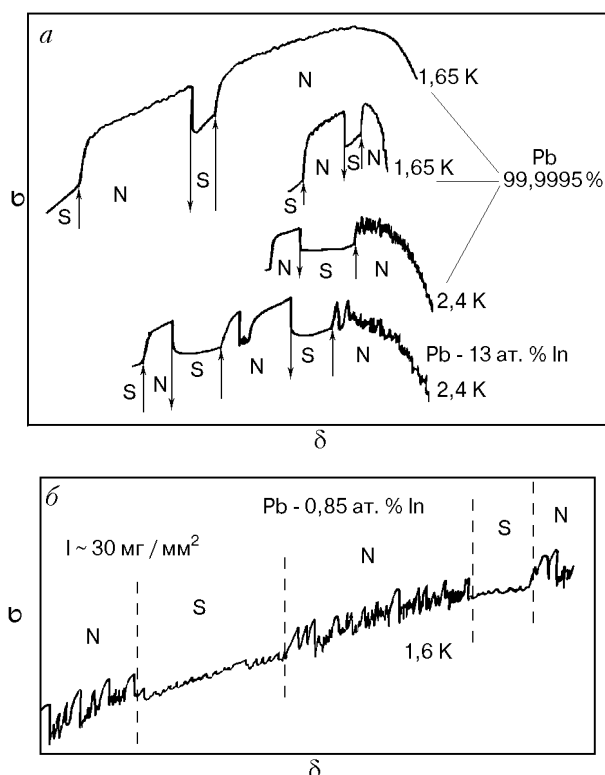


Рис. 3. Участки кривых растяжения поликристаллов высокочистого свинца (99,9995% Pb) и сплавов Pb-13 ат.% In (а) и Pb-0,85 ат.% In (б) с многократными SN- и NS-переходами, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$, $T = 1,6-4,2 \text{ K}$ [12].

2. Техника эксперимента

Объектами исследования служили сверхпроводники, в которых при гелиевых температурах наблюдалась хорошо развитая скачкообразная деформация. Среди изученных материалов были чистые металлы (Al, Pb, In), сплавы (In-Pb, Pb-In, Al-Mg, Al-Mn, Al-Li, Sn-Cd) и композитный сверхпроводник Nb-Cu. Изучались как монокристаллические образцы, так и поликристаллы в условиях растяжения и сжатия с постоянной скоростью деформирования $\dot{\epsilon} = 10^{-4}-10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Большинство экспериментов осуществлялось в интервале 4,2-0,5 K на оригинальной установке [11] с использованием трехступенчатой системы охлаждения с помощью жидких азота, ^4He и ^3He . Детальное описание установки и техники эксперимента содержится в [14]. Нормальное состояние образца ниже T_c задавалось магнитным полем напряженностью выше критической, а перевод образца в процессе деформирования из S- в N-состояние и наоборот осуществлялся включением и выключением магнитного поля.

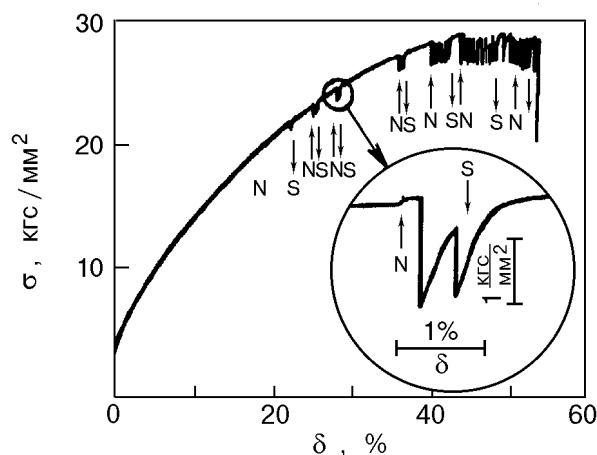


Рис. 4. Кривая растяжения поликристаллического алюминия чистотой 99,5% с многократным изменением состояния (\uparrow соответствует моменту включения магнитного поля $H > H_c$, \downarrow — его выключению), $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$, $T = 0,5 \text{ K}$ [15].

3. Результаты экспериментальных исследований

3.1. Чистые металлы

Одним из наиболее удобных металлов для изучения НДС является алюминий, который служил первым объектом детального исследования влияния сверхпроводящего перехода на НДС. На рис. 4 показан участок кривой упрочнения поликристаллического алюминия чистотой 99,5% в среде жидкого He-3 при $T = 0,5 \text{ K}$ и в увеличенном масштабе элемент этого участка. Обозначения N и \uparrow соответствуют моменту включения магнитного поля $H \geq H_c$, а S и \downarrow — выключению. Видно, что сначала скачкообразная деформация возникает только в нормальном состоянии, а переход в сверхпроводящее состояние приводит к полному исчезновению скачков; увеличение деформирующего напряжения за счет перевода образца в нормальное состояние $\Delta\sigma_{NS}$ значительно меньше спада нагрузки при скачке, а повторный срыв нагрузки может произойти при напряжении меньшем, чем в сверхпроводящем состоянии перед началом скачкообразной деформации. Скачки в сверхпроводящем состоянии появлялись при напряжениях вблизи разрыва образца, срыв нагрузки происходил при напряжениях больших, чем при начале скачков в нормальном состоянии. Такая же чувствительность характера пластического течения к электронному состоянию наблюдалась и в монокристаллах алюминия (рис. 5). Весьма ярко зависимость характера пластического течения от электронного состояния образца проявляется в экспериментах по деформированию одинаковых образцов при одной и той же темпе-

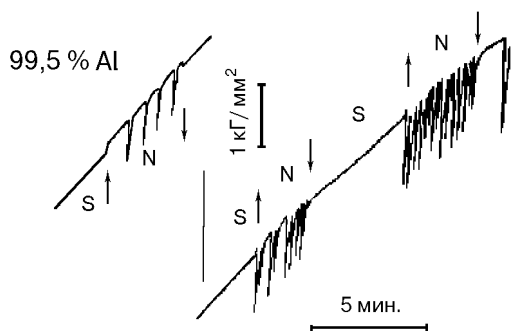


Рис. 5. Участки кривой растяжения монокристаллов алюминия чистотой 99,5% с многократными SN- и NS-переходами (\uparrow – момент перехода в N-состояние, \downarrow – момент перехода в S-состояние), $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$, $T = 0,5 \text{ K}$.

ратуре, но в разных состояниях. На рис. 6 представлены такие данные для поликристаллов алюминия чистотой 99,5%, полученные при 0,8 K в нормальном (\times) и сверхпроводящем (\circ) состояниях. Обращают на себя внимание две особенности: а) количество скачков в N-состоянии значительно больше, чем в S-состоянии; б) кривая упрочнения в N-состоянии находится несколько ниже кривой в S-состоянии. Последняя особенность, по-видимому, не связана с наличием или отсутствием скачкообразной деформации, а обусловлена, как показали специальные исследования, бóльшим коэффициентом деформационного упрочнения в сверхпроводящем состоянии. На основании полученных при разных температурах кривых были определены температурные зависимости числа скачков (n) в N- и S-состояниях (рис. 7). С понижением температуры число скачков в N-состоянии резко возрастает, в то время как число скачков в S-состоянии почти на порядок меньше и очень слабо зависит от температуры. Отметим попутно, что замена охлаждающей

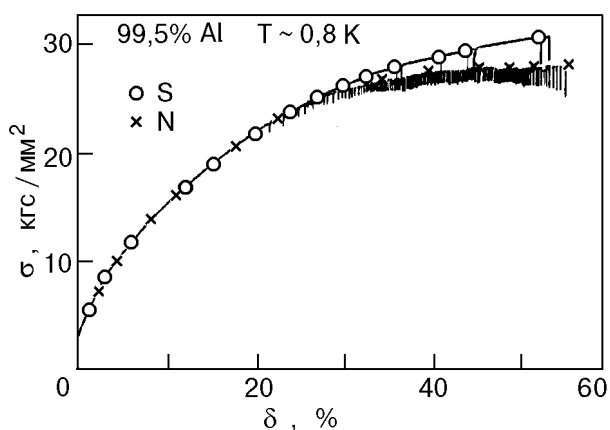


Рис. 6. Кривые растяжения поликристаллического алюминия чистотой 99,5%, полученные при деформации полностью в N- (\times) и S-состояниях (\circ), $T = 0,8 \text{ K}$ [15].

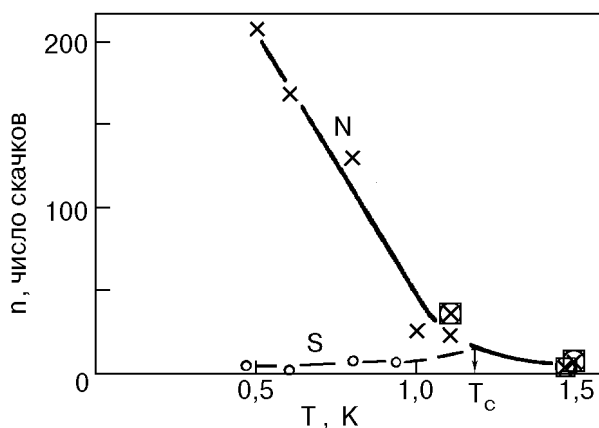


Рис. 7. Температурные зависимости числа скачков в N- (\times , \boxtimes) и S-состояниях (\circ), \times , \circ – эксперименты в жидком He-3, \boxtimes – в жидком He-4 [15].

среды (He-4 на He-3, сильно отличающихся по тепловым свойствам), практически не повлияла на количество скачков.

Исследования, проведенные на свинце [12,13,17] до 0,5 K, показали наличие скачкообразной деформации двух масштабов. Макроскопическая скачкообразная деформация, монотонно усиливающаяся с понижением температуры, оказалась чрезвычайно чувствительной к электронному состоянию образца (рис. 8). В поликристаллах высокочистого (99,997%) свинца появление макроскопических скачков наблюдалось ниже

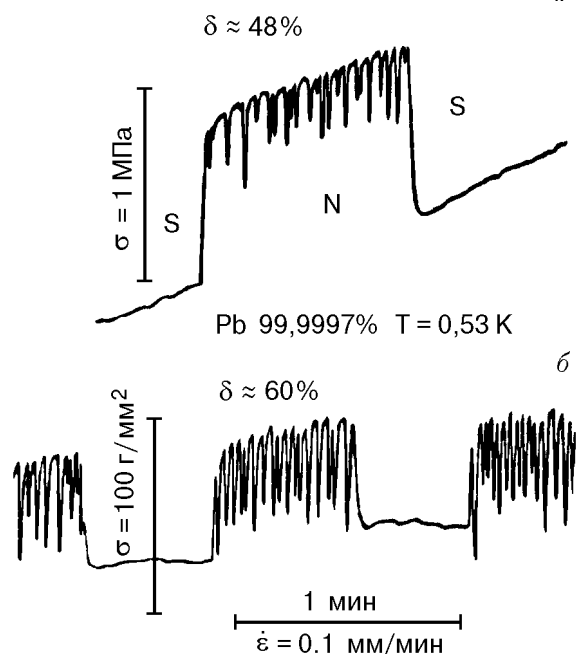


Рис. 8. Участки кривых растяжения при $T = 0,5 \text{ K}$ (а) и сжатия при $T = 0,48 \text{ K}$ [17] (б) поликристаллов свинца чистотой 99,9997% в области проявления скачкообразной деформации с многократными NS- и SN-переходами, $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

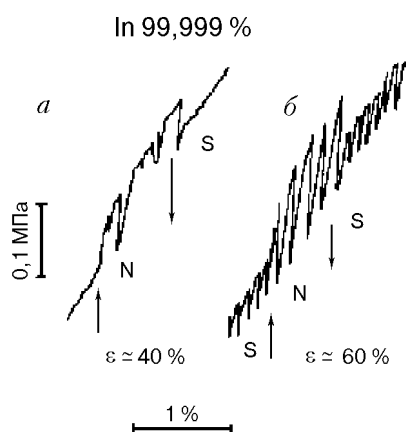


Рис. 9. Участки кривой сжатия монокристаллов индия чистотой 99,999% в областях начала скачкообразной деформации (а) и интенсивной скачкообразной деформации (б), \uparrow — момент включения магнитного поля (*N*-состояние); \downarrow — момент выключения магнитного поля (*S*-состояние), $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$; $T = 0,48 \text{ K}$ [18].

1 К. Как и в алюминии, НСД возникает только в *N*-состоянии. С ростом деформации амплитуда скачков растет и достигает по порядку величины $\Delta\sigma_{NS}$, в то время как скачки в Al всегда существенно больше $\Delta\sigma_{NS}$ (см. рис. 4). Амплитуда скачков нагрузки в свинце по абсолютной величине примерно на порядок меньше, чем в алюминии. Как показали специальные эксперименты, характер чувствительности НСД свинца к электронному состоянию не зависит от типа напряжения (растяжение–сжатие) и в исследованном интервале скоростей $1 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ от скорости деформирования. Микроскопическая скачкообразная деформация, ее закономерности, обсуждение возможных механизмов рассматриваются в разд. 4.

Детально исследовались также монокристаллы индия [18]. Ось сжатия выбиралась посередине между направлениями [100] и [110], что позволило исключить деформационное двойникование. При $T < 1,7 \text{ K}$ и $\epsilon > 30\%$ деформация происходит скачкообразно. Характер НСД зависит от степени деформации и электронного состояния образца. Первые скачки появляются в *N*-состоянии (рис. 9). Частота их возрастает с увеличением деформации. При некоторой степени деформации начинают возникать отдельные скачки и в *S*-состоянии. Они разделены большими участками монотонной деформации (на рисунке не показаны). На определенном этапе деформация протекает скачкообразно как в *N*-, так и в *S*-состояниях, но амплитуда скачков в *N*-состоянии примерно в 2,5 раза выше. Нижний уровень скачка нагрузки не зависит от состояния образца.

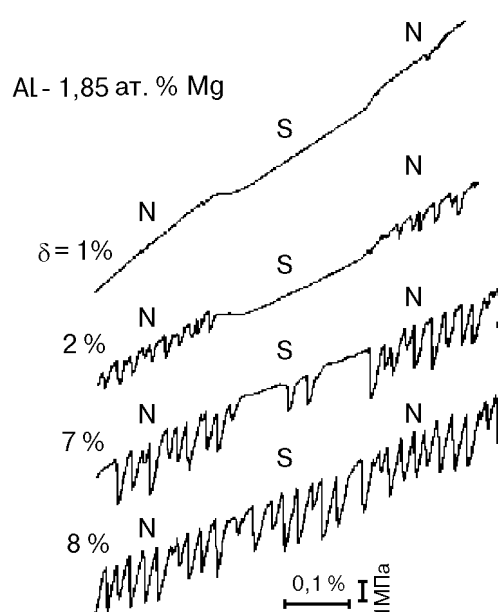


Рис. 10. Участки кривой растяжения поликристаллов Al-1,85 ат.% Mg при изменении электронного состояния образца в процессе деформации, $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; $T = 0,48 \text{ K}$ [19].

3. 2. Сплавы

Первые измерения выполнены на сплавах алюминия с магнием (Al-1,4 ат.% Mg; Al-1,85 ат.% Mg) и марганцем (Al-1,23 ат.% Mn) [19]. В них при низких температурах наблюдается развитая скачкообразная деформация, которая при $T < 1 \text{ K}$ сочетается со сверхпроводимостью. На рис. 10 приведены участки кривой растяжения поликристаллов сплава Al-1,85 ат.% Mg, относящиеся к разным степеням деформации, в процессе которой многократно изменялось состояние образца. Отчетливо видно, что в начале деформации скачки возникают только в *N*-состоянии, переход образца в *S*-состояние приводит к их полному исчезновению. С ростом деформации скачки начинают появляться и в *S*-состоянии. Их амплитуда и частота увеличиваются с ростом деформации, достигая на определенной стадии величин амплитуды и частоты в *N*-состоянии. Характерно, что амплитуда первых скачков в *S*-состоянии существенно выше (8,9 МПа, Al-1,4 ат.% Mg) амплитуды первых скачков в *N*-состоянии. Результаты исследования этих сплавов при относительно малых деформациях оказались качественно подобными экспериментам с чистыми металлами, а при больших деформациях чувствительность к *NS*-переходу исчезает, что не характерно для чистых металлов. По-видимому, это связано с разогревом образца до T_c в случае сплавов, в которых существенно большие деформирующие напряже-

Таблица 1

Параметры скачкообразной деформации поликристаллов алюминиевых сплавов в нормальном и сверхпроводящем состояниях

| Сплав | T, K | σ_c, MPa | $\epsilon_c, \%$ | $n, шт.$ |
|------------------|----------------------------|-----------------|------------------|----------|
| Al-1,4 ат. % Mg | 4,2 | 366 | 37,8 | 9 |
| | 2,5 | 256 | 17,0 | 118 |
| | 0,5 (<i>N</i> -состояние) | 185 | 9,2 | 430 |
| | 4,2 (<i>S</i> -состояние) | 252 | 10,4 | 333 |
| Al-1,85 ат. % Mg | 4,2 | 366 | 26,6 | 19 |
| | 2,5 | 261 | 12,8 | 192 |
| | 0,5 (<i>N</i> -состояние) | 164 | 4,0 | 456 |
| | 4,2 (<i>S</i> -состояние) | 200 | 8,1 | 322 |
| Al-1,23 ат. % Mg | 4,2 | — | — | — |
| | 2,5 | 290 | 9,7 | 25 |
| | 0,5 (<i>N</i> -состояние) | 172 | 2,8 | 303 |
| | 4,2 (<i>S</i> -состояние) | 200 | 4,0 | 245 |

Примечание. σ_c — напряжение начала скачкообразной деформации (первого скачка); ϵ_c — деформация начала скачкообразной деформации (первого скачка); n — полное число скачков.

ния, что при сравнительно невысокой холодопроизводительности установки ~ 3 мВт [14] может приводить к перегревам. Если считать, что до 90% энергии, затрачиваемой при пластическом деформировании, выделяется в виде тепла, то в образце Al размерами $15 \times 3 \times 1$ мм при скорости деформирования 10^{-4} с^{-1} вблизи предела текучести 16 МПа скорость тепловыделения составляет 0,2 мВт, а на пределе прочности, равном 290 МПа, — почти 4,5 мВт. В поликристаллах сплава Al-1,8 ат. % Mg скорость тепловыделения увеличивается соответственно до 1,1 и 5,1 мВт, начиная превышать холодопроизводительность установки. Вследствие этого роста тепловыделения и тепловых всплесков во время скачков может происходить весьма небольшой разогрев (0,5–0,6 К), который тем не менее способен перевести образец в нормальное состояние. Зависимость характера пластического течения от электронного состояния хорошо видна при экспериментах с одинаковыми образцами при одной и той же температуре, но в разных состояниях (см. табл. 1). При 0,5 К в сплаве Al-1,4 ат. % Mg в

N-состоянии наблюдается 430 скачков, а в *S*-состоянии — 333; в сплаве Al-1,8 ат. % Mg в *N*-состоянии — 453 скачка, а в *S*-состоянии — 322, в сплаве Al-1,23 ат. % Mg соответственно 303 и 245 скачков. Аналогично различаются напряжения и деформация первого скачка. При этом максимальная однородная деформация остается практически одинаковой.

Подробное исследование НСД проведено в закаленных поликристаллических образцах бинарных сплавов Al-Li при 3,8; 7,0 и 10,4 ат. % Li. Размеры деформируемой растяжением части составляли $15 \times 3,0 \times 0,8$ мм, средний размер зерна 0,6 мм. Низкотемпературная скачкообразная деформация возникает в интервале 10–4,2 К. Основные ее закономерности следующие. С повышением концентрации Li она начинается при меньших деформациях, при этом увеличивается частота и амплитуда скачков. Например, при 4,2 К скачки в сплаве Al-3,8 ат. % Li начинаются после деформации 35%, в сплаве Al-7,0 ат. % Li — после 25%, в сплаве Al-10,4 ат. % Li — после 21 %. К аналогичному эффекту приводит снижение температуры: в сплаве Al-3,8 ат. % Li при 4,2 К скачки начинаются после деформации 35%, при 2,2 К — после 16 %; при 0,5 К — после 10 %. При фиксированных температуре и концентрации примеси с ростом деформации амплитуда и частота скачков постепенно возрастают, а промежутки между скачками уменьшаются. На рис. 11 приведены зависимости амплитуды скачка $\delta\sigma$ от степени деформации ϵ в сплаве Al-3,8 ат. % Li при нескольких температурах. Характерно, что с понижением температуры скорость роста амплитуды

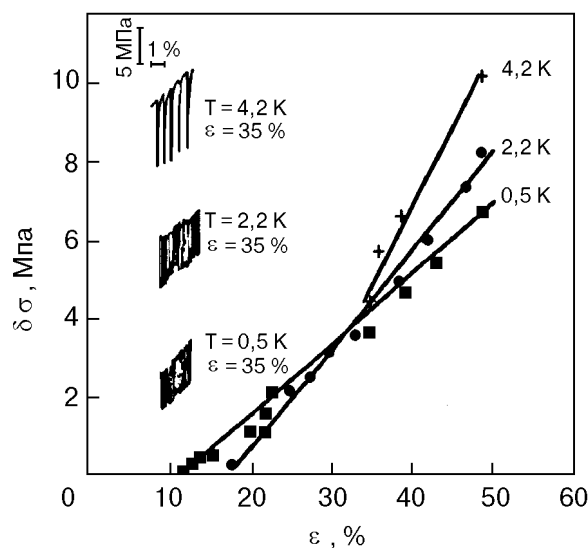


Рис. 11. Зависимость амплитуды $\delta\sigma$ скачков от степени деформации ϵ при различных температурах в образцах сплава Al-3,8 ат. % Li в нормальном состоянии [20].

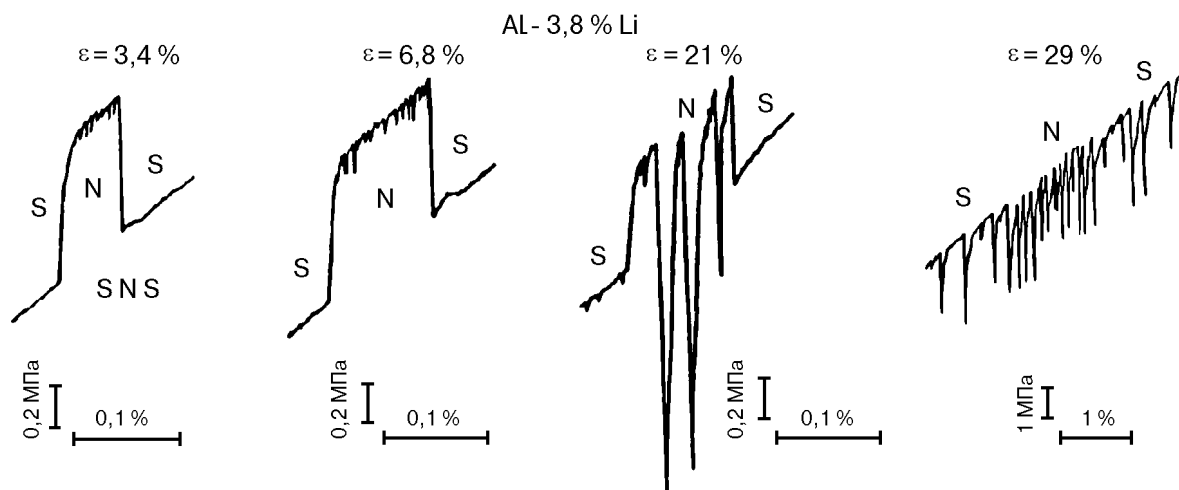


Рис. 12. Участки кривых растяжения $\sigma(\epsilon)$, иллюстрирующие влияние NS -перехода на скачкообразную деформацию поликристаллов Al-3,8 ат.% Li при разных степенях деформации, $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; $T = 0,5 \text{ K}$ [20].

скачков с деформацией уменьшается, поэтому максимальные амплитуды (при одинаковых деформациях) наблюдаются при 4,2 К. Данные на рис. 11 получены, когда деформируемый образец находился в N -состоянии. На рис. 12 и 13 показано влияние электронного состояния образца на скачкообразную деформацию. При переходе образца в S -состояние НСД отсутствует или заметно уменьшается, особенно при малых деформациях. В N -состоянии скачки начинаются при меньших степенях деформации ϵ , чем в S -состоянии. Начиная с некоторой деформации NS -переход не отражается на характере пластического течения, что видно на рис. 13, где представлены зависимости амплитуды скачков $\delta\sigma(\epsilon)$ образцов в S -состоянии. Вероятно, это связано с макроскопическим нагревом образца, при котором его температура становится выше T_c , т.е. образец, деформируемый при

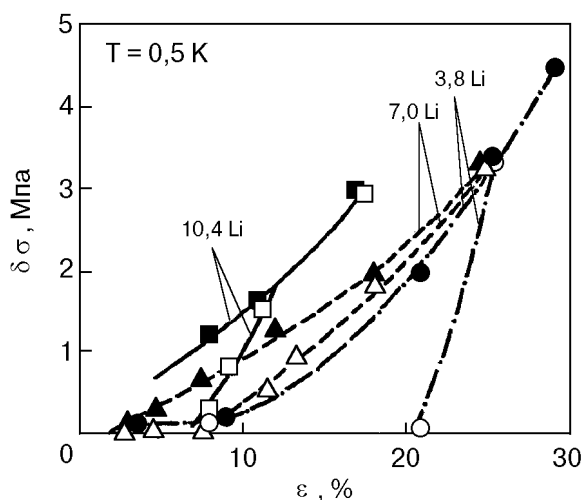


Рис. 13. Зависимость амплитуды скачков $\delta\sigma$ от деформации ϵ в N - (темные символы) и в S -состояниях (светлые символы) в поликристаллах сплавов Al-Li [20].

0,5 и 0,9 К, разогревается до $T_c \approx 1,2 \text{ K}$, что составляет всего доли градуса. Возможно, такой разогрев обусловлен кратковременными всплесками температуры (сопровождающими срывы нагрузки), которые в Al-Li при 7 К составляют 5–8 К [21]. Упомянутые выше результаты относятся к чистым металлам и сплавам с ГЦК структурой. В них пластическая деформация контролируется взаимодействием дислокаций с локальными препятствиями.

В ОЦК и ГПУ металлах и сплавах низкотемпературная скачкообразная деформация изучалась гораздо меньше, так как в них часто с понижением температуры развивается деформационное двойникование, отражающееся на кривой упрочнения специфическими скачками. Весьма удобными объектами для изучения НСД в кристаллах, в которых пластическая деформация контролируется движением дислокаций через барьеры Пайерлса, оказались специально ориентированные монокристаллы олова и сплавов Sn-Cd, которые и были детально исследованы [22]. Изучались монокристаллы сплавов Sn-Cd при 0,01; 0,04; 0,21 и 0,53 ат.% Cd. Эти концентрации относятся к области твердого раствора. Размеры деформируемой части образца составили 1,5×4,5×25 мм. Ориентация оси растяжения отвечала направлению $\langle 110 \rangle$, что было благоприятно для скольжения по системе (100) $\langle 010 \rangle$. Существенно, что для этой ориентации с понижением температуры сохраняется пластичность, чем выбранный с точки зрения механизма деформации аналог ОЦК кристаллов отличается от ОЦК металлов и сплавов, которые, как правило, охрупчиваются при низких температурах. Высокочистые образцы β -олова (99,9995% Sn) сохраняют плавное пластическое

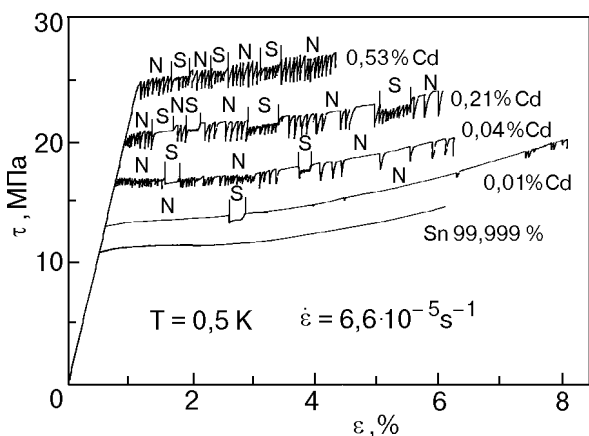


Рис. 14. Кривые растяжения монокристаллов чистого олова и его сплавов с кадмием. В процессе деформирования многократно изменялось электронное состояние образцов, $\dot{\epsilon} = 6,6 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; $T = 0,5 \text{ K}$ [22].

течение вплоть до 0,5 К (рис. 14). Легирование олова кадмием заметно увеличивает деформирующее напряжение и предел текучести, кроме того, ниже 4,2 К оно приводит к появлению скачкообразной деформации. Наиболее ярко влияние концентрации на НСД проявляется при минимальной температуре эксперимента 0,5 К (рис. 14). Чем ниже температура и выше концентрация примеси в сплаве, тем при меньшей степени деформации возникают первые скачки. Частота скачков в сплаве Sn–0,01 ат.% Cd растет с деформацией, так что участки плавного течения становятся все менее протяженными, особенно ниже 1 К. Для сплавов с большой концентрацией Cd (0,04 и 0,21 ат.%) ниже 1 К в N-состоянии НСД начинается непосредственно на пределе текучести и сразу же приобретает пилообразный характер. С понижением температуры НСД в сплавах развивается в большей степени.

В сплаве Sn–0,01 ат.% Cd отдельные скачки напряжения появляются уже при $T = 3 \text{ K}$, причем только при скорости деформирования $\dot{\epsilon} = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. При более низких температурах величина деформации, соответствующая первому скачку, уменьшается от 6–7% до 3–4%. Число скачков на кривой упрочнения увеличивается с 2–3 при $T = 3 \text{ K}$ до 10–15 при 0,5 К. Для сплава Sn–0,04 ат.% Cd одиночные скачки наблюдаются уже при 4,2 К после пластической деформации 1–2%. С понижением температуры их количество возрастает, а при $T < 0,8 \text{ K}$ они начинаются с предела текучести. Аналогично ведет себя и сплав Sn–0,21 ат.% Cd, однако НСД в нем возникает вблизи предела текучести уже при 1,4 К. Влияние температуры на характер НСД этого сплава показано на рис. 15. В сплаве Sn–0,21 ат.% Cd,

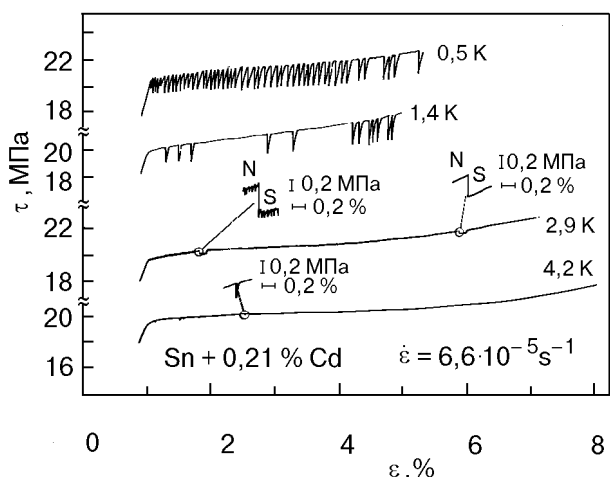


Рис. 15. Кривые растяжения монокристаллов сплава Sn–0,21 ат.% Cd, полученные при разных температурах в нормальном состоянии. Эксперименты при 4,2 и 2,9 К проведены в газобразном He-3, при 1,4 и 0,5 К – в жидком He-3. Отдельные участки кривых представлены в увеличенном масштабе [22].

кроме общих для всех изученных сплавов закономерностей НСД, наблюдаются две особенности, присущие только этому сплаву. Во-первых, при 0,5 К с ростом деформации частота скачков не увеличивается, как обычно, а уменьшается, появляются участки плавного течения. Во-вторых, кроме скачков напряжения с амплитудой порядка 1–2 МПа, определяемых как макроскопические, регистрируются скачки с амплитудой на порядок меньше (0,1 МПа) при 2,9 и 0,5 К. Эта микроскопическая скачкообразная деформация обсуждается в отдельном разделе. Перевод образцов сплавов Sn–Cd из нормального в сверхпроводящее состояние в условиях НСД приводит к существенным изменениям характера деформации (рис. 14,15). Это влияние в существенной мере коррелирует с воздействием таких факторов, как степень деформации, концентрация примеси и температура. При развитой НСД, начинающейся с предела текучести (0,5 К), например, в сплаве Sn–0,53 ат.% Cd, при NS-переходе сохраняется пилообразный характер деформирования, но амплитуда скачков заметно уменьшается (см. рис. 14).

Наиболее сложное и многообразное влияние NS-перехода на характер НСД реализуется в сплавах с промежуточной концентрацией кадмия. По кривым на рис. 14 и 15, относящимся к сплавам Sn–0,21 ат.% Cd, обнаружены следующие экспериментальные закономерности:

а) вблизи предела текучести НСД образца в нормальном состоянии при переходе в сверхпро-

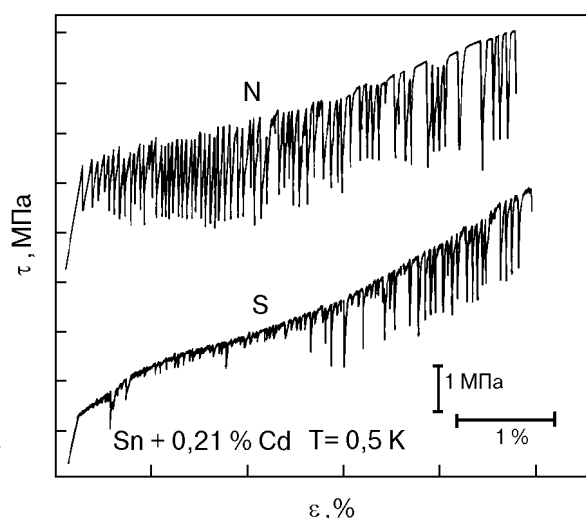


Рис. 16. Кривые растяжения образцов сплава Sn–0,21 ат.% Cd, полученные при 0,5 К в *N*- и *S*-состояниях [22].

водящее состояние НСД сменяется плавным течением;

б) с ростом деформации скачки возникают и в *S*-состоянии, но с меньшей амплитудой;

в) для сплавов с 0,04 и 0,21 ат.% Cd с ростом деформации в *N*-состоянии частота скачков уменьшается и появляются протяженные участки плавного течения, а сверхпроводящий переход существенно изменяет характер скачкообразной деформации.

В сплаве с 0,04 ат.% Cd в *S*-состоянии скачки практически исчезают, в сплаве с 0,21 ат.% Cd существенно уменьшается их амплитуда. Поскольку перечисленные закономерности наблюдались в условиях многократного изменения состояния образца, возникает вопрос: в какой мере на НСД влияют условия такого эксперимента? Поэтому были выполнены эксперименты, в которых деформация каждого из образцов осуществлялась при 0,5 К в одном из состояний (рис. 16). Как видно, качественно все перечисленные выше закономерности подтверждаются.

3. 3. Композитный сверхпроводник

Влияние сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию отмечалось также при деформации растяжением многоволоконных композитов медь–ниобий, полученных *in situ* [23]. Исследовались композиты Cu–40 вес.% Nb, макроструктура которых представляла собой медную пластину, армированную полосами ниобия длиной несколько миллиметров с поперечными размерами 30×3 мкм. Второе критическое поле такого композита составляло ~ 9 кЭ (0,9 Тл). Поэтому разрушение сверхпроводимости в про-

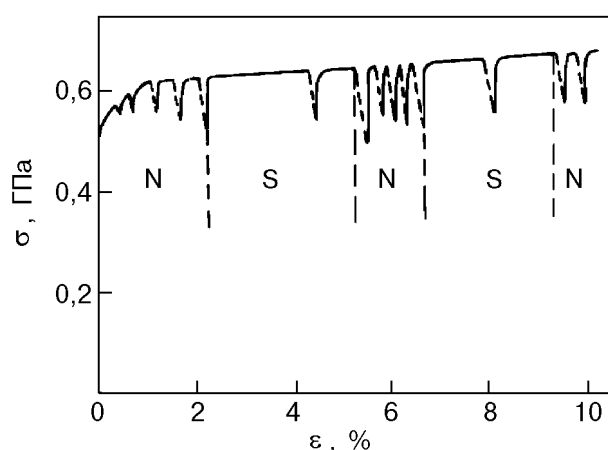


Рис. 17. Кривая растяжения многоволоконного сверхпроводящего композита Cu–40 вес.% Nb, полученного *in situ*. В процессе деформирования изменялось электронное состояние образца, $\dot{\epsilon} = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, $T = 4,2 \text{ К}$ [23].

цессе деформирования со скоростью $1,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ осуществлялось полем 1,2 Тл. При 4,2 К на кривой упрочнения на стадии, когда начинает деформироваться ниобий, наблюдается скачкообразная деформация. Эта деформация в отожженных образцах оказалась чувствительной к электронному состоянию образца (рис. 17). Если в *S*-состоянии отдельные скачки чередуются с протяженными участками устойчивой деформации, то в *N*-состоянии они следуют один за другим непрерывно. По-видимому, этот результат можно отнести к влиянию *NS*-перехода на НСД ниобия.

4. Микроскопическая скачкообразная деформация

Прежде чем обобщать приведенные результаты, необходимо рассмотреть еще одно явление, происходящее при низких температурах. Кроме низкотемпературной скачкообразной деформации макроскопического масштаба (амплитуда которой может достигать десятка процентов от уровня деформирующего напряжения), которая явилась предметом многочисленных исследований и вышеприведенного рассмотрения, в некоторых экспериментах наблюдалась скачкообразная деформация существенно меньшего масштаба (порядка 0,01 % от уровня деформирующего напряжения). Первое упоминание о микроскопических скачках содержится в работе [13]. При деформировании сжатием монокристаллов и поликристаллов Рb и сплавов Рb–In при температуре ниже 3–3,5 К возникает микроскопическая скачкообразная деформация. Регистрируемые скачки нагрузки появляются после предварительной на-

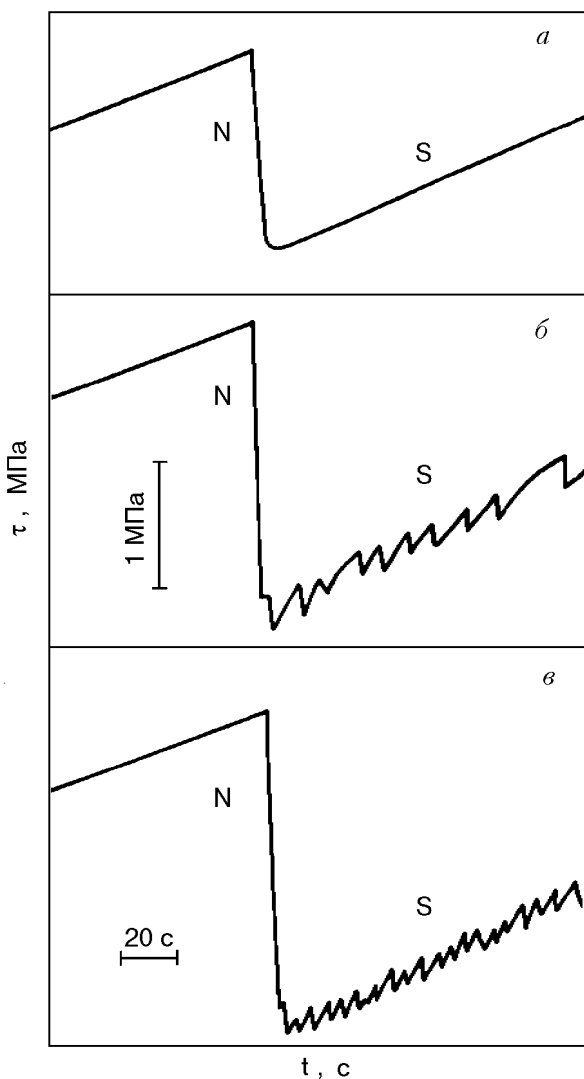


Рис. 18. Проявление микроскопической скачкообразной деформации τ в монокристаллах свинца в сверхпроводящем состоянии при $T = 4,2$ К, $\tau = 12,7$ МПа (а); $T = 2,6$ К, $\tau = 14,3$ МПа (б); $T = 1,9$ К, $\tau = 15,2$ МПа (в). Указанные напряжения относятся к *N*-состоянию непосредственно перед сверхпроводящим переходом [24].

грузки на несколько процентов, их глубина нарастает с деформацией. При разрушении сверхпроводимости скачки исчезают и кривая деформации становится гладкой. Наиболее отчетливо скачкообразная деформация микроскопического масштаба наблюдалась при деформировании чистого свинца (рис. 18). Относительная величина скачка $\delta\sigma/\sigma$ составляет несколько сотых процента. При легировании свинца индием $\delta\sigma$ уменьшается, а при концентрации In выше 5 ат.% скачкообразная деформация практически отсутствует. Глубина скачков и их частота сложным образом зависят от температуры, имея максимум при $T \approx 2,5$ К.

Перечисленные закономерности существенно отличаются от того, что происходит в макроскопическом масштабе. Напомним, что макроскопические скачки усиливаются с понижением температуры по крайней мере до 0,5 К, а микроскопические скачки немонотонно зависят от температуры, начинаясь в свинце при ~ 3 К и стремясь к нулю при ~ 1 К. Макроскопическая скачкообразная деформация усиливается с увеличением концентрации легирующего элемента, а микроскопическая — ослабевает, исчезая в сплавах Pb–In при 5 ат.% In. Полученный результат был подтвержден в [17,24] для монокристаллов и поликристаллов свинца. В работе [17] благодаря возможности расширения температурного интервала до 0,4 К удалось наблюдать макро- и микроскачки обоих масштабов. Принципиально, что влияние сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию обоих масштабов разное: сверхпроводящий переход приводит к ослаблению (или исчезновению) макроскопической скачкообразной деформации, а микроскопическая скачкообразная деформация появляется только в *S*-состоянии.

Все эти свойства микроскопической НДС позволяют считать, что это другой тип скачков, который определяется и другим механизмом. Теоретические оценки и анализ выполнения критериев тех или иных механизмов, проведенный в [24], позволил сделать вывод, что микроскопические скачки являются следствием проявления инерционных эффектов. Таким образом, микроскопическую скачкообразную деформацию нужно рассматривать как особое явление, которое не имеет отношения к закономерностям, описанным в предыдущем разделе. При исследовании скачкообразной деформации в сплавах Sn–Cd также, кроме макроскопических скачков, описанных выше, регистрировались микроскопические срывы нагрузки. Они наблюдались только в сплаве Sn–0,21 ат.% Cd при температурах 0,5 и 2,9 К; амплитуда микроскачков практически не зависела от деформации и температуры. Исследования микроскопической НДС в сплаве Sn–0,21 ат.% Cd показали, что при 2,9 К она практически нечувствительна к *NS*-переходу. При 0,5 К такие измерения в чистом виде затруднительны из-за развитой макроскопической НДС. Единственно, что удастся зафиксировать — наличие микроскачков при малых деформациях в *S*- и отсутствие микроскачков в *N*-состояниях при больших деформациях (см. рис. 15).

5. Гипотезы относительно влияния сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию

В первой экспериментальной работе [4], в которой в монокристаллах ниобия изучалась НДС в нормальном и сверхпроводящем состояниях, различия связывались с величиной перегрева образца в процессе деформирования. Учтя изменения теплофизических характеристик при NS -переходе, авторы обнаружили, что при 2,17 К перегрев в N -состоянии ΔT_0^N выше перегрева в S -состоянии ΔT_0^S , а при 4,2 К $\Delta T_0^N \leq \Delta T_0^S$, что качественно соответствовало экспериментальным закономерностям. Отсюда, однако, следовало, что характер влияния сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию индивидуален в каждом конкретном случае (материал, температура, теплофизические характеристики) и общей закономерности быть не может.

В теоретической работе [25] получен критерий неустойчивости термически активированной пластической деформации исходя из уравнений кинетики деформации и теплопроводности с учетом геометрии образца и процессов теплообмена с охлаждающей средой. Анализ показал, что стационарный режим однородной деформации возможен лишь при напряжениях, меньших некоторого критического напряжения τ_c , которое имеет следующий вид:

$$\tau_c = \frac{\lambda k T_0^2}{\dot{\epsilon} \omega l^2} h, \quad (1)$$

где λ — теплопроводность образца; k — постоянная Больцмана; T_0 — температура охлаждающей среды; $\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации; $\omega(\tau)$ — энергия активации процесса; l — размер образца (радиус в случае цилиндра, толщина в случае пластины); h — параметр, определяющий теплообмен с окружающей средой.

Приведенное выражение для τ_c соответствует началу скачкообразной деформации (первому скачку). Механизм, обеспечивающий воспроизведение скачков вдоль кривой деформирования, должен учитывать зависимость W от степени деформации (напряжения). Поэтому развитие лавины и вычисление величины скачка напряжения являются более сложной задачей, которая в [25] не рассматривалась. В работе [25], основываясь на анализе (1), указываются возможные изменения неустойчивости при сверхпроводящем переходе. При NS -переходе резко изменяется теплопроводность λ и $\dot{\epsilon}_0$ вследствие изменения коэффициента электронного торможения дислока-

ций B_e , так как $\dot{\epsilon}_0 \sim 1/B_e$, причем всегда $B_e^N > B_e^S$. В большинстве случаев $\lambda_S < \lambda_N$ (хотя имеются некоторые сплавы, в которых $\lambda_S > \lambda_N$ [26]). Если эти закономерности применить к выражению (1), то окажется, что, как правило, $\tau_c^S < \tau_c^N$, т.е. при переходе в сверхпроводящее состояние скачкообразная деформация образца должна начаться при меньших напряжениях, чем в нормальном. Однако эксперименты, проведенные в дальнейшем (см. разд. 3), показали, что это не происходит. Макроскопическая скачкообразная деформация в сверхпроводящем состоянии либо исчезает, либо ослабевает. При больших деформациях в прочных материалах НДС нечувствительна к сверхпроводящему переходу, что, по-видимому, связано с небольшим разогревом, а не с физикой явления.

Возникшее противоречие между теорией низкотемпературной неустойчивости деформации и экспериментальными данными стимулировало появление в 1986 г. практически одновременно нескольких теоретических работ [23,27,28], посвященных изучению влияния сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию. По существу, в этих работах высказана одна и та же гипотеза: при сверхпроводящем переходе, кроме теплофизических характеристик, могут изменяться характеристики пластичности, в частности температурные зависимости предела текучести и деформирующего напряжения. Качественные соображения приведены в [23]. Если термоактивированная пластическая деформация описывается уравнением Аррениуса

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left[-\frac{\Delta H(\sigma^*)}{kT} \right], \quad (2)$$

где $\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации; $\dot{\epsilon}_0$ — предэкспоненциальный множитель; σ^* — эффективное напряжение; T — температура, то при постоянном эффективном напряжении чувствительность скорости пластической деформации к температуре в общем случае можно представить как

$$\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}}{\partial T} = \frac{\partial \ln \dot{\epsilon}_0}{\partial T} + \frac{\Delta H}{kT^2}. \quad (3)$$

В нормальном состоянии $\dot{\epsilon}_0$ практически не зависит от температуры и, следовательно, $\partial \ln \dot{\epsilon}_0 / \partial T \approx \Delta H / (kT^2)$. Вне зависимости от того, чем лимитируется скорость отвода тепла и учитывается или нет локализация скольжения, критерий возникновения скачкообразной деформации из-за

термомеханической неустойчивости будет иметь вид

$$A(\Delta H/kT^2) > 1. \quad (4)$$

В положительный множитель A входят деформирующее напряжение, скорость пластической деформации, геометрические параметры задачи, теплофизические параметры, лимитирующая скорость отвода тепла. Множитель $\Delta H/kT^2$ появляется в критерии (4) в результате учета влияния температуры на скорость пластической деформации. В сверхпроводящем состоянии пренебрегать температурной зависимостью $\dot{\epsilon}$ нельзя, так как $\dot{\epsilon}_0 \sim 1/B$ [29] (B — константа динамического торможения дислокаций, включающая электронную компоненту), т.е. в выражении (3) первое слагаемое по абсолютной величине может превысить второе. В этом случае в сверхпроводящем состоянии критерий неустойчивости должен быть записан в более общем виде:

$$A \frac{\partial \ln \dot{\epsilon}}{\partial T} = A \left(\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}_0}{\partial T} + \frac{\Delta H}{kT^2} \right) > 1. \quad (5)$$

В сверхпроводящем состоянии большим отрицательным слагаемым $\partial \ln \dot{\epsilon}_0 / \partial T$ пренебречь нельзя, поэтому величина в скобках в (5) значительно уменьшается или даже становится отрицательной и тогда критерий термомеханической неустойчивости не выполняется. Таким образом, в сверхпроводящем состоянии принципиально возможна такая ситуация, при которой НСД будет исчезать. Конкретные оценки применительно к определенным условиям эксперимента и материалам в [23] не делались, поэтому ситуация в реальных условиях оставалась неясной.

Детальное исследование с попыткой количественного анализа проведено в [27]. В исходной постановке работа не отличается от [23], но содержит вычисления напряжения начала неустойчивости τ_c . Для достаточно чистых кристаллов построены температурные зависимости τ_c^N и τ_c^S (рис 19). Соотношения физических параметров λ_S и λ_N и параметров, характеризующих взаимодействие дислокаций с барьерами, E_0 и $E_0^* \approx \approx 5 (b^3 G T_c)^{1/2} \leq 1 \text{ эВ}$ (b — вектор Бюргерса; G — модуль сдвига; T_c — температура сверхпроводящего перехода), определяют возможность существования при $T < T_c$ двух, одной либо ни одной точки пересечения кривых τ_c^N и τ_c^S . Например, для свинца и алюминия характерные значения энергии взаимодействия дислокаций с барьерами $E_0 \ll 1 \text{ эВ}$, а $\lambda_S < \lambda_N$. Поэтому должна реализоваться ситуация, показанная для τ_c^S кривой 4 на

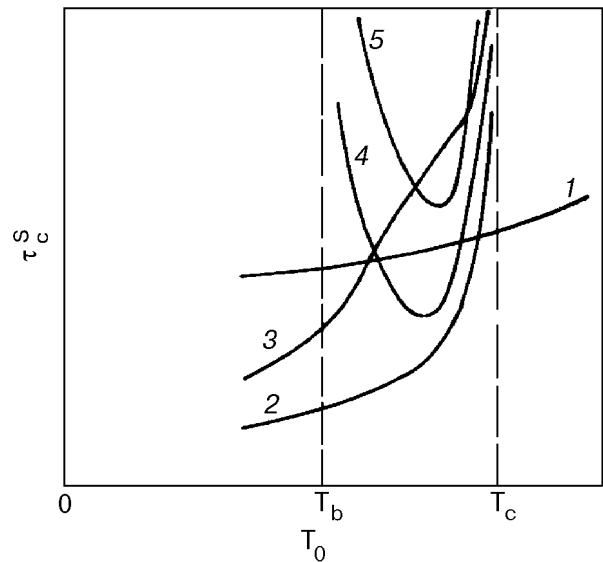


Рис. 19. Зависимости критического напряжения τ_c начала неустойчивого пластического течения кристаллов в нормальном τ_c^N (1) и сверхпроводящем τ_c^S (2–5) состояниях от температуры T_0 среды: $\lambda_S < \lambda_N$, $\epsilon_0 > \epsilon_0^*$ (2); $\lambda_S > \lambda_N$, $\epsilon_0 > \epsilon_0^*$ (3); $\lambda_S < \lambda_N$, $\epsilon_0 \leq \epsilon_0^*$ (4); $\lambda_S \leq \lambda_N$, $\epsilon_0 < \epsilon_0^*$ или $\lambda_S \leq \lambda_N$, $\epsilon_0 > \epsilon_0^*$ (5) [27].

рис. 19. Это означает, что имеются температуры (вблизи T_c и T_b , $(T_c - T_b) T_c^{-1} < 0,4$), где $\tau_c^S > \tau_c^N$, и промежуточный температурный интервал, где $\tau_c^S < \tau_c^N$. Таким образом, при понижении температуры должно наблюдаться разное влияние NS -перехода на скачкообразную деформацию. В случае менее чистых кристаллов, если $\lambda_S > \lambda_N$, что, по-видимому, не отвечает реально встречающейся ситуации, всегда $\tau_c^S > \tau_c^N$. Еще менее чистые кристаллы (слабо концентрированные сплавы) и сплавы не рассматривались.

Теоретическое исследование вопроса о влиянии сверхпроводящего перехода на НСД с количественной стороны содержится в [28,29]. В работе [28] в рамках модели тепловой неустойчивости детально проанализировано влияние сверхпроводящего перехода на устойчивость пластической деформации при низких температурах. При этом впервые предполагается, что в S -состоянии наряду с теплофизическими характеристиками материала может изменяться температурная зависимость деформирующего напряжения. С помощью полученного ранее критерия возникновения тепловой неустойчивости пластической деформации сформулированы общие соотношения, определяющие температурно-скоростную область ее реализации в N - и S -состояниях. Полученные соотношения использованы для построения областей существования в разных состояниях некоторых конкретных металлов — алюминия, ниобия и

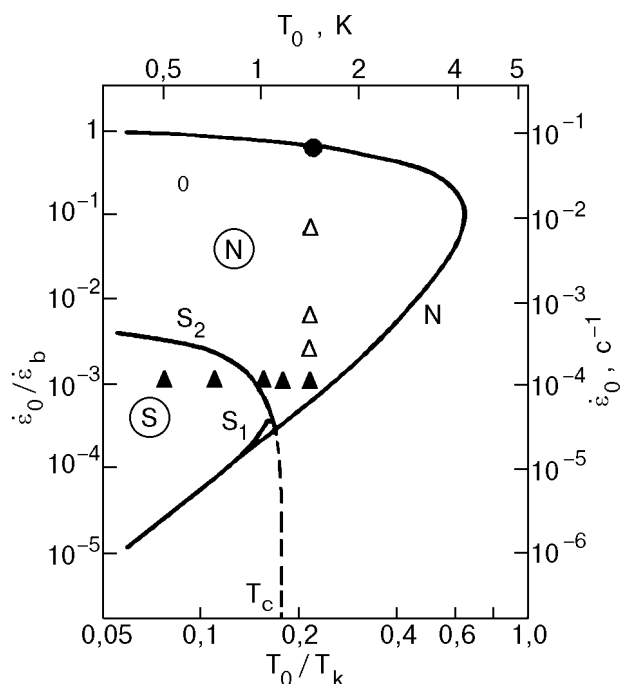


Рис. 20. Рассчитанные температурно-скоростные области существования скачкообразной деформации Al в N- и S-состояниях [28], \blacktriangle , Δ , \circ — экспериментальные точки, $\dot{\epsilon}_b = 0,1 \text{ c}^{-1}$, $T_k = 6,6 \text{ K}$ [28].

свинца. Область неустойчивой деформации Al показана на рис. 20. Из этого рисунка следует, что в S-состоянии НСД при одинаковой температуре проявляется в более узком интервале скоростей, а в интервале скоростей $5 \cdot 10^{-4} - 10^{-6} \text{ c}^{-1}$ скачкообразная деформация не должна зависеть от электронного состояния образца. В ниобии области существования в N- и S-состояниях еще меньше различаются. В свинце теоретически наблюдается обратная картина: область существования НСД в N-состоянии находится внутри области существования в S-состоянии. Это означает, что по температуре и скорости деформации НСД более развита в S-состоянии. Существуют температуры ($< 0,9 \text{ K}$) и интервал скоростей ($5 \cdot 10^{-4} - 10^{-5} \text{ c}^{-1}$), где НСД не зависит от состояния.

Таким образом, в предположении, что все существенные изменения при сверхпроводящем переходе связаны с теплоемкостью деформируемого образца, влияние NS-перехода может быть самым различным, возможно и отсутствие чувствительности к NS-переходу. В дальнейшем в [30] были проведены количественные расчеты, в которых учитывалось возможное изменение знака $\partial\tau/\partial T$ вблизи температуры сверхпроводящего перехода. Исходными положениями являются следующие: в нормальном и сверхпроводящем состояниях во всем изученном интервале температур пластичес-

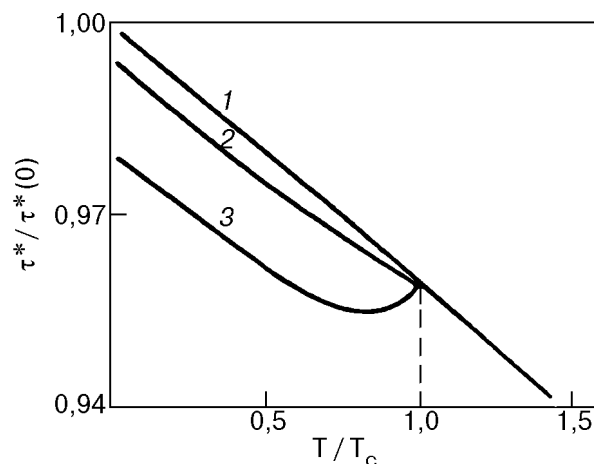


Рис. 21. Температурные зависимости деформирующего напряжения при термоактивированном характере пластической деформации в нормальном (1) и сверхпроводящем (2,3) состояниях образца. Кривая 2 построена на основании расчета Δ_{NS} по флуктуационной теории, 3 — по инерционной теории [30].

кая деформация имеет термоактивированный характер с $\partial\tau/\partial T < 0$; начиная с T_c изменения знака $\partial\tau/\partial T$ происходят вследствие понижения деформирующего напряжения при сверхпроводящем переходе, которое связано с уменьшением электронного торможения дислокаций [1,2]. Количественно величина $\Delta\tau_{NS}$ определяется из флуктуационной [29] и инерционной [31] теорий. Отсюда в [30] получаются температурные зависимости деформирующего напряжения в S-состоянии (см. рис. 21). Видно, что в случае флуктуационного механизма ниже T_c величина $\partial\tau^*/\partial T$ уменьшается, но знак не меняется. В рамках инерционного механизма вблизи T_c имеется участок с $\partial\tau^*/\partial T > 0$. Далее, используя полученные в [30] зависимости $\tau(T)$, определяют температурные границы тепловой неустойчивости деформации. В рамках флуктуационного механизма получается, что NS-переход практически не влияет на тепловую неустойчивость, в то время как в рамках инерционного существует интервал температур $0,54T_c < T < T_c$, в котором деформация в S-состоянии стабильна в отличие от нормального состояния. Это является следствием существования положительной величины $\partial\tau/\partial T$ при $T < T_c$. Полученные для этого случая зависимости граничных температур T_N и T_S от температуры охлаждающей среды позволяют определить интервал скоростей деформаций $\dot{\epsilon}_N$ и $\dot{\epsilon}_S$, где в N- и S-состояниях деформация будет неустойчивой, т.е. построить области существования, изображенные на рис. 22, относящиеся к ситуации, когда $T_c = 0,5T_k$ меньше максимальной температуры

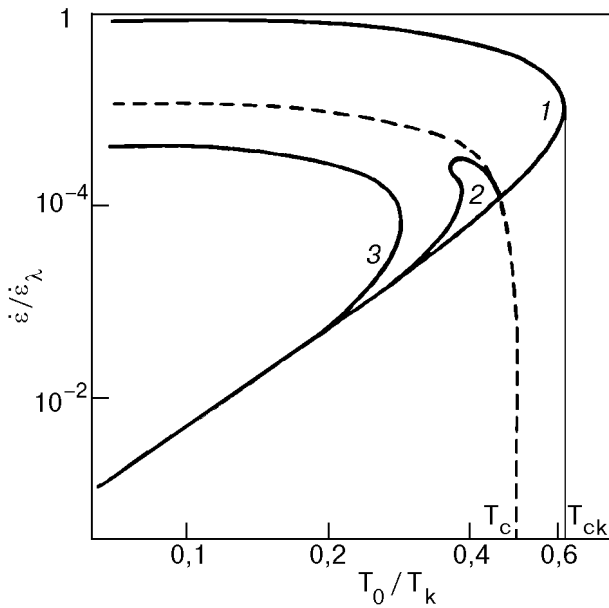


Рис. 22. Рассчитанные температурно-скоростные области возникновения тепловой неустойчивости деформации в N - (1) и S -состояниях (2,3) кристалла. Штриховой линией обозначена граница области существования S -состояния [30].

$T_{0k} = 0,64T_k$, выше которой деформация в нормальном состоянии при любых скоростях и температурах остается стабильной ($T_k = c_k/\gamma_e$, γ_e — электронная теплоемкость, $c_k \sim \tau S_T/K\chi$), где K — жесткость машины; χ — коэффициент деформационного упрочнения: $S_T = -(\partial\tau^*/\partial T)_\epsilon$. Такая ситуация характерна для сверхпроводников с низкой T_c , а также для высокопрочных материалов с высокой T_c (например, Nb). Для металлов с высокой T_c , но с низкой прочностью (например, Pb) может оказаться, что $T_k < T_c$. В этом случае расчет показывает, что, независимо от теоретического механизма эффекта $\Delta\tau_{NS}$, N -область термомеханической неустойчивости находится внутри такой же области в S -состоянии, т.е. NS -переход будет вызывать появление скачков. Таким образом, существующие теоретические расчеты в рамках моделей термомеханической неустойчивости допускают ситуации, когда NS -переход способствует как усилению скачкообразной деформации, так и ее исчезновению. В определенных условиях НСД должна быть нечувствительной к сверхпроводящему переходу.

Дислокационная гипотеза существует в форме общих правдоподобных соображений, высказанных при обсуждении первых исследований [33]. Эта гипотеза основывается на рассмотрении в кристалле ситуации, которая может приводить к лавинообразному размножению или движению дислокаций при низких температурах. Гипотеза

была высказана в [10] и изучена подробно в рамках теории III стадии кривой упрочнения. Исследуется случай, когда в кристалле, содержащем значительное число расщепленных дислокаций, пластическая деформация осуществляется поперечным скольжением, наиболее эффективным в ГЦК и ГПУ кристаллах. Процессу поперечного скольжения единичной дислокации предшествует стягивание расщепленной дислокации в линию. Однако экспериментально измеренных величин деформирующего напряжения τ недостаточно для стягивания расщепленной дислокации, если не предположить, что данная дислокация находится в плоском скоплении из n дислокаций. Тогда напряжение, действующее на головную дислокацию, равно $n\tau$. С другой стороны, сила, необходимая для стягивания дислокации в линию, на единицу длины дислокации равна $(bG\sqrt{2}/8\pi) - \gamma$ (b — вектор Бюргерса; G — модуль сдвига; γ — энергия дефекта упаковки). Поперечное скольжение начнется тогда, когда $n\tau$ достигнет значений $(\sqrt{2}G/4\pi) - (\gamma/b)$. Используя литературные данные о γ , G , b и τ_{III} в качестве τ , получаем для меди, свинца и алюминия $n \sim 25$. Это означает, что в голове скопления будут возникать напряжения порядка $G/10 - G/20$, которые близки к пределу прочности на сдвиг. Таким образом, при низких температурах возникает дополнительный механизм пластической деформации, который состоит в прорыве барьеров дислокационными скоплениями, при котором происходит лавинообразное движение и размножение дислокаций, отражающееся в форме скачка напряжения на кривой упрочнения.

6. Обсуждение

Экспериментальное изучение низкотемпературной макроскопической скачкообразной деформации (НМСД) в нормальном и сверхпроводящем состояниях и при NS - и SN -переходах показало, что, как правило, в сверхпроводящем состоянии НМСД менее развита или вообще отсутствует. Такой характер влияния перехода в сверхпроводящее состояние можно считать типичным. С этой точки зрения существуют расхождения между экспериментальными данными и выводами теории термомеханической неустойчивости в ее современном виде, так как из этой теории следует, что в зависимости от условий эксперимента (вещества, температуры, скорости деформирования) влияние сверхпроводящего перехода может быть разным.

Попытаемся понять причину противоречий между экспериментальными и теоретическими

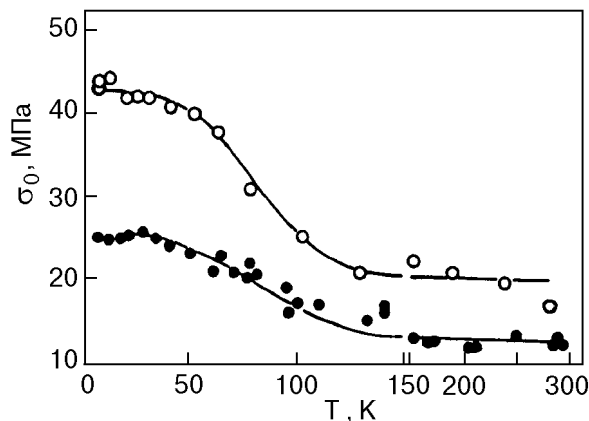


Рис. 23. Температурные зависимости предела текучести поликристаллов сплавов Al-Li: 3,8 (●) и 7 (○) ат.% Li. $\dot{\epsilon} = 0,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [32].

данными. Прежде всего акцентируем внимание на том, что в основе всех теорий термомеханической нестабильности лежит предположение о том, что при низких температурах сохраняется термоактивационный характер пластической деформации. Однако специальные исследования, проведенные на ряде металлов и сплавов, в том числе и на тех, в которых наблюдалась НМСД, показали, что процесс термоактивированной пластичности перестает быть эффективным. Проиллюстрируем это утверждение результатами исследования сплавов Al-Li с концентрациями 1; 2 и 3 вес.% Li (соответственно 3,8; 7,0; и 10,4 ат.% Li). Предел текучести этих сплавов σ_0 в функции от T представлен на рис. 23. Существенно, что в интервале температур 170–40 К наблюдается сильная зависимость $\sigma_0(T)$, характерная для термоактивированной пластичности, а в интервале 4,2–40 К величина σ_0 слабо изменяется с температурой. Анализ [20, 32] показал, что такое поведение σ_0 как и зависимость скоростной чувствительности $\Delta\sigma$ от температуры, существенно отличается от зависимости, вытекающей из термоактивационных процессов. Показано [34–36], что это связано с влиянием термоинерционных эффектов на движение дислокаций при низких температурах. Детальные исследования, проведенные на сплавах свинца с оловом, сурьмой [37] и висмутом [41], не связанные с изучением скачкообразной деформации, подтвердили отмеченную закономерность. Более того, в области аномальной температурной зависимости (рис. 24) предел текучести уменьшается с понижением температуры. Эксперименты, специально проведенные до 0,5 К, и их анализ с точки зрения существующих теорий показали [35–37], что, по-видимому, ниже 15 К реализуется квантово-инерционный механизм движения дислокаций, когда основным элементарным актом

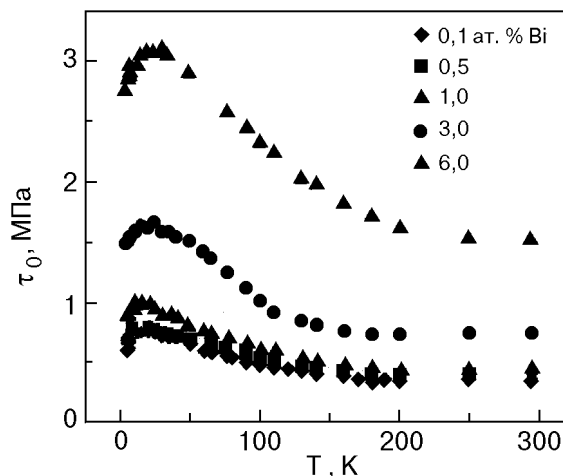


Рис. 24. Температурные зависимости критического напряжения сдвига τ_0 монокристаллов Pb-Bi с различным содержанием Bi в температурном интервале 295–0,5 К. Ось растяжения вблизи [110], $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [41].

пластичности является квантовое преодоление дислокацией отдельного примесного атома с последующим множественным откреплением (анзиппинг) дислокации благодаря инерционному эффекту.

Таким образом, исходное предположение всех теорий термомеханической нестабильности относительно того, что вплоть до 0,5 К пластическая деформация является термоактивационным процессом, вызывает сомнения. По-видимому, нет также достаточных оснований считать, что процессы, определяющие макроскопические характеристики пластической деформации и макроскопическую скачкообразную деформацию, идентичны. Для того чтобы в этом убедиться, сопоставим температуры наблюдения аномалии $\sigma_0(T)$ или $\tau_0(T)$ и температуры начала скачкообразной деформации. Последние определены весьма ориентировочно. Эти данные представлены в табл. 2. В одних случаях (алюминиевые сплавы) температуры начала аномалии предела текучести T_i существенно выше температур начала скачкообразной деформации T_c , а в других (сплавы олова с кадмием), наоборот, скачкообразная деформация начинается при более высоких температурах, чем аномалия предела текучести. Иначе говоря, проявления скачкообразной деформации никак не коррелированы по температуре с низкотемпературной аномалией пластичности. В теориях термомеханической нестабильности, модифицированных применительно к влиянию сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию, использовано также предположение, что при сверхпроводящем переходе температурная зависимость предела текучести (деформирующего напряжения) изменяет

Таблица 2

Характерные температуры аномалии предела текучести и начала скачкообразной деформации некоторых материалов

| Материал | T_c , К | T_i , К | T_{cr} , К |
|----------------------------------|-----------|---------------------------------|--|
| Al-3,8 ат. % Li поликристалл | ~ 1,2 | 34 [38] | 10-4,2 [20] |
| Al-3,7 ат. % Li поликристалл | - " - | 39 [38] | 10-4,2 [20] |
| Al-10,4 ат. % Li поликристалл | - " - | 50 [20] | 10-4,2 [20] |
| Al-0,62 ат. % Mg монокристалл | - " - | 21 [38] | 6-8 [40] |
| Al-1,5 ат. % Mg монокристалл | - " - | 27 [38] | 6-8 [40] |
| Al-1,85 ат. % Mg монокристалл | - " - | 28 [38] | 6-8 [40] |
| Al-3,8 ат. % Mg монокристалл | - " - | 31 [38] | 6-8 [40] |
| Sn-0,01 ат. % Cd монокристалл | ~ 3,72 | 1,5 [22] | 3 [22] |
| Sn-0,04 ат. % Cd монокристалл | - " - | 1,5 [22] | 4,2 [22] |
| Sn-0,21 ат. % Cd монокристалл | - " - | 1,0 [22] | 4,2 [22] |
| Pb-99,9995 % монокристалл | ~ 7,2 | аномалия отсутствует [51] | 2,4 поликристалл 99,9995 % [39] |
| Pb-1 ат. % In монокристалл | - " - | 12 [51] | 1,6 (0,85 ат. % In) поликристалл [39] |
| Pb-10 ат. % In монокристалл | - " - | 4,0 [51] | 2,4 (13 ат. % In) поликристалл [39] |

Примечание. T_i — температура начала аномалии.

знак и что с этим связано исчезновение или ослабление НМСД. Поскольку в процессе изучения влияния сверхпроводящего перехода на предел текучести и деформирующее напряжение выполнены разнообразные многочисленные эксперименты, среди них есть и те, которые позволяют судить о температурных зависимостях в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Анализ имеющихся данных показывает, что характер температурной зависимости предела текучести τ_0 в сверхпроводящем состоянии связан с аналогич-

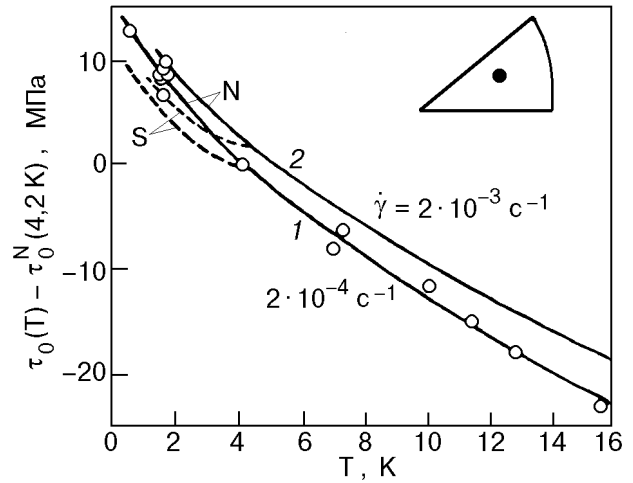


Рис. 25. Температурные зависимости критического напряжения сдвига τ_0 монокристаллов тантала для нормального состояния (сплошные линии) и сверхпроводящего состояния (пунктирные линии), $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ (кривая 1), $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ (кривая 2) [42].

ным, наблюдаемым в нормальном состоянии, и если $\tau_0(T)$ в N -состоянии имеет аномальный характер, то это определяется положением T_c относительно аномалии. Если температурная зависимость τ_0 вплоть до самых низких температур измерения отвечает термоактивированным процессам и характеризуется монотонным ростом τ_0 с понижением температуры, то в S -состоянии величина $d\tau/dT$ несколько уменьшается вблизи T_c , а с дальнейшим понижением температуры становится близкой к $d\tau/dT$ в N -состоянии. Такой случай наблюдался в экспериментах с танталом [42] (рис. 25), в сплавах Al-1,85 ат. % Mg [43] и Sn-Cd [44]. При аномальной температурной зависимости предела текучести (критического напряжения сдвига для монокристаллов) характер изменения $\tau_0(T)$ с температурой при сверхпроводящем переходе может быть различным. Если аномалия $\tau_0(T)$ состоит в ослаблении температурной зависимости τ_0 по сравнению с термоактивационной или в атермичности τ_0 , тогда в сверхпроводящем состоянии знак $d\tau_0/dT$ может измениться. Такой случай для монокристаллов Al-0,3 ат. % Mg показан на рис. 26 [25]. Если аномалия $\tau_0(T)$ состоит в том, что в N -состоянии меняется знак $d\tau/dT$, т.е. предел текучести уменьшается с понижением температуры, то при сверхпроводящем переходе не изменяется знак $d\tau_0/dT$, за исключением области вблизи T_c . Типичный пример для монокристаллов свинцовых сплавов [37] приведен на рис. 27. Таким образом, кажется маловероятным, что изменение характера $\tau_0(T)$ является причиной исчезновения НМСД.

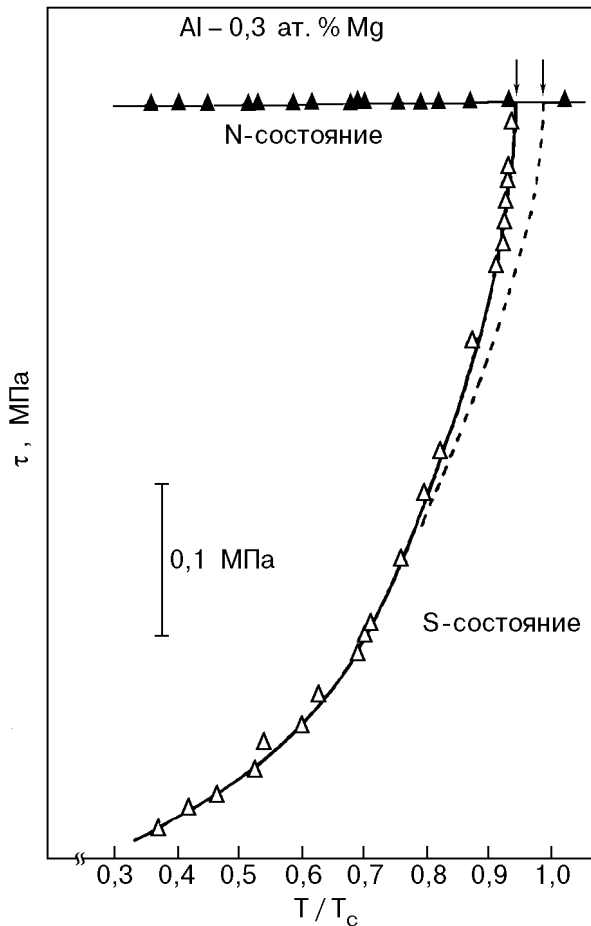


Рис. 26. Пределы текучести τ_{0N} и τ_{0S} монокристаллов сплава Al-0,3 ат. % Mg, деформированных растяжением при $\dot{\epsilon} = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, в зависимости от температуры. Стрелки указывают на критическую температуру T_c , определяемую по измерению теплоемкости и экстраполяцией $\Delta\tau_{SN}$ к нулю [45].

Суммируя имеющиеся данные, можно прийти к выводу о том, что наличие аномальной зависимости $\tau_0(T)$ никак не связано со сверхпроводящим переходом, хотя он может несколько ее изменить. Сверхпроводящий переход может по-разному влиять на $\tau_0(T)$, в отдельных случаях приводя к изменению знака $d\tau_0/dT$. В рамках же теорий термомеханической нестабильности это означает, что только в случае изменения знака $\tau_0(T)$ сверхпроводящий переход будет влиять на НДС, что не установлено экспериментально. Однако обнаруженные закономерности влияния сверхпроводящего перехода на НДС, а также температурные зависимости предела текучести и их изменение при сверхпроводящем переходе не подтверждают гипотезу о термомеханической нестабильности.

Альтернативная гипотеза о скачкообразной деформации, связывающая появление скачков с прорывом дислокационных скоплений, к сожа-

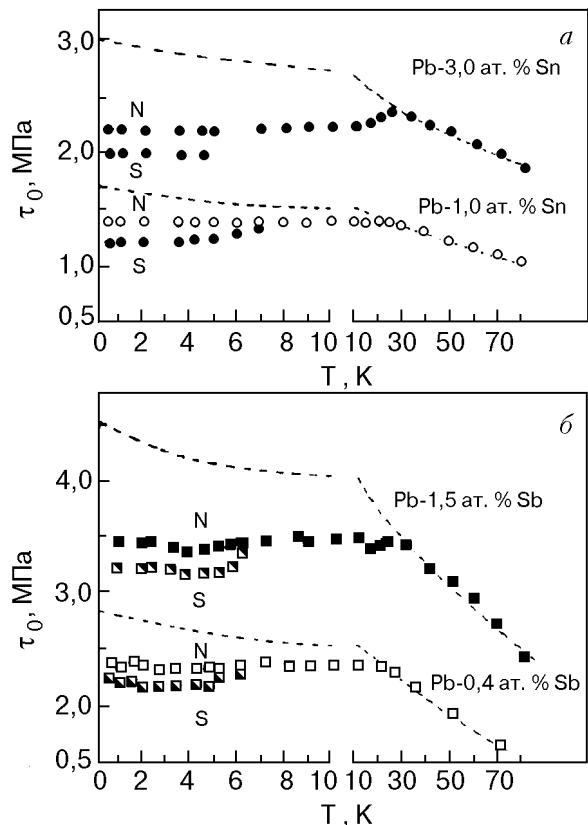


Рис. 27. Температурные зависимости критического напряжения сдвига τ_0 монокристаллов сплавов Pb-Sn (а) и Pb-Sb (б) в нормальном (N) и сверхпроводящем (S) состояниях. Пунктиром показана зависимость, вытекающая из термоактивационного характера процессов [37].

лению, пока остается гипотезой без каких-либо теоретических расчетов. Поэтому сравнение экспериментальных результатов с динамической дислокационной гипотезой можно провести только качественно. Пользуясь современными представлениями о движении дислокаций в нормальном и сверхпроводящем состояниях [1,2], можно следующим образом объяснить влияние сверхпроводящего перехода на НДС. В сверхпроводящем состоянии по сравнению с нормальным из-за незадемпфированности дислокаций ряд препятствий будет преодолеваться благодаря инерционным эффектам. Поэтому в S-состоянии скачки начнутся позже и амплитуда их будет меньше при одинаковой деформации. Такой процесс может протекать при любом характере $\tau_0(T)$ как в форме одиночных скачков, так и в форме пилообразной кривой. Для процесса скачкообразной деформации в рамках этой гипотезы не требуется понижения τ с повышением температуры. Существуют убедительные экспериментальные доказательства в пользу динамической гипотезы. К ним прежде всего следует отнести эксперименты по наблю-

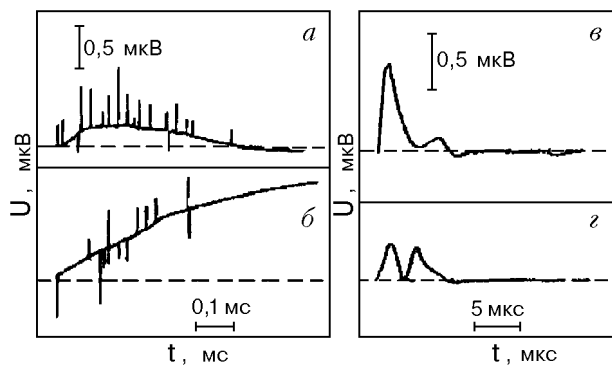


Рис. 28. Короткие (МКС) электрические импульсы, регистрируемые на фоне МС импульсов в моменты глубоких скачков нагрузки (а,б) и одиночные МКС импульсы, наблюдаемые при небольших $\delta\epsilon \sim 10^{-5}-10^{-4}$ скачках нагрузки (в,г) [48].

дению электрических эффектов при низкотемпературном деформировании. Электрические эффекты являются следствием взаимодействия дислокаций и электронов проводимости и проявляются из-за увлечения электронов проводимости быстро движущимися дислокациями. Эффект был предсказан теоретически [46] и наблюдался экспериментально [47]. Затем с использованием разработанной в [47] методики было проведено исследование низкотемпературной скачкообразной деформации монокристаллов Al (99,999%) в условиях сжатия [48]. Во время скачков нагрузки на гранях деформируемых образцов регистрировались импульсные электрические сигналы разной величины, формы и длительности. В зависимости от длительности импульсы можно разделить на две группы: $t = 1-10$ мс (МС импульс), $t = 2-5$ мкс (МКС импульс) (рис. 28).

Для установления природы обнаруженных электрических эффектов был проведен ряд проверочных опытов и оценок. Они показали, что основную роль в формировании МС импульсов играет термоэдс, возникающая при контакте соединительных проводов с образцом благодаря тепловым процессам при деформировании. Импульсы МКС, в отличие от МС импульсов, не зависели от материала соединительных проводов и геометрии их размещения. При измерении температуры поверхности образцов в момент скачков нагрузки ни в одном из опытов не были зарегистрированы в МКС диапазоне следы кратковременных повышений температуры. Из этих наблюдений сделан вывод, что МКС импульсы можно связать с эффектом увлечения электронов при движении дислокационных скоплений, причем длительность этих импульсов свидетельствует о динамической ($\sim 10^5$ см/с) природе их движе-

ния. Что касается МС импульсов, то в их формировании важную роль играют деформационные процессы, формирующие температурное поле, т.е., по-видимому, процессы термомеханической нестабильности. В пользу такой интерпретации МС импульсов свидетельствуют высокоточные измерения, проведенные на монокристаллах ниобия [50]. Очень существенным для понимания механизмов НСД является тот экспериментальный факт, что скачок начинается с МКС импульсов, т.е. обычно перед МС импульсами наблюдаются МКС импульсы, что означает иницирование быстро движущимися скоплениями термостимулированного формирования дислокационных лавин при дальнейшем развитии скачка. Такая временная последовательность импульсов является прямым экспериментальным доказательством того, что динамические дислокационные скопления являются инициатором (по терминологии авторов [48], «спусковым крючком») ситуации, создающей условия для возникновения термостимулированных дислокационных лавин. Используя результаты регистрации электрических импульсов, в [48] оценен вклад динамических дислокационных скоплений в полное приращение деформации при скачках нагрузки. Сопоставляя эти данные с суммарной амплитудой серии импульсов, отвечающих одному скачку, получаем при больших скачках нагрузки, что их доля составляет 1–20% $\Delta\epsilon$. Поскольку чувствительность регистрирующей аппаратуры не позволяет наблюдать небольшие скопления, оценка является минимальной. Таким образом, исследования кинетики скачков позволили определить последовательность развития событий. Скачок нагрузки начинается с быстрого движения дислокационных скоплений, которое приводит к разогреву полос скольжения и к возникновению последующей термомеханической нестабильности. Поэтому теория скачкообразной деформации должна включать как чисто динамические эффекты, так и эффекты термомеханической нестабильности, в чем, по-видимому, кроется объяснение закономерностей влияния сверхпроводящего перехода на скачкообразную деформацию.

Недавно опубликована работа [52], в которой с помощью высокочувствительного кварцевого датчика, помещенного вблизи образца, зарегистрирована кинетика одиночного скачка нагрузки в никеле, меди и конструкционных материалах. Показано, что скачок нагрузки характеризуется двухстадийностью: первая стадия ($\Delta\sigma_I$) продолжается микросекунды, вслед за которой происходит более медленное, миллисекундное падение

нагрузки ($\Delta\sigma_{II}$). На первой стадии нагрузка линейно изменяется со временем, что свидетельствует о квазивязком, динамическом характере деформации. На второй стадии σ нелинейно зависит от времени, что характерно для термоактивационного процесса. Полученный результат согласуется с данными других работ, упомянутых выше.

7. Выводы

1. Переход в сверхпроводящее состояние приводит к существенному ослаблению макроскопической скачкообразной деформации или к ее исчезновению.

2. Исчезновение влияния NS -перехода на НМСД при больших деформациях в прочных алюминиевых сплавах, скорее всего, связано с небольшим (от 0,5 до 1,2 К) разогревом образца и переходом в нормальное состояние.

3. Наблюдаемые закономерности влияния NS -перехода на НМСД противоречат гипотезе о термомеханической нестабильности.

4. Имеющиеся высокоточные измерения кинетики скачков позволяют утверждать, что начинающийся при скачке срыв нагрузки сначала появляется вследствие чисто динамического движения дислокаций, только после чего происходят сложные термомеханические процессы. В пользу такой кинетики развития скачка свидетельствует и влияние сверхпроводящего перехода на низкотемпературную скачкообразную деформацию.

В заключение автор благодарит В. С. Фоменко, Т. А. Пархоменко, И. Н. Кузьменко, С. Э. Шумилина, Н. В. Исаева за совместные работы, В. Д. Нацика за критические замечания, И. Н. Глинько и А. И. Глинько за помощь при оформлении рукописи. Особая благодарность В. С. Фоменко за большую помощь.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины (проект 2.4/156 «Бион-2»).

1. В. И. Старцев, В. Я. Ильичев, В. В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Металлургиздат, Москва (1975).
2. V. I. Startsev, in: *Dislocation in Solids*, F. R. N. Nabarro (ed.), North Holland, Amsterdam, 145, (1983). Vol. 6.
3. L. S. Basinski, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A* **240**, 229 (1957).
4. L. P. Kubin and B. Joffrey, *Philos. Mag.* **24**, 437 (1971).
5. E. Kuramoto, S. Takeuchi, and T. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **34**, 1217 (1973).
6. G. A. Malygin, *Phys. Status Solidi (b)* **61**, K45 (1974).
7. Б. В. Петухов, Ю. З. Эстрин, *ФТТ* **17**, 2041 (1975).
8. И. С. Житомирский, И. Н. Нечипоренко, *ФНТ* **4**, 1053 (1978).
9. Yu. Z. Estrin and L. P. Kubin, *Scr. Metall.* **14**, 1359 (1980).

10. А. Зегер, в сб.: *Дислокации и механические свойства*, Изд.-во иностр. лит., Москва (1960).
11. И. Н. Кузьменко, Т. А. Пархоменко, В. В. Пустовалов, *ФНТ* **4**, 1340 (1978).
12. В. В. Пустовалов, В. С. Фоменко, Ю. И. Гофман, *Препринт ФТИНТ АН УССР*, 6 октября 1972, Харьков (1973).
13. В. С. Бобров, И. В. Виденский, *Материалы XX Всесоюз. совещ. по физ. низк. темп., Черногоровка* (1979), часть 3, с. 79–81.
14. И. Н. Кузьменко, В. В. Пустовалов, С. Э. Шумилин, *Препринт ФТИНТ АН УССР*, 58–86, Харьков (1986).
15. И. Н. Кузьменко, В. В. Пустовалов, *ФНТ* **5**, 1433 (1979).
16. И. Н. Кузьменко, *Дисс. ... канд. физ.-мат. наук*, Харьков, ФТИНТ АН УССР (1983).
17. И. Н. Кузьменко, В. В. Пустовалов, *Докл. АН УССР* **282**, 599 (1985).
18. И. Н. Кузьменко, С. В. Лубенец, В. В. Пустовалов, Л. С. Фоменко, *ФНТ* **9**, 865 (1983).
19. В. В. Пустовалов, С. Э. Шумилин, *ФММ* **62**, 171 (1986).
20. Н. В. Исаев, В. В. Пустовалов, В. С. Фоменко, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **20**, 832 (1994).
21. S. Saji, K. Yamamura, N. Furushiro, and S. Hori, *J. Jpn. Inst. Light Metals* **38**, 792 (1988).
22. Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. В. Пустовалов, В. П. Солдатов, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **23**, 1010 (1997).
23. В. И. Доценко, И. Ф. Кисляк, В. Т. Петренко, В. И. Старцев, В. И. Тихоновский, *ФНТ* **12**, 741 (1986).
24. E. Y. Gutmanas and Y. Estrin, *Phys. Status Solidi (a)* **92**, 137 (1985).
25. Б. В. Петухов, Ю. З. Эстрин, *ФТТ* **17**, 2041 (1975).
26. В. Буккель, *Сверхпроводимость*, Мир, Москва (1975).
27. И. Н. Нечипоренко, *ФНТ* **12**, 75 (1986).
28. Г. А. Малыгин, *ФНТ* **12**, 849 (1986).
29. В. Д. Нацик, *ЖЭТФ* **61**, 2540 (1971).
30. Г. А. Малыгин, *ФТТ* **40**, 1778 (1998).
31. A. V. Granato, *Phys. Rev.* **B4**, 2196 (1971).
32. В. С. Фоменко, Н. В. Исаев, В. В. Пустовалов, *ФНТ* **19**, 429 (1993).
33. Т. Блюитт, Р. Колтман, Дж. Редман, в кн.: *Дислокации и механические свойства кристаллов*, Изд.-во иностр. лит., Москва (1960).
34. В. И. Доценко, А. И. Ландау, В. В. Пустовалов, *Современные проблемы низкотемпературной пластичности материалов*, Наукова думка, Киев (1987).
35. Th. Wille, W. Gieske, and Ch. Schwink, *Acta. Metal.* **35**, 2679 (1987).
36. И. А. Шепель, Л. Н. Загоруйко, В. Д. Нацик, В. В. Пустовалов, В. П. Солдатов, *ФНТ* **17**, 390 (1991).
37. Н. В. Исаев, В. Д. Нацик, В. В. Пустовалов, И. А. Шепель, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **18**, 911 (1992).
38. Н. В. Исаев, В. Д. Нацик, В. С. Фоменко, *ФНТ* **25**, 987 (1999).
39. В. В. Пустовалов, В. С. Фоменко, *Препринт ФТИНТ АН УССР*, 9–78, Харьков (1978).
40. В. П. Подкуйко, *ФММ* **40**, 1273 (1975).
41. Н. В. Исаев, В. Д. Нацик, В. В. Пустовалов, В. С. Фоменко, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **24**, 786 (1998).
42. S. Takeuchi, K. Maeda, and T. Suzuki, *Phys. Status Solidi (a)* **43**, 289 (1977).
43. С. Э. Шумилин, *Дисс. ... канд. физ.-мат. наук*, Харьков, ФТИНТ АН УССР (1987).
44. В. Д. Нацик, Г. И. Кириченко, В. В. Пустовалов, В. П. Солдатов, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996).

45. F. Iida, T. Suzuki, E. Kuramoto, and S. Takeuchi, *Acta Metall.* **27**, 637 (1979).
46. В. Я. Кравченко, *ФТТ* **9**, 1050 (1967).
47. В. С. Бобров, М. А. Лебедкин, *Письма ЖЭТФ* **38**, 334 (1983).
48. В. С. Бобров, М. А. Лебедкин, *ФТТ* **31**, 120 (1989).
49. В. С. Бобров, М. А. Лебедкин, *ФТТ* **35**, 1881 (1993).
50. А. М. Долгин, В. З. Бенгус, *ФНТ* **16**, 254 (1990).
51. Т. А. Пархоменко, В. С. Фоменко, *Металлофизика* **2**, 106 (1980).
52. В. Obst and A. Nyilas, *Adv. Cryog. Eng.* **44**, 331 (1998).

**Effect of superconducting transition on
low-temperature jump-like deformation in
metals and alloys
(Review Article)**

V. V. Pustovalov

Experimental data on the influence of superconducting transition on low-temperature jump-like deformation of metals and alloys are considered. Hypotheses are given concerning with the mechanism of this effect and comparison with experimental data are made. Experimental and theoretical investigations of a forementioned low-temperature jump-like deformation are discussed and conjectures as to its mechanism are suggested.