

# Скачкообразная деформация металлов и сплавов при низких температурах

## (Обзор)

В.В. Пустовалов

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: pustovalov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 31 марта 2008 г., после переработки 21 апреля 2008 г.

Пластическая деформация с постоянной скоростью при низких температурах, начиная с 20–30 К, как правило, протекает в форме осцилляций деформирующего напряжения (скачкообразная деформация). Возникновение низкотемпературной скачкообразной деформации (НТСД) обусловлено особыми условиями протекания деформации за счет специфических условий динамики дислокаций и, возможно, за счет особых физических условий деформирования (низкая теплопроводность и теплоемкость образца, теплообмен с охлаждающей средой). За время, прошедшее со времени обнаружения НТСД в 50-х годах прошлого века, выполнено большое количество экспериментальных и теоретических работ, но до сих пор нет ни одного обзора. Дальнейший прогресс в понимании механизма НТСД и создании теории этого явления требует систематизации экспериментальных данных. Как правило, при сравнении теорий НТСД с экспериментом использовали отдельные экспериментальные факты. В настоящем обзоре сделана попытка собрать максимально доступное количество экспериментальных данных, систематизировать их, определить основные закономерности НТСД, рассмотреть теоретические гипотезы, сравнить теории с экспериментом и высказать предположения относительно механизмов низкотемпературной скачкообразной деформации.

Пластична деформація з постійною швидкістю при низьких температурах, починаючи з 20–30 К, як правило, протікає у формі осциляцій деформуючої напруги (стрибокподібна деформація). Виникнення низкотемпературної стрибкоподібної деформації (НТСД) обумовлено особливими умовами протікання деформації за рахунок специфічної динаміки дислокацій і, можливо, за рахунок особливих фізичних умов деформування (низька теплопровідність і теплоємність зразка, теплообмін з охолоджуючим середовищем). За період, що пройшов із часу виявлення НТСД в 50-х роках минулого століття, виконано велику кількість експериментальних і теоретичних робіт, але дотепер немає жодного огляду. Подальший прогрес у розумінні механізму НТСД і створенні теорії цього явища вимагає систематизації експериментальних даних. Як правило, при порівнянні теорій НТСД із експериментом використовувались окремі експериментальні факти. У теперішньому огляді зроблено спробу зібрати максимально доступну кількість експериментальних даних, систематизувати їх, визначити основні закономірності НТСД, розглянути теоретичні гіпотези, порівняти теорії з експериментом і висловити припущення щодо механізмів низькотемпературної стрибкоподібної деформації.

PACS: 61.20.F- Деформация и пластичность;  
81.40.Lm Деформация, пластичность и ползучесть.

Ключевые слова: низкотемпературная скачкообразная деформация, металлы, сплавы.

## Содержание

1. Введение . . . . .	872
2. История вопроса . . . . .	873
3. Проявления скачкообразной деформации при низких температурах в различных металлах и сплавах . . . . .	875
4. Влияние параметров нагружающего устройства на характеристики низкотемпературной скачкообразной деформации . . . . .	882
5. Эффекты разогрева . . . . .	883
6. Основные закономерности . . . . .	889
6.1. Влияние температуры и скорости деформирования. Область существования скачкообразной деформации . . . . .	889
6.2. Влияние деформации (напряжения) . . . . .	891
6.3. Влияние ориентации при деформировании монокристаллов . . . . .	892
6.4. Влияние границ зерен при деформировании поликристаллов . . . . .	893
6.5. Влияние чистоты и легирования . . . . .	895
6.6. Влияние радиационного облучения . . . . .	897
6.7. Влияние состояния поверхности образца . . . . .	897
6.8. Влияние охлаждающей среды . . . . .	898
6.9. Влияние масштабного фактора . . . . .	898
6.10. Акустическая эмиссия . . . . .	899
7. Изучение одиночного скачка . . . . .	900
8. Металлографическое изучение скачкообразной деформации . . . . .	902
9. Специальные исследования скачкообразной деформации . . . . .	903
9.1. Изучение скачкообразной деформации методом измерения электросопротивления . . . . .	903
9.2. Влияние сверхпроводящего перехода . . . . .	904
10. Статистические исследования низкотемпературной скачкообразной деформации . . . . .	904
11. Основные гипотезы и представления о природе и механизмах низкотемпературной скачкообразной деформации . . . . .	906
11.1. Термомеханическая нестабильность . . . . .	906
11.2. Динамика дислокационных скоплений . . . . .	906
11.3. Геометрическая нестабильность . . . . .	908
11.4. Феноменологическое описание . . . . .	908
11.5. Новые идеи (самоорганизующаяся критичность) . . . . .	909
12. Общие соображения о критериях нестабильности и стадийности отдельного скачка . . . . .	909
13. Прикладные аспекты . . . . .	910
14. Заключение . . . . .	911
Литература . . . . .	911

## 1. Введение

В процессе деформирования кристалла с постоянной скоростью на кривой упрочнения часто наблюдаются скачки деформирующего напряжения (одиночные или многократно повторяющиеся). Это явление получило название «скачкообразная деформация» (СД). Иногда используется также термин «прерывистое или нестабильное пластическое течение». Впервые СД зарегистрировали при изучении сплавов в условиях комнатных и повышенных температур (эффект Портевена–Ле Шателье, 1923 г.) и объясняли специфическими дислокационно-диффузионными процессами в деформируемых сплавах. В широком интервале температур наблюдается скачкообразная деформация, обусловленная деформационным двойникованием, полиморфным превращением и трещинообразованием.

В процессе многолетних многочисленных низкотемпературных исследований пластичности и прочности твердых тел был обнаружен еще один вид СД

чистых металлов и сплавов как монокристаллов, так и поликристаллов, который присущ только низкотемпературному режиму деформирования (рис. 1). Оказалось, что пластическая деформация при низких температурах весьма часто имеет прерывистый характер, поэтому низкотемпературная скачкообразная деформация (НТСД) в настоящее время считается одной из наиболее существенных особенностей низкотемпературной пластичности. В самых общих чертах можно заключить, что НТСД обусловлена особыми условиями протекания деформации то ли за счет специфических особенностей динамики дислокаций (движение, размножение, взаимодействие дислокаций между собой или с примесями), то ли за счет особых физических условий деформирования (низкие теплопроводность и теплоемкость образца, особые условия теплообмена с охлаждающими криогенными жидкостями).

В зависимости от того, что считается более существенным, дислокационная динамика или тепловые эф-

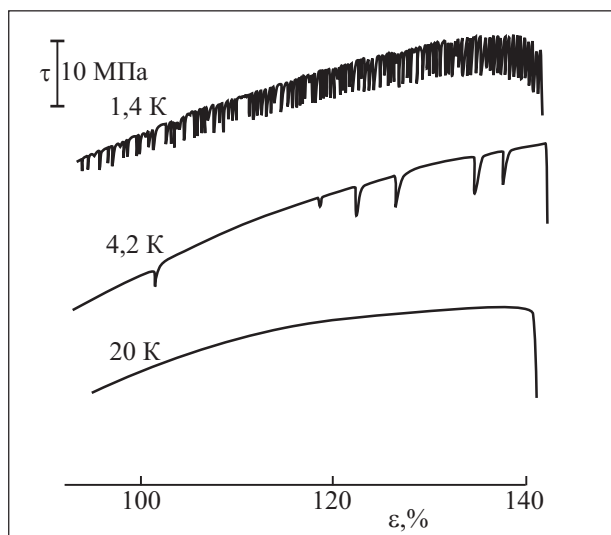


Рис. 1. Участки кривых растяжения монокристаллов алюминия чистой 99,5% при разных температурах. Ось растяжения вблизи [111] [18].

факты, имеются две основные гипотезы относительно механизма возникновения НТСД. Исторически первым было высказано предположение, что природа низкотемпературных скачков связана с низкотемпературными особенностями динамики дислокационных скоплений. В основе другой гипотезы лежит представление о НТСД как о проявлении термомеханической нестабильности: в условиях, когда теплоемкость и теплопроводность деформируемого образца весьма малы, выделяемое тепло (локальное или глобальное) приводит к разогреву полос скольжения или образца в целом, в результате чего возникает лавинообразный сдвиг. Среди большого числа экспериментальных работ имеются наблюдения, свидетельствующие в пользу как одной, так и другой гипотезы, поэтому вопрос о справедливости той или иной гипотезы, а следовательно, о механизме НТСД, остается открытым. Закономерности влияния сверхпроводящего перехода на макроскопическую скачкообразную деформацию, приведенные в обзоре [1], оказались в наибольшем противоречии с гипотезой термомеханической нестабильности. Возможно, что процесс СД включает оба механизма, в пользу чего свидетельствуют некоторые экспериментальные факты. Дальнейший прогресс в понимании механизма НТСД и создании теории этого явления требует систематизации максимального количества известных экспериментальных данных. Как правило, при сравнении теорий с экспериментом ранее использовали отдельные экспериментальные факты, это не позволяет утверждать, что существующие теории объясняют низкотемпературную скачкообразную деформацию во всех ее проявлениях.

В настоящем обзоре сделана попытка собрать максимальное количество экспериментальных данных,

систематизировать их, определить основные закономерности низкотемпературной скачкообразной деформации, рассмотреть теоретические гипотезы и сравнить их следствия с экспериментом.

## 2. История вопроса

Первые наблюдения НТСД относятся к 50-м годам XX века. В 1957 году практически одновременно опубликовано несколько работ, в которых были проведены исследования пластичности и прочности твердых тел при температурах жидкого гелия методом снятия кривых напряжение–деформация при постоянной скорости деформирования. При этом было обнаружено, что макроскопически плавная при более высоких температурах кривая деформационного упрочнения становится прерывистой. По-видимому, первое сообщение о наблюдении прерывистого скольжения при низких температурах на монокристаллах чистой меди содержится в работах [2,3]. Эти наблюдения впервые доложены на конференции «Дислокации и механические свойства кристаллов» в 1956 году в Лейк-Плэсиде (США).

К первым работам, в которых наблюдалась СД, можно отнести также исследование 1955 г. [4], где наблюдаемый при изучении меди эффект интерпретировался исключительно как следствие деформационного двойникования. Только в работах [2,3] было ясно показано, что в монокристаллах меди имеются ориентации оси растяжения, где наблюдается как СД, обусловленная деформационным двойникованием, так и скачки, обусловленные скольжением дислокаций. Показано, что реакторное облучение не влияет на двойникование, но существенно влияет на прерывистое скольжение. В процессе обсуждения работы [2] А. Зегер высказал впервые гипотезу о механизме СД как о дислокационном процессе лавинообразного прорыва препятствий.

В работе [5] при 4,2 К исследована деформация при растяжении ряда поликристаллических металлов и сталей с различным типом решетки: закаленная и отпущенная сталь,  $\beta$ -латунь, никель и цирконий. В этих экспериментах в основном пластическая деформация протекала скачкообразно. При 4,2 К скачкообразная деформация также наблюдалась на чистом железе [6].

В 1957 г. проведено первое детальное исследование закономерностей НТСД [7]. Для изучения СД использовали монокристаллы сплава Al–2% Mg и коммерческий алюминиевый сплав 24S, который из алюминиевых сплавов имеет наименьшую теплопроводность при температуре жидкого гелия. В этом случае скачки появлялись в начале деформации, а между скачками наблюдалось плавное течение. По мере деформации гладкие участки диаграммы деформирования становились все меньше, пока дальнейшее деформирование не стало происходить исключительно

в форме скачков. Амплитуда скачков росла с ростом деформации. С помощью сигнала от динамометра, поданного на осциллограф, было измерено время падения нагрузки, оно составляло  $1,5 \cdot 10^{-4}$  с. В этой же работе впервые измерены температурные эффекты. Для этого катушку из ниобиевой проволоки помещали в отверстие  $\varnothing 0,3$  мм в образце из 24S; было показано, что в процессе скачка часть катушки переходила в нормальное состояние. Это означает, что температура образца в этом месте превышала температуру сверхпроводящего перехода ниобия, равную 9 К. Скачки наблюдались только ниже 12 К, а непрерывная СД начиналась между 5 и 4 К. На основании этих экспериментов было высказано предположение, что нестабильность пластического течения вызывается локализованным нагревом образца. Проведенные оценки амплитуды скачка в условиях адиабатического разогрева хорошо согласовывались с экспериментально измеренными.

При низкотемпературном исследовании пластической деформации монокристаллов никеля также наблюдалась НТСД [8]. Тщательный анализ позволил заключить, что эти скачки не связаны с двойникованием. При исследовании низкотемпературных физических свойств щелочных металлов деформационные эксперименты на литии позволили обнаружить СД при 20,4 и 4,2 К [9]. Воспроизводимость результатов (число скачков, величина деформации, отвечающая первому скачку) была невысокой.

В 50-е годы в Ленинградском Физико-техническом институте были начаты низкотемпературные исследования пластичности и прочности, результаты которых опубликованы в серии работ [10–14]\*. В частности, в [10] при 1,6 К обнаружены скачки на кривых растяжения неотожженного поликристаллического алюминия чистотой 99,3%. В работе [12] скачкообразную деформацию наблюдали при 1,6 К на отожженном крупнозернистом алюминии чистотой 99,996 % и на алюминиевом сплаве В-95 (Cu-1,7%; Mg-2,3%; Zn-6,0%). В том сплаве СД наблюдали только в отожженном состоянии при 1,6 и 4,2 К. Закаленные образцы В-95 сильно охрупчивались при понижении температуры, поэтому при 4,2 К и особенно при 1,6 К максимальная деформация составляла не более 1–2%, видимо, поэтому СД не наблюдали. В [14] показано, что понижение температуры до 1,3 К привело к существенному увеличению числа скачков в поликристаллическом алюминии чистотой 99,3%, в работе [13] расширен круг исследованных металлов и сталей.

В 1959 г. опубликовано исследование низкотемпературных пластических свойств алюминия, выполненное в Харьковском Физико-техническом институ-

те [15]. Эксперименты проведены на алюминиевых поликристаллах чистотой 99,994 и 99,9%. Деформация при 4,2 К и ниже сопровождалась потрескиванием, чему соответствует прерывистость кривой деформации. Скачкообразная деформация технического алюминия начиналась при деформации 8–9%, а высокочистого — при 40–45%. Уменьшение скорости деформирования в 75 раз (от  $4 \cdot 10^{-4}$  с<sup>-1</sup> до  $5 \cdot 10^{-6}$  с<sup>-1</sup>) не меняло характера деформирования. Авторы считали, что, возможно, неустойчивость пластического течения связана с механическим двойникованием, но это предположение в дальнейшем не было подтверждено.

В [16] была продолжена работа по изучению тепловых эффектов. В адиабатической модели разогрев образца в процессе низкотемпературной деформации должен был достигать 50–80 К, а экспериментально наблюдалось около 5 К. Реальность этой модели в условиях погружения образца в жидкий гелий требовала экспериментальной проверки. Объектом исследования был алюминиевый сплав 65S в закаленном состоянии. Синхронная запись нагрузки и температуры позволила продифференцировать всплески температуры и связать их с местоположением термопары (подробнее см. разд. 5). В работе также были сделаны оценки повышения температуры в условиях адиабатического разогрева и с учетом локализации деформации в объеме порядка  $4 \cdot 10^{-3}$  см<sup>3</sup>. По оценке рост температуры составлял 61 К, в то время как эксперимент давал 55 К. На основании такого хорошего согласия сделан вывод о справедливости предположения об адиабатичности процесса. В пользу этого свидетельствовала высокая скорость нагрева ( $\sim 2,5 \cdot 10^5$  град/с).

К начальному этапу исследований НТСД отнесем и работу [17], где при низких температурах продеформирована большая группа технически чистых металлов: алюминий, бериллий, висмут, вольфрам, железо, кадмий, калий, литий, магний, медь, молибден, натрий, никель, олово, свинец, сурьма, серебро, ртуть, тантал, титан, хром, цезий, цинк, цирконий и уран. Убедительно показано, что кроме СД, обусловленной понятными механизмами — двойникованием, индуцированной деформацией фазовым превращением, рекристаллизацией, существует особый низкотемпературный процесс СД. Этими работами, по-видимому, исчерпываются первые наблюдения низкотемпературной скачкообразной деформации. Обращает на себя внимание широкая география исследований — Окриджская Национальная лаборатория и исследовательская лаборатория фирмы Вестингауз в США, отдел чистой физики в Канаде, Ленинградский и

\* Первые результаты были доложены на Всесоюзных совещаниях по физике низких температур в 1956 г. (Ленинград) и в 1957 г. (Москва).

Украинский Физико-технические институты в СССР, Институт металловедения в Германии, Кларендонская лаборатория и Харуэльский центр в Англии.

### 3. Проявления скачкообразной деформации при низких температурах в различных металлах и сплавах

За время, прошедшее с момента обнаружения НТСД, был накоплен большой экспериментальный материал, свидетельствующий о том, что это явление весьма общее и типично для низкотемпературного деформирования кристаллических материалов. В систематизированном виде имеющиеся данные представлены в табл. 1, из которой видно, что большинство изученных при низких температурах материалов проявляют СД. К ним относятся чистые металлы с различным типом кристаллической решетки, сплавы, стали и композиты. В ряде материалов в определен-

ных экспериментальных условиях (ориентация) наблюдаемые скачки удалось связать с деформационным двойникованием или полиморфным превращением. При низких температурах в ряде ГЦК монокристаллов (медь, серебро) на кривых деформирования можно четко разделить скачки, отвечающие двойникованию, и скачки, характерные для неустойчивости пластического скольжения. Как показано на монокристаллах меди [2,3], эти явления четко разнесены по деформации — сначала начинается скачкообразное скольжение, затем возникает деформационное двойникование. В полностью сдвойникованном кристалле возобновляется режим первоначального неустойчивого пластического скольжения. Более сложно происходит скачкообразная деформация в ОЦК кристаллах, где часто невозможно разделить скачки, отвечающие неустойчивому пластическому скольжению и деформационному двойникованию.

Таблица 1. Явление и некоторые характеристики низкотемпературной скачкообразной деформации в металлах, сплавах, сталях.

1	2	3	4	5	6	7
Материал	Характеристика материала, размеры образца, микроструктура	Условия эксперимента	Температура начала скачкообразной деформации, К	Температура эксперимента, К	Характеристика скачкообразной деформации	Ссылка
<b>ГЦК чистые металлы</b>						
Al	Поликристалл, 99,994%, $l^* = 5$ см, $\varnothing = 3$ см	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} - 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$		4,2		[7]
Al	Поликристалл, 99,3%, $l = 20$ мм, $\varnothing = 1,2$ мм, отожженный	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 6,6 \cdot 10^{-4} - 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	1,6			[12]
Al	Поликристалл, 99,3%, $l = 20$ мм, $\varnothing = 1,2$ мм, неотожженный	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 6,6 \cdot 10^{-4} - 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	1,6			[13]
Al	Поликристалл, 99,996%, отожженный, $l = 17$ мм, $S = 2,5 \times 2,5$ мм, зерно 0,3–0,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-3} - 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$	4,2		Предполагается, что скачки связаны с двойникованием	[15]
Al	Поликристалл, 99,9%, послековки, $l = 17$ мм, $S = 2,5 \times 2,5$ мм, зерно 0,3–0,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-3} - 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$	4,2			[15]
Al	Поликристалл, 99,994%, отожженный $l = 17$ мм, $S = 2,5 \times 2,5$ мм, зерно 1,0–1,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-3} - 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$	1,4			[15]
Al	Поликристалл, 99,9%, отожженный, $l = 17$ мм, $S = 2,5 \times 2,5$ мм, зерно 0,3–0,5 мм	Сжатие	4,2			[17]
Al	Монокристалл, ось растяжения [111], 99,5%, отожженный, $l = 25$ мм, $S = 5 \times 1$ мм	Растяжение	~4,2			[18]
Al	Поликристалл, 99,5%, $l = 25$ мм, $S = 5 \times 1$ мм, зерно 0,02 мм	Растяжение	1,4			[18]
Al	Монокристаллы, 99,8%	Ползучесть в условиях растяжения		1,65		[19]

\* Под размером образца подразумевается размер деформируемой части

1	2	3	4	5	6	7
Al	Поликристаллы, 99,3%, $l = 20$ мм, $\varnothing 2$ мм	Растяжение		1,3		[20]
Al	Монокристаллы, 99,9999%, ориентация оси [111], [100], $10 \times 4 \times 4$ мм	Сжатие, $\dot{\epsilon} = 0,8 \cdot 10^{-3} - 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$	10		Параллельно скачкообразная деформация изучалась методом электрических импульсов	[21]
Al	Монокристаллы, 99,5%, ориентация оси [111], [110], [100]	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		1,4	Эксперименты на образцах различной толщины, ширины и длины	[22]
Al	Монокристаллы, 99,999%; 99,99%; 99,5%, ориентация оси вблизи [111], $25 \times 5 \times 1$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		1,4–1,6		[18], [23]
Al	Поликристаллы, 99% с различной величиной зерна. $25 \times 5 \times 1$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$				[23]
Al	Монокристаллы, 99,99%, ориентация оси [111], $25 \times 51$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,5 \cdot 10^{-5} - 7 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$		1,4		[26]
Al	Поликристаллы, 99,5% $\varnothing$ зерна 0,03 мм, размер $25 \times 3 \times 1$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		1,5–0,5	Эксперименты проводились как в жидком $^4\text{He}$ , так и в жидком $^3\text{He}$	[27]
Cu	Монокристаллы, 99,999%, $25,4 \times 3,2 \times 3,2$ мм; $25,4 \times 6,3 \times 6,3$ мм	Растяжение	$4,2 < T < 77,3$	$77,3 - 4,2$	При некоторых ориентациях наблюдалось деформационное двойникование	[2,3]
Cu	Монокристаллы, 99,999%, $25 \times 5 \times 1$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		$4,2 - 1,4$	При некоторых ориентациях наблюдалось деформационное двойникование	[28]
Cu	Поликристаллы, 99,9%, преддеформирование	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	$T \leq 8,5$			[29]
Cu	Поликристаллы, 99,999%, размер зерна 112 мкм, проволочки $\varnothing 1$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	$T \leq 5,9$		Деформирование осуществлялось в газообразном гелии	[30]
Ni	Поликристаллы, 99,8%, в отожженном состоянии	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	$4,2 < T < 77,3$			[5]
Ni	Монокристаллы, 99,98%, ориентация оси $\sim [111]$ , длина 50,8 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 10^{-4} - 10^{-5} \text{ с}^{-1}$	20			[8]
Ni	Поликристаллы технической чистоты	Сжатие		4,2		[17]
Ni	Монокристаллы, чистота $R_{300}/R_{4,2} \sim 150$ , ориентация оси $\sim [110]$ , центральная	Растяжение	$T < 12$			[31]
Pb	Поликристалл, 99,992%	Сжатие		3		[17]
Pb	Поликристалл, 99,992%, $25 \times 5 \times 1$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	$T \leq 2,4$		Скачкообразная деформация наблюдалась в процессе разрушения	[32]
Pb	Монокристалл, поликристалл	Сжатие	$3 - 3,5$	$1,5 - 3,5$	Микроскопические скачки только в сверхпроводящем состоянии	[33]
Pb	Монокристалл, 99,99 %	Сжатие, $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ вдоль [110]	3	$1,6 - 10$	Микроскопические скачки только в сверхпроводящем состоянии	[34]
Pb	Поликристалл, 99,9997%, $RRR = 20000$	Сжатие со скоростью $10^{-4} - 10^{-5} \text{ с}^{-1}$	$T \leq 1$		Нормальное состояние, макроскопические скачки	[35]
Ag	Поликристалл, 99,992%, размер зерна 0,9–1,0 мм, $25 \times 5 \times 1$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	4,2			[36]
Ag	Монокристаллы центральной ориентации, $25 \times 5 \times 1$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	4,2		Кроме скольжения наблюдалось и деформационное двойникование	[37]

Скачкообразная деформация металлов и сплавов при низких температурах

1	2	3	4	5	6	7
<b>ОЦК чистые металлы</b>						
Nb	Поликристаллы, чистота $R_{300}/R_{14} = 16,6$	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	14–20			[38]
Nb	Поликристаллы, чистота $R_{300}/R_{14} = 31,1$	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	14–20			[38]
Nb	Поликристаллы, чистота $R_{300}/R_{14} = 55,3$	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	14–20			[38]
Nb	Монокристаллы, чистота $R_{300}/R_{4,2}^N = 600$ , различные ориентации	Растяжение	12			[39]
Nb	Монокристаллы, чистота $RRR = 300$ , ориентация оси деформации вблизи [100] и [110]	$\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$		4,2	При ориентации оси вблизи [110] наблюдаются большие сбросы, при ориентации [100] — одиночные скачки	[40]
Nb	Монокристалл высокочистый, размеры деформируемой части $14,2 \times 2,86 \times 1,25$ мм, ось деформирования вдоль [551]	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 5,9 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$		4,2	Скачкообразная деформация наблюдалась и при 77,3 К	[40], [41], [42]
Nb	Монокристаллы, чистота $R_{293}/R_{4,2} = 150$ , различные ориентации	$\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$	15		Время скачков $\leq 1$ мс, при растяжении 3–5 скачков, при сжатии — 15–20	[43]
Nb	Монокристаллы, чистота $R_{293}/R_{4,2} = 150–200$	$\dot{\epsilon} = 10^{-5}–10^{-4} \text{ с}^{-1}$	12–15		Скачки нагрузки отвечали образованию двойниковых прослоек, часть — полосам катастрофического сдвига	[44]
Nb	Монокристаллы, чистота $RRR = 300$ , различные ориентации, $0,4 \times 0,4 \times 10$ мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	4,2			[45]
Ta	Поликристалл, 99,11%		1,6		Наблюдался 1 скачок	[12]
Ta	Поликристалл, 99,11%		1,6		Наблюдался 1 скачок	[12]
Ta	Монокристалл, ориентация оси между [100] [110], размер образца $2 \times 2 \times 7,5$ мм	Сжатие, $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4,2		[46]
Ta	Монокристалл, центральная ориентация, $RRR = 10000$	$\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4,2	Скачкообразная деформация наблюдалась не всегда	[47]
Mo	Монокристаллы, чистота $R_{300}/R_{4,2} = 5500$ , различная ориентация, различные размеры	$\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	4,2	$4,2 < T < 77,3$	Образцы с малым сечением не проявляли скачкообразной деформации	[17]
Cs	Поликристалл	Сжатие, скорость деформации 30 мкм/с				[17]
<b>ГПУ чистые металлы</b>						
Zr	Поликристалл высокой чистоты	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	$4,2 < T < 77,3$		Скачки начинаются за пределом текучести	[5]
Zr	Поликристалл, размер образца: длина 31,75 мм, диаметр 3,18 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4,2		[48]
Ti	Поликристалл иодидный, 99,99%, величина зерна 50 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	1,7			[49]
Ti	Поликристалл иодидный, 99,93%	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	20			[50]
Ti	Поликристалл, 99,95%, диаметр зерна 20 мкм, толщина и диаметр образца различны	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,7 \cdot 10^{-4}–3 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$	10–20		Наблюдалось влияние качества поверхности	[51]
Cd	Поликристалл, 99,98%	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	1,6			[17]
Cd	Монокристалл, 99,99%	Сжатие, $\dot{\epsilon} = 10^{-5} \text{ с}^{-1}$		0,42		[52]

1	2	3	4	5	6	7
<b>Другие металлы</b>						
U	Поликристалл	Сжатие		4,2		[17]
Hg	Поликристалл	Сжатие		4,2		[17]
Hg	Монокристалл	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	$T < 77,3$	4,2–1,6	Кроме скачкообразной деформации наблюдается сбросообразование и двойникование	[53]
In	Монокристалл, чистота 99,999%, размер 15×5×5 мм, ось деформации вдоль [100] и посередине [100] и [110]	Сжатие, $\dot{\epsilon} = 10^{-5} - 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	$T < 1,7$	0,48	На ранних стадиях деформирования наблюдается двойникование	[54]
Sn	Монокристалл, размер образца 25×4,5×1,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$	0,5			[70]
<b>Сплавы</b>						
Cu–Ni	Поликристаллы, размер зерна 50–200 мкм Cu65–Ni35 Cu72–Ni28 Cu95–Ni5	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$		4,2 4,2 4,2		[55]
Cu–Be2	Поликристалл Cu–2 вес.% Be–0,2 вес.% Co, проволочный образец $\varnothing 0,5$ мм, размер зерна 9,2–11,6 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} - 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$	12,5			[56]
Cu–Be2	Поликристалл Cu–2 вес.% Be–0,2 вес.% Co	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	12,5 9		Однофазный Двухфазный	[57]
Cu–Be	Поликристалл Cu–10 ат.% Be–0,2 ат.% Co, проволочный образец $\varnothing 0,7$ и 0,3 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ $\dot{\epsilon} = 5,6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$		4,2; 5 $T < 4,2$		[58]
Cu–Be	Поликристалл Cu–12 ат.% Be–0,2 ат.% Co, проволочный образец $\varnothing 0,1$ и 0,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ $\dot{\epsilon} = 5,6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$		4,2; 5 $T < 4,2$		[58]
Al–Mg	Поликристалл Al–1,4% Mg, величина зерна 0,03–0,035 мм, плоский образец 25×2×5(8) мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	12			[59]
Al–Zn	Поликристалл Al–1,52% Zn, величина зерна 0,03–0,035 мм, плоский образец 25×2×5(8) мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	12			[59]
Al–Mg	Промышленный сплав АМг5В, Mg–4,92%; Mn–0,39%	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4,2		[60]
Al–Zn	Промышленный сплав АЦМУ Zn–4,56%; Mg–1,7%; Mn–0,42%	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 3 \text{ мм/мин}$		4,2		[60]
Al–Mg	Монокристалл, 0,62 1,55; 1,97; 3,76; 5,52; 9,00 ат.%, размер образца 25×5×2 мм, ориентация оси [100]–[110]	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	6–8			[61]
Al–Mg	Промышленный сплав АМг6; Mg–6,12%	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 0,28 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ $\dot{\epsilon} = 0,14 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ $\dot{\epsilon} = 0,28 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$	$9 < T < 13$			[62]
Al–Zn	Промышленный сплав В-95: Zn–6%, Mg–2,3%, Cu–1,7%	Растяжение		4,2–1,6		[12]
Cu–Al	Монокристалл Cu–14% Al– $\alpha$ твердый раствор	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$		4,2	Скачкообразная деформация начинается на стадии легкого скольжения	[63]
Cu–Al	Монокристалл Cu–10,5 ат.% Al, плоскость скольжения $[\bar{1}2\bar{5}]$ , направление $\{21\}, \{2\bar{1}0\}$	Растяжение		4,2		[64]
Al–Cu	Промышленный сплав 24S, размер образца: длина 50 мм; диаметр 3 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 0,89 \cdot 10^{-3} - 0,35 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$		4,2		[7]



Скачкообразная деформация металлов и сплавов при низких температурах

1	2	3	4	5	6	7
Al-Mg	Промышленный сплав 65S: Al-1% Mg-0,5% Si	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$		4,2		[16]
Cu-Al	Монокристалл центральной ориентации, размер 25×5×1 мм, Cu-14 ат.% Al	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	25 10 4,2			[65]
Cu-Al	Монокристалл центральной ориентации, размер 25×5×1 мм, 25×5×0,5 мм, Cu-(1-14) ат.% Al	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	25	4,2	Значение критической температуры относится к Cu-14 ат.% Al	[66]
Cu-Al	Поликристаллы Cu-(1-14) ат.% Al, размер 25×5×1 мм, 25×5×0,5 мм, размер зерна 60 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	15	4,2	Значение критической температуры относится к Cu-14 ат.% Al	[66]
Cu-Ni	Промышленный сплав Isazin/F35 Cu-75%; Ni-23,5%; Mn-1,5%; размер 21 мм, Ø2,5-4,0 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	21,5			[29]
Cu-Zn	Промышленный сплав MS63/F45 Cu-63%; Zn-37%, размер 21 мм, Ø2,5-4,0 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	15			[29]
Al-Mg	Промышленный сплав AlMg4,5/F23; Mg-4,5%; Mn-0,5%	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	15			[29]
Al-Li	Поликристалл Размер зерна 0,6 мм; размер образца 15×3,0×0,8 мм Al-3,8 ат.% Li Al-7,0 ат.% Li Al-10,4 ат.% Li	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-5} - 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4,2 4,2 4,2	В нормальном состоянии скачкообразная деформация более развита, чем в сверхпроводящем	[67]
Ti-O	Поликристалл Ti-0,05 ат.% O Ti-0,7 ат.% O Размер зерна 50 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	20	1,7		[50]
Ti-Al	Поликристалл Ti-1,5 вес.% Al Ti-3,0 вес.% Al Ti-5,5 вес.% Al Размер зерна 50 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	20(4,2) 20(4,2) 20(4,2)		После предварительной деформации (отожженный образец)	[49]
Ti-Zr	Поликристалл Ti-1,0 вес.% Zr Ti-3,0 вес.% Zr Ti-8,0 вес.% Zr Размер зерна 50 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	4,2 4,2 4,2			[49]
Ti-Nb	Поликристалл Ti-0,5 вес.% Nb Ti-2,0 вес.% Nb Ti-4,0 вес.% Nb Размер зерна 50 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	4,2 4,2 4,2			[49]
Ti-V	Поликристалл Ti-0,5 вес.% V Ti-1,5 вес.% V Ti-3,0 вес.% V Размер зерна 50 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	4,2 4,2 20			[49]
Ti-O	Поликристалл Ti-0,06 ат.% O Ti-0,3 ат.% O Ti-0,6 ат.% O Размеры образцов: длина 20 мм; Ø2 мм; 20×(0,08-4)×(3-5) мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	1,8 24 29			[68]
Ti-O	Поликристалл Ti-0,05 ат.% O Ti-0,15 ат.% O Размер зерна 50 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	1,7 20			[50]

1	2	3	4	5	6	7
Ti-Al	Поликристалл, промышленный сплав BT5-1 ( $\alpha$ -сплав) Ti-5 вес.%Al-2,5% Sn, размер образца 30×5×2 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 0,28 \cdot 10^{-3} - 0,56 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$	4,2			[69]
Ti-Al	Поликристалл, промышленный сплав OT4 (псевдо $\alpha$ -сплав) Ti-(3,5-5,0) вес.%Al-(0,8-2,0)% Mn; размер образца 30×5×2 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 0,28 \cdot 10^{-3} - 0,28 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$	4,2			[69]
Ti-Zr-Mo	Поликристалл Ti-2,4 вес.% Zr-1,2% Mo, размер зерен 50 мкм, размер образца 30×4×4 мм, предварительно деформированный, отожженный	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	20 4			[49]
Ti-Al-V	Поликристалл Ti-2 вес.%Al-1 вес.% V, размер образца 30×4×2 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	20			[50]
Ti-Al-V	Поликристалл Ti-6 вес.%Al-4 вес.% V, размер образца 30×4×2 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	25		Скачкообразная деформация чувствительна к качеству поверхности	[50]
Sn-Cd	Монокристалл Sn-0,01; 0,04; 0,21; 0,53 ат.% Cd Размер образца 25×4,5×1,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$	3 (0,01%) 4,2 (0,04%) 1,4 (0,21%)			[70]
Cu-Au-Co	Монокристаллы, ориентация оси деформирования вблизи [1 49] Cu-1,2% Au-0,3% Co Cu-3,2% Au-0,3% Co	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	30 90		Пересыщенный твердый раствор Состаренный сплав	[71]
Pb-In	Монокристалл Pb-0,85 ат.% In	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		1,6		[32]
Pb-In	Поликристалл Pb-3 ат.% In	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		2,4		[32]
<b>Стали</b>						
Нержавеющая сталь (аустенитная)	Поликристалл, промышленная сталь 304L Fe-18,4вес.%Cr-9,7вес.%Ni-1,4вес.% Mn Размер образца: длина 41,9 мм, $\varnothing$ 6,35 мм, размер зерна 70 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 4,4 \cdot 10^{-6} - 8,8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$		4		[72]
Нержавеющая сталь (аустенитная)	Поликристалл, промышленная сталь 310L Fe-24,8 вес.% Cr-20,8вес.%Ni-1,7 вес.% Mn Размер образца: длина 41,9 мм, $\varnothing$ 6,35 мм, размер зерна 161 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 4,4 \cdot 10^{-6} - 8,8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$		4		[72]
Нержавеющая сталь (аустенитная)	Поликристалл, промышленная сталь 316LN Fe-18вес.%Cr-10,5вес.%Ni-1,1вес.%Mn (0,167-0,149)вес.%N Размер образца 41,9×6,35 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 4,4 \cdot 10^{-6} - 8,8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$		4		[72]
Аустенитная сталь метастабильная	Поликристалл, промышленная сталь 316LN (German Mat.N1.4429) Fe-16,7вес.%Cr-13,7 вес.%Ni-2,68вес.% Mo -1,26 вес.%Mn-0,16вес.%N Размер образца: длина 20 мм, $\varnothing$ 5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	36			[73]
Нержавеющая сталь метастабильная	Поликристалл, промышленная сталь 316LN (German Mat.N1.4429) Размер образца: длина 20,5 мм, $\varnothing$ 2,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	34			[74], [29]
Нержавеющая сталь	Поликристалл, промышленная сталь AISI 310S (German Mat. N14845) Размер образца: длина 20,5 мм, $\varnothing$ 2,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	32,5			[29]

1	2	3	4	5	6	7
Fe-Cr-Ni	Поликристалл Fe-18%Cr-(10-25)%Ni	Растяжение $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4,2	Материалы с 10 и 15% Ni нестабильны к мартенситному превращению, материалы с 20 и 25% Ni не испытывают фазового превращения	[75]
Fe-Cr-Ni-Mn	Поликристалл Fe-(15,4-30,8)%Cr-(3,05-24,5)%Ni-(4,1-6,1)%Mn	Растяжение, скорость деформации 3 мм/мин		4,2	Образцы имели аустенитную структуру	[76]
Fe-Cr-Ni	Поликристалл, хромоникелевые сплавы 000X18H8 000X18H20, промышленная сталь 0X18H10T размер образца 20×3×4 мм, длина 45 мм, Ø4 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 5,5 \cdot 10^{-4} - 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$	20,4 19 20,4		Эксперименты в жидком водороде	[77], [78]
Нержавеющая сталь	Промышленная хромоникелевая аустенитная сталь 12X18H10T, размер образца: длина 30 мм, Ø4 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 0,14 \cdot 10^{-1} - 0,28 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$		4,2		[77]
Нержавеющая сталь	Промышленная сталь CSUS-JN1 Fe-25%Cr-15%Ni-0,35%N-4%Mn	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$	~35			[79]
Нержавеющая сталь	Промышленная сталь 310S Размер образца: длина 32 мм, Ø6,2 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$			Материал стабилен к мартенситному превращению	[80]
Fe-Ni-Mo	Fe-13%Ni-3%Mo-0,2%Ti, размер зерна 2,8; 22; 150 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 8,33 \cdot 10^{-3} - 4,17 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$		4,2		[81]
Нержавеющая сталь	Промышленная сталь SUS 304H Fe-10,24вес.%Ni-18,1вес.%Cr SUS 310S Fe-19,76 вес.% Ni-24,5 вес.% Cr	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 3,3 \cdot 10^{-3} - 3,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$		4		[84]
Fe-Ni	Поликристалл Fe-13%Ni Размер зерна 12 мкм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 4,17 \cdot 10^{-5} - 8,33 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$		4		[83]
Высокомарганцовистая сталь	Поликристалл Fe-25%Mn-5%Cr-1%Ni Размер образца: длина 32 мм; Ø6,25 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4		[84]
<b>Композиты</b>						
Композит Cu-Nb	Сплав Cu-32,5% Nb Размер образца 25×5×0,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 1,33 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4,2		[85], [86]
Cu-(Nb-Ti)	Промышленный сверхпроводящий композит-сплав Ti-60%-Nb-40%, плакированный медью, размеры образца: длина 25 мм; диаметр 0,82 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4,2	6 скрученных проволочек Ø0,17 мм из сплава T-60, плакированных медью	[87], [88]
Cu-(Nb-Ti)	Промышленный сверхпроводящий композит сплав Ti-50%-Nb-50%, плакированный медью, размеры образца: длина 25 мм; диаметр 1,5 мм	Растяжение, $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$		4,2	24 проволочки Ø0,15 мм из сплава HT-50, плакированных медью	[87], [88]
Al-Zr-Nb	Поликристалл	Растяжение		4,2		[89]

Можно только отметить, что при нестабильности пластического скольжения амплитуда скачков монотонно возрастает с ростом деформации, а при двойниковании амплитуда скачков беспорядочна. В ряде аустенитных нержавеющих сталей низкотемпературную нестабильность пластической деформации можно частично связать с мартенситным превращением. В этом случае разделить скачки, отвечающие фазо-

вым превращениям и нестабильности пластического скольжения, затруднительно. Отметим, что СД при низких температурах не наблюдалась в цинке. В наиболее чистом виде НТСД наблюдается в алюминии и различных алюминиевых сплавах. По этой причине на этих материалах выполнено наибольшее число исследований.

#### 4. Влияние параметров нагружающего устройства на характеристики низкотемпературной скачкообразной деформации

Скачкообразная деформация регистрируется при нагружении кристалла с помощью деформационной машины. Поэтому результат такого нагружения, фиксируемый в форме кривой напряжение–деформация, может включать как характеристики физических процессов, протекающих в образце, так и параметры нагружающего устройства — массу и жесткость. Для корректного изучения и интерпретации СД, строго говоря, нужно знать роль этих параметров. Этот вопрос обсуждался в нескольких экспериментальных работах. В [90] впервые изучалось влияние жесткости испытательной машины на прерывистое течение и разрушение алюминиевого сплава 2024 в условиях растяжения при 4,2 К. Обычная жесткость машины составляла  $4,4 \cdot 10^6$  Н/м. При включении балансирных пружин параллельно с образцом величина жесткости уменьшалась до 100 раз. Предварительные эксперименты показали, что кривые растяжения изменялись в незначительной степени при указанных изменениях жесткости. Однако при переходе от жесткой к относительно мягкой машине при прочих равных условиях наблюдалось меньшее число скачков, но каждый скачок имел большую амплитуду. Из кривых упрочнения были получены зависимости амплитуды скачка  $\delta P$  от нагрузки при четырех уровнях жесткости. Кривая  $\delta P(P)$  для наименьшей жесткости ( $0,93 \cdot 10^5$  Н/м) самая низкая, в то время как между остальными тремя наблюдаются весьма незначительные различия. Время падения нагрузки  $\Delta t$  при скачке с ростом жесткости уменьшается, отвечая зависимости  $\Delta t = \pi \sqrt{M/K}$  ( $M$  — масса деформирующей системы,  $K$  — жесткость).

Детальное исследование связи параметров релаксационного процесса при СД (амплитуда скачков нагрузки  $\Delta P$ , деформация  $\Delta l$ , время скачка и его кинетика) с характеристиками механической нагружающей системы проведено в [91,92]. Исследование проведено с целью выяснения, какие параметры релаксационного процесса определяются микромеханизмом процесса деформации, а какие — механикой системы. Эксперименты проводились как в условиях деформационного двойникования (монокристаллы сплава Cu–7 ат.% Al, 295 К), так и при низкотемпературном скольжении (монокристаллы сплава Cu–14 ат.% Al, 4,2 К). В обоих случаях на кривой упрочнения наблюдается развитая СД. Исследована зависимость амплитуды скачка  $\Delta P$  и времени скачка  $\Delta t$  от жесткости  $K$  и эффективной массы  $M$  системы кристалл–машина. Жесткость системы задавалась жесткостью пружин, вставляемых в линию нагрузки (жесткость образца значительно превосходила жесткость пружин) и изменялась от  $7 \cdot 10^4$  до  $2,7 \cdot 10^6$  Н/м, а масса  $M$  системы из-

менялась подвешиванием грузов от 1 до 25 кг. Измерения проводили на плоских образцах с деформируемой частью  $25 \times 5 \times 1$  мм и ориентацией оси растяжения [321] при постоянной скорости  $6 \cdot 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. В широком интервале изменения  $K$  амплитуда скачка практически не зависит от жесткости системы. Этот результат получен как при двойниковании, так и в условиях скольжения. Полученный результат, за исключением случая очень малой жесткости, совпадает с результатами работы [90]. Это означает, что амплитуда скачка полностью определяется физическим механизмом явления и не зависит от параметров механической системы. Независимость амплитуды от жесткости нагружающей системы находится в противоречии с результатами моделирования СД [93], где получается, что амплитуда скачка понижается с уменьшением жесткости. По мнению авторов [92], это противоречие связано с использованием в расчетах релаксационного процесса квазистатического подхода, в то время как экспериментально имеются косвенные указания на существенную роль динамических эффектов.

Время скачка измерено в [91]. Величину  $\Delta t$  определяли по времени спада нагрузки на динамометре, расположенном вблизи образца, с помощью запоминающего осциллографа С8-13. Исследовали зависимость  $\Delta t$  от  $K$  и  $M$ , изменения которых указаны выше при измерениях  $\Delta P$ . Результаты измерений показали существенную зависимость кинетики релаксационного процесса от механических параметров системы. Как для скачкообразного двойникования, так и для скачкообразного скольжения время скачка  $\Delta t \sim M^{1/2} K^{-1/2}$ . Эти результаты — прямое экспериментальное доказательство существенной роли инерционных эффектов нагружающего устройства в протекании пластической деформации при скачке. По мнению авторов [91], они также указывают на неприменимость упрощенного уравнения, не учитывающего инерционные эффекты. Полученные результаты аналогичны результатам для сплава Al–Mg [90]. В этой работе, кроме указанных зависимостей, получен качественный результат — полное число скачков на кривой упрочнения снижается с уменьшением жесткости нагружающего устройства.

Обратим внимание на работу [19], где проведено сравнительное изучение СД монокристалла алюминия чистотой 99,8% при 1,65 К и деформации растяжением с постоянной скоростью (достаточно жесткая машина) и в условиях ползучести (машина с нулевой жесткостью). Эксперименты проведены на машине, позволяющей в ходе опыта переходить от режима активного деформирования к режиму ползучести [94]. Образец сначала деформировали со скоростью  $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup>. После того как образец претерпевал 10–20 скачков, активное деформирование прекращалось,

машину переводили в режим ползучести (постоянная нагрузка), подобрав нагрузку так, чтобы скорость ползучести непосредственно после приложения постоянной нагрузки примерно равнялась скорости активного деформирования. Оказалось, что в той области температур и напряжений, где в условиях активной деформации пластическое течение представляет собой скачкообразный процесс, ползучесть протекает плавно. Таким образом, жесткость нагружающего устройства сильно повлияла на протекание СД. Растяжение в режиме ползучести, соответствующее деформированию в активном режиме на машине с нулевой жесткостью, либо не приводит к скачку (нуль скачков), либо приводит к скачку, приводящему к разрушению кристалла (один скачок).

В работе [95] изучено влияние жесткости деформационной установки и режима нагружения на НТСД. На двух образцах сталей показано, что с ростом жесткости уменьшается число и амплитуда скачков. В экспериментах на жесткой деформационной установке «Инстрон» (жесткость  $2,5 \cdot 10^7$  Н/м) при 4,2 К на сплаве АМгб показано, что при переходе от режима постоянной скорости деформирования к режиму постоянной скорости нагружения число скачков нагрузки уменьшается от 96 до 26, а максимальное значение амплитуды — от 27 до 13 МПа.

Таким образом, при рассмотрении результатов изучения НТСД, их анализа и особенно при сравнении результатов, полученных различными авторами, следует учитывать, что амплитуда скачка не зависит от параметров нагружающего устройства. С другой стороны, время скачка и число скачков (эта закономерность изучена мало) чувствительны к жесткости нагружающего устройства. Поэтому при изложении результатов исследования целесообразно приводить, по возможности, значения жесткости деформирующего устройства.

## 5. Эффекты разогрева

Почти сразу после обнаружения НТСД было установлено, что скачки напряжения сопровождаются всплесками температуры образца. Так как это принципиальный вопрос, обратимся к конкретным работам, чтобы понять, как это делалось и что получено. В работе [7] прямым доказательством роста температуры образца в процессе НТСД при 4,2 К служил сверхпроводящий переход в ниобии. Для этого катушку из ниобиевой проволоки помещали в аксиальное отверстие радиусом 0,3 мм, которое просверливали в образце алюминиевого сплава 24S. Катушка питалась переменным током 2,5 КГц. Сигнал, полученный с тем же разрешением, что и спад нагрузки, показал, что в процессе НТСД, протекающей при 4,2 К, часть ниобиевой катушки переходит в нормальное состояние. Это

означает, что температура части образца, которая примыкала к той части катушки, что перешла в нормальное состояние, поднялась, по крайней мере, до 9 К. В пределах разрешения регистрирующей системы ( $10^{-3}$  с) спады нагрузки соответствовали повышению температуры. Во всех случаях малые спады нагрузки отвечали малым участкам катушки, нагревающимся выше  $T_c$ , а большие спады — большим участкам.

Развитие этих исследований на алюминиевом сплаве 65S проведено в [16]. В этой работе для измерения разогревов использована очень тонкая термопара (диаметр проволоки 0,07 мм) из сплавов золото–кобальт и золото–серебро. Рабочий спай термопары вставлялся в канавку в образце. В эксперименте образцы полностью погружались в жидкий гелий, деформирование производилось при скорости растяжения  $10^{-3}$  с $^{-1}$ . Одновременно с записью кривых нагрузка–удлинение с экрана осциллографа осуществлялась киносъемка показаний термопары. 8–10% скачков нагрузки сопровождалось резким подъемом температуры до 45–60 К. Примерно при 20% скачков наблюдался медленный рост температуры с запаздыванием 1–5 с. В этом случае температура возрастала до 35–40 К. При остальных 70% скачков нагрузки термопара не фиксировала изменение температуры образца. Естественно, в [16] считается, что резкие подъемы температуры соответствуют скачкам нагрузки в результате деформации вблизи термопары. Сглаженные всплески температуры относятся к скачкам деформации, происходящим не в непосредственной близости от термопары. Наконец, ситуация, когда скачки не сопровождаются ростом температуры, отвечает деформационным процессам, происходящим вдали от термопары. В этом случае тепло, выделяемое при скачке, по-видимому, рассеивается в охлаждающую среду, не достигнув термопары.

Серия экспериментов по измерению истинной температуры образца в процессе прерывистого скольжения проведена в [80]. Исследования проводили на образцах, помещенных как в нормальный He I при 4,2 К, так и в сверхтекучий He II несколько ниже  $\lambda$  точки (2,18 К). Жидкий гелий в нормальном и сверхтекучем состояниях отличается теплопроводностью и вязкостью. Эксперименты проведены на нержавеющей стали 310S, которая стабильна относительно мартенситного превращения. Для измерения температуры деформируемого образца вдоль оси цилиндрического образца диаметром рабочей части 6,25 мм было просверлено отверстие диаметром 2 мм и длиной 55 мм (полная длина образца 80 мм). В отверстие были вставлены две термопары (Au–0,07%Fe, хромель) с диаметром проволок 0,2 мм, которые фиксировались лаком GE70. Затем отверстия заполняли лаком для предотвращения смещения спая в кипящем жидком гелии.

Контакт между рабочим спаем и образцом контролировался по измерению электросопротивления. Эксперименты проводили при скоростях деформирования  $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  или  $3,3 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ . На рис. 2 показаны кривые истинное напряжение–истинная деформация и кривые деформационной зависимости внутренней температуры образца в He I и He II. В данном эксперименте скорость деформирования составляла  $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ . Отчетливо видно, что каждый скачок напряжения сопровождался ростом температуры и сравнительно медленным (за секунду) возвращением к температуре охлаждающей среды. Величины скач-

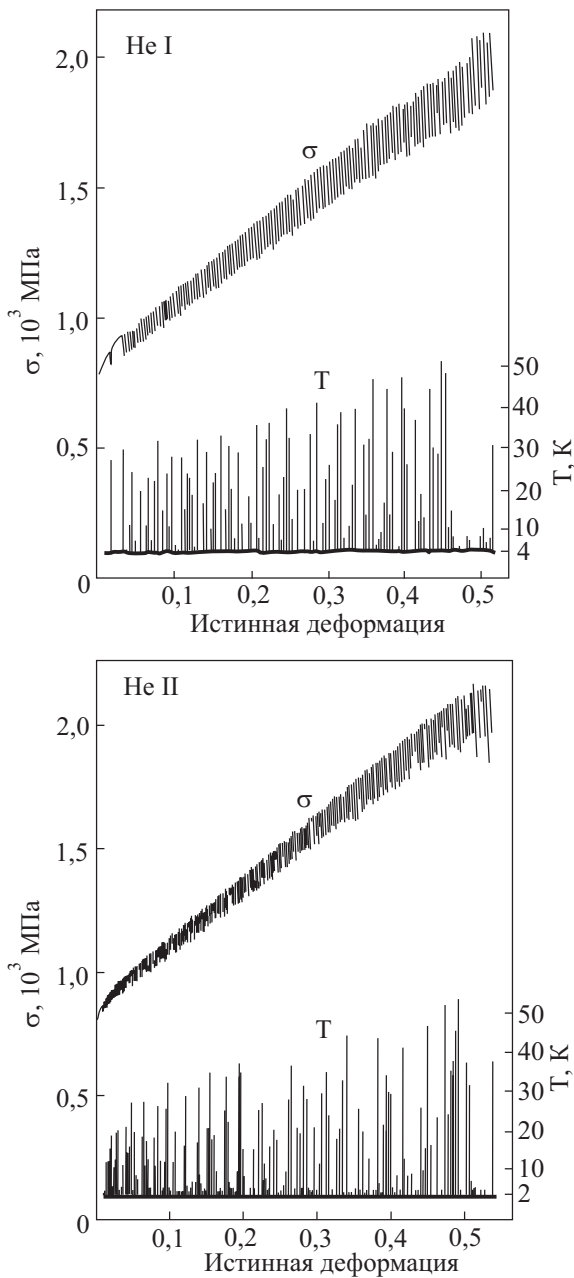


Рис. 2. Кривые истинное напряжение–истинная деформация и температура–истинная деформация нержавеющей стали 310S при скорости деформации  $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  [80].

ков температуры изменялись в широких пределах, в среднем возрастают с ростом деформации. Максимально температура повышалась от 4,2 до 50 К, минимально — от 4,2 до 10 К. Видно также, что в He II с более высокой охлаждающей способностью и при более низких температурах число скачков увеличивается по сравнению с экспериментом в He I. При этом несколько уменьшается амплитуда скачков напряжения.

Аналогичным методом измеряли всплески температуры в процессе НТСД ряда сплавов и сталей: сплавы Fe–13 вес.% Ni [83] и Al–4,73 вес.% Mg (5083-O) [83], нержавеющие стали 304L [82,83], 310S [80,83], высокомарганцовистая сталь [84]. Температурные эффекты также изучены при сжатии высокочистых монокристаллов тантала при 4,2 К [45]. Эксперименты проведены на образцах в форме параллелепипеда с размерами  $7,5 \times 2 \times 2$  мм при скорости деформирования  $1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ . Помимо обычной регистрации кривой напряжение–деформация скачки напряжения записывались с помощью высокочувствительного проволочного датчика, закрепленного на тянущем штоке. Одновременно записывали температуру образца, измеряемую термопарой AuCo–Cu, точно приваренной к поверхности образца посередине рабочей части. На рис. 3 показан зарегистрированный одиночный скачок напряжения и кривая изменения температуры. В одинаковой временной шкале скачок напряжения изображается вертикальной линией, а температурный рост происходит менее резко. Измерения амплитуд скачков и величин подъема температуры показали, что, чем больше амплитуда скачка, тем выше подъем температуры.

Весьма тонкие эксперименты были проведены на поликристаллах сплавов медь–никель (Cu72–Ni28) [55]. Деформация растяжением осуществлялась в криостате, деформируемая часть была окружена вакуумом. Для измерения температуры к образцам были

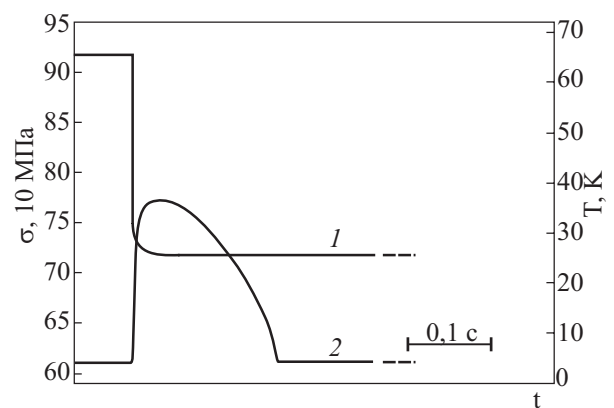


Рис. 3. Кривые падения напряжения (1) и температурного роста (2) элементарного скачка при деформировании монокристаллов тантала со скоростью  $1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  при 4,2 К [45].

припаяны один или два германиевых термометра сопротивления. Первоначально была измерена нестационарная дифференциальная температура между двумя термометрами с медленным откликом. Результаты проанализированы с помощью специальных методов [96], которые показали, что всплески температуры при СД происходят за счет действия мгновенных источников тепла, положение которых хаотично. Затем образец, проявляющий прерывистое скольжение, разгружался, отогревался, выдерживался несколько дней при комнатной температуре и снова нагружался при низких температурах. При этом прерывистое скольжение равномерно распространялось по образцу. В этих условиях была зарегистрирована последовательность скольжений по сигналам быстродействующего германиевого термометра сопротивления, припаянного к центру образца. Регистрируемая последовательность температурных всплесков и скачков напряжения оказалась следующей. Если скачкообразное скольжение происходило вблизи концов образца, то рост температуры, наблюдаемый в центре, где прикреплен термометр, был мал. Если место скольжения совпадало с положением термометра, то наблюдаемый рост был максимален и температура достигала 9,7 К, а с поправкой на теплоемкость образца — 10 К при исходной температуре 4,2 К.

В рассмотренных выше случаях изучения температурных эффектов фиксировался температурный всплеск и определялась величина разогрева. Однако для изучения кинетики температурных изменений, по-видимому, не хватало разрешения. В работе [97] в качестве датчика температуры с высоким разрешением использовали физические свойства деформируемого материала. Такая возможность была реализована при определении магнитной восприимчивости сталей X18H20 и X18H25, которые при низких температурах имеют сильную температурную зависимость магнитной восприимчивости. Эта особенность была использована для изучения тепловых эффектов при НТСД. Выбранные стали не испытывают мартенситных превращений ни при охлаждении, ни при пластической деформации, что позволяло наблюдать изучаемые процессы в чистом виде. Одновременно регистрировали временные зависимости магнитной восприимчивости и нагрузки  $P$ , которые перестраивали в зависимости  $\chi(\varepsilon)$  и  $P(\varepsilon)$ . Скачкообразная деформация изученных сталей, наблюдавшаяся при 4,2 К, сопровождается скачкообразным изменением магнитной восприимчивости (рис. 4). При спаде нагрузки резкое возрастание восприимчивости, как показали специальные расчеты, обусловлено кратковременным повышением температуры. Осциллограммы зависимостей  $P(t)$  и  $\chi(t)$  одиночного скачка показали, что снижение деформирующего напряжения происходит

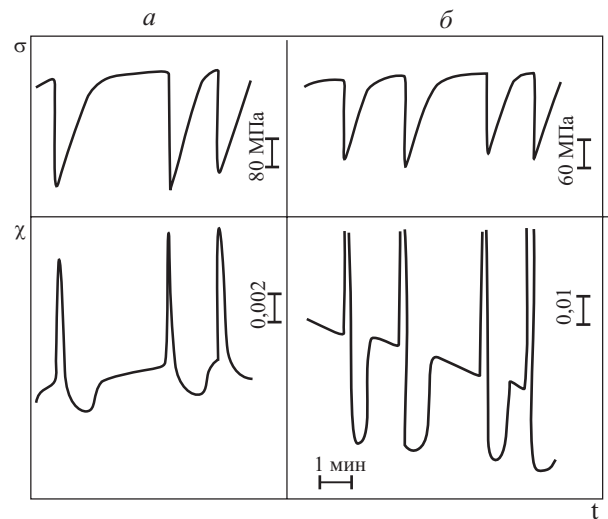


Рис. 4. Изменение напряжения и магнитной восприимчивости сталей X18H20 (а) и X18H25 (б) в процессе скачкообразной деформации при 4,2 К [97].

за  $3,5^{-1}$  с. Возрастание  $\chi$  наблюдается сразу за срывом нагрузки, причем максимум  $\chi$  достигает примерно через 0,15 с, а к исходному значению возвращается через 0,3 с.

В работе [98] осуществлена синхронная с записью кривой деформации регистрация величин, характеризующих температуру и электронное состояние образца в ходе скачка деформации. Исследования проведены на монокристаллах Nb с отношением электросопротивлений  $R_{293\text{K}}/R_{4,2\text{K}} = 150\text{--}200$ . Образцы деформировали сжатием с постоянной скоростью  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$  при температуре 4,2 К в атмосфере газообразного гелия. Для получения информации о кинетике изменения температуры и электронного состояния кристалла в ходе скачков деформации разработана методика измерения эффективной глубины проникновения  $\lambda$  в образец малого высокочастотного магнитного поля, т.е. в качестве термометра использовали сам исследуемый образец. Метод обладает высокой разрешающей способностью по времени ( $\sim 10$  мкс). Пластическая деформация исследуемых образцов при 4,2 К протекала исключительно скачкообразно. Каждый скачок отвечал возникновению полосы катастрофического сдвига (ПКС) шириной 0,2–0,5 мм и удельным сдвигом 1–3 по системе  $(\bar{2}1\bar{1})[111]$ . Синхронные осциллограммы  $\sigma(t)$ ,  $\lambda(t)$  и падения электрического напряжения  $U(t)$  во время скачка позволили детально изучить кинетику процесса падения деформирующего напряжения и изменения температуры во время скачка. Было определено первое характерное время процесса  $t_1 = 0,6$  мс, в течение которого происходит переход всего образца из сверхпроводящего (S) в нормальное (N) состояние за счет тепла, выделяемого в полосе сколь-

жения. Измерение зависимостей  $\sigma(t)$  и  $\lambda(t)$  позволило построить зависимость  $T(t)$  во время скачка. Типичная для исследуемых монокристаллов зависимость  $T(t)$  приведена на рис. 5. Она позволяет выделить еще два характерных времени:  $t_2 = 50-100$  мс, в течение которого достигается максимум на кривой  $T(t)$ , составляющий 40 К, и  $t_3 = 4,5$  с, в течение которого за счет охлаждения образец возвращается в S-состояние. Полученная зависимость позволила авторам предложить картину развития и релаксации тепловых возмущений во время скачков, что иллюстрирует рис. 6. При  $t \leq 0,1$  мс все тепло, выделенное в процессе скачка, локализовано вблизи и в действующей полосе скольжения. В результате размытия теплового импульса разогрев распространяется по всему кристаллу. При  $t = 0,1$  мс пластическая деформация прекращается, однако сохраняется неоднородное температурное поле, к моменту  $t_2$  (максимальная  $T$ ) тепло равномерно распределяется вдоль всего образца. Начиная с этого момента, регистрируется истинная температура кристалла. Так как рассчитанная максимальная температура образца при скачке в адиабатическом приближении близка к экспериментальным значениям  $T_{\max}$ , это может означать, что адиабатические условия сохраняются даже к моменту  $50 \text{ мс} \leq t_2 \leq 100 \text{ мс}$ . Таким образом, тепло весьма долго остается в образце, поэтому охлаждающая среда не должна оказывать влияние на процесс деформации. Адиабатичность процесса, по крайней мере до  $T_{\max}$ , означает, что адиабатичность может быть и в полосе скольжения. Если это так, то в полосе скольжения шириной 0,2–0,5 мм локальная температура может достигать 200–250 К.

Рассмотренные выше работы выполнены при сравнительно небольших скоростях деформации ( $\sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ). В нескольких работах аналогичные измерения выполнены при более высоких скоростях деформирования. Не касаясь вопросов влияния скорости на скач-

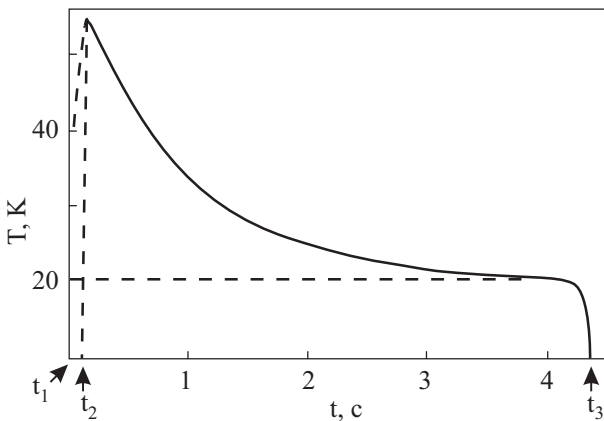


Рис. 5. Зависимость температуры образца от времени с момента начала скачка деформации. Монокристалл ниобия, 4,2 К, скорость деформирования  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , среда газообразного гелия [98].

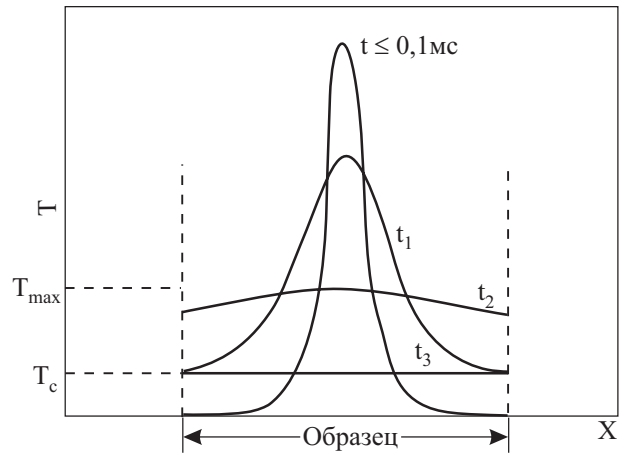


Рис. 6. Вид распределений температуры вдоль длины образца в различные моменты времени. Монокристалл ниобия, 4,2 К, скорость деформирования  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , среда газообразного гелия [98].

кообразную деформацию, чему посвящен отдельный раздел, рассмотрим эффекты разогрева. В [80] исследованы три аустенитные нержавеющие стали 310S, 316LN и 304L, различающиеся величиной предела текучести и аустенитной стабильностью. Скорости деформирования изменялись от  $4,4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  до  $8,8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Измерения температуры осуществлялись термопарой, прикрепленной к центральной части поверхности образца. Эксперименты проводили на образцах, погруженных в жидкий гелий. При скоростях деформирования меньших  $4,4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , подобно тому, что наблюдалось другими авторами (рис. 2), каждому скачку нагрузки соответствует всплеск температуры. При скоростях  $4,4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  и выше характер кривой растяжения начинает меняться. Вместо скачкообразной деформации наблюдается волнообразная кривая. С ростом скорости деформирования меняется характер температурных сигналов. При скорости  $8,8 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  каждому скачку нагрузки отвечает резкий рост температуры, при скорости  $2,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  каждому скачку нагрузки отвечает относительно плавный подъем температуры. При скорости  $4,4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  вместо скачков напряжения наблюдается неоднородность кривой деформирования, температура поверхности образца часто возрастает, но амплитуда этих подъемов больше, чем при скорости  $2,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Наконец, при самой большой скорости  $8,8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  наблюдается волнообразная кривая деформирования. Температурные подъемы происходят на фоне первоначального разогрева образца примерно до 50 К.

При еще больших скоростях деформирования выполнены исследования при 4,2 К в [62,69]. В работе [69] изучали хромоникелевую сталь 12X18Н10Т и алюминиевый сплав АМг6. Температуру образца фиксировали с помощью термопреобразователя ТСАД2-1а.



Помещенный во фторопластовую капсулу датчик термопреобразователя устанавливали на поверхности в центре рабочего участка образца. Капсула обеспечивала надежную изоляцию датчика от окружающей среды. Термопреобразователь данного типа в интервале 77–4,2 К обладает малой инерционностью и высокой точностью ( $\pm 0,05$  К). В эксперименте синхронно с кривой деформирования записывалась кривая температуры образца в месте крепления датчика. Как показал эксперимент, зоны прерывистого течения в общем случае не совпадают с местом установки датчика. Эксперименты проводили при нескольких высоких скоростях деформирования:  $0,28 \cdot 10^{-3}$ ;  $0,28 \cdot 10^{-2}$ ;  $0,56 \cdot 10^{-2}$ ;  $0,83 \cdot 10^{-2}$ ;  $0,14 \cdot 10^{-1}$  и  $0,28 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ . На рис. 7 приведены кривые растяжения, совмещенные с температурными кривыми. При скоростях деформирования  $0,28 \cdot 10^{-3}$  и  $0,28 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  пластическая деформация происходит исключительно скачкообразно. Число скачков с ростом деформации достигает 60. Величина скачков температуры растет, достигая максимума (20 К) в момент разрыва. При скорости  $0,56 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  материал в основном деформируется скачкообразно (примерно 20 скачков). Температура также изменяется скачкообразно, резко повышаясь в момент скачка. В промежутке между скачками образец успевает охладиться до 4,2 К. Наибольший рост температуры происходит при разруше-

нии (18 К). При еще больших скоростях картина деформирования и разогревов существенно меняется. При скоростях  $0,14 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  на кривой деформирования наблюдается всего 7 скачков, причем весьма малых по амплитуде. Температура образца в области упругой деформации монотонно возрастает до 15 К, а затем плавно изменяется в разные стороны в пределах 12–19 К. Температурные изменения никак не коррелированы со скачками. При скорости  $0,28 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$  напряжение, не считая начальный зуб текучести, возрастает с деформацией монотонно. Температура образца также монотонно увеличивается, достигая 25 К при разрушении. В образцах из сплава АМг6 картина деформирования с ростом скорости деформации качественно аналогична описанной выше. Отличие состоит в том, что в сплаве АМг6 при максимальных скоростях деформирования на фоне плавного роста температуры наблюдаются всплески температуры в несколько градусов.

В работе [62] эксперимент, подобный [69], проведен на титановых сплавах. Исследовали ВТ5-1 ( $\alpha$ -сплав) и ВТ4 (псевдо  $\alpha$ -сплав). При всех отличиях механических характеристик титановых сплавов от параметров сталей и сплавов (см. [69]) закономерности температурных эффектов те же самые. По мере того как с ростом скорости деформации исчезает СД, температурные всплески сменяются общим разогревом образца.

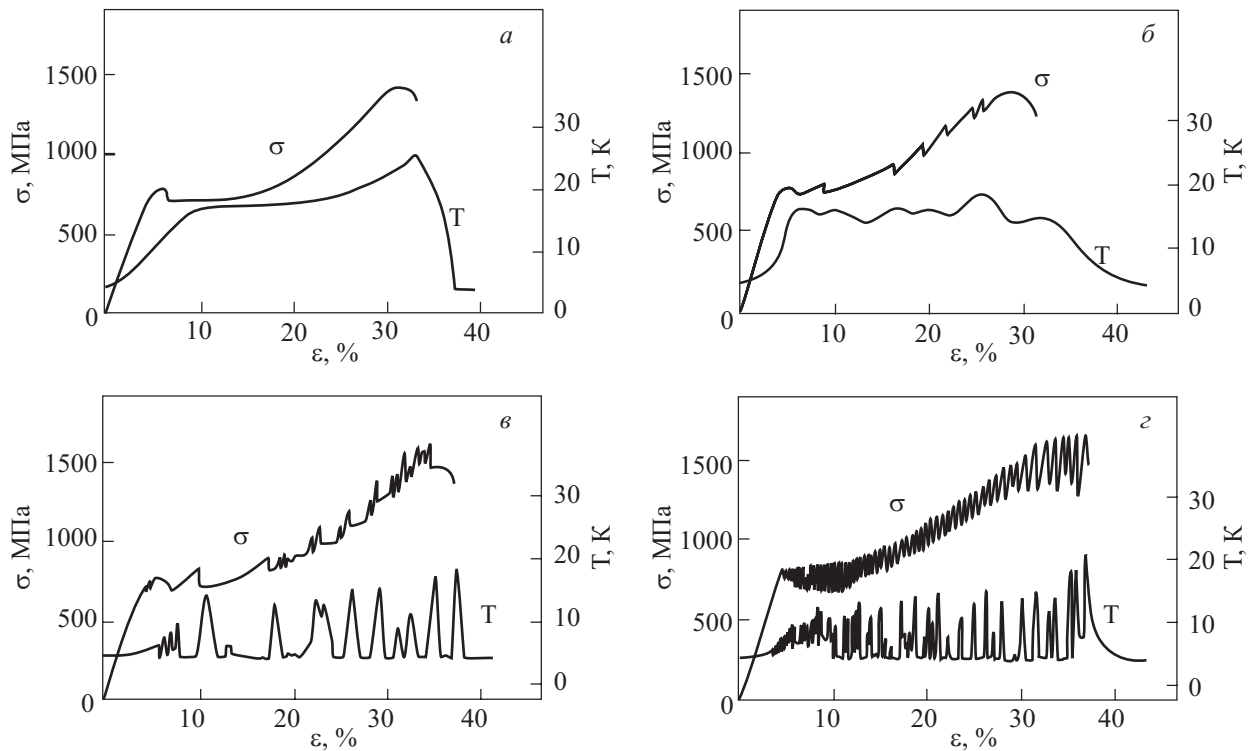


Рис. 7. Кривые растяжения и температуры образца стали 12X18H10T при разных скоростях деформирования  $\dot{\epsilon}$ ,  $\text{с}^{-1}$ :  $0,28 \cdot 10^{-1}$  (а);  $0,14 \cdot 10^{-1}$  (б);  $0,56 \cdot 10^{-2}$  (в);  $0,28 \cdot 10^{-3}$  (г) и температуре 4,2 К в среде жидкого гелия [69].

Для анализа тепловых процессов, протекающих в системе образец–гелий, и установления их связи с наблюдаемыми закономерностями в [62,69] определены также энергетические характеристики процесса. Определялась мощность теплового потока  $N$ , возникающего при пластической деформации в момент начала СД, считалось, что 60% работы деформации переходит в тепло. Соответствующие величины приведены в табл. 2. Согласно кривой температуры кипения гелия, в области пузырькового кипения при температурном напоре  $\Delta T = 1$  К максимальная плотность теплового потока с поверхности образца  $q^{cr}$  составляет  $0,8$  Вт/см<sup>2</sup>. Для конкретных условий эксперимента мощность теплового потока, отводимого жидким гелием,  $N_{He}^{0,8}$  составляет  $3,02$ – $3,36$  Вт. Для установления связи между тепловыделениями и СД сравнивали ситуации при различных скоростях деформации. В стали 12Х18Н10Т число скачков и их максимальная амплитуда практически не изменялись с изменением скорости. Мощность теплового потока при этих скоростях изменялась от  $0,05$  ( $0,28 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ) до  $0,45$  Вт ( $0,45 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ ), что существенно меньше  $N_{He}^{0,8} = 3,02$  Вт, т.е. при этих скоростях обеспечивается быстрый отвод тепла. Однако при скорости  $0,56 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  характер деформиро-

вания начинает меняться. Уменьшается число скачков и их амплитуда, снижается скорость изменения температуры (разогрев и охлаждение до  $4,2$  К происходит за  $1$ – $2$  с). Такие изменения связываются с увеличением мощности теплового потока (до  $0,85$  Вт), значения которого приближаются к значениям мощности, которая может быть отведена охлаждающей средой. При еще больших скоростях мощность теплового потока при деформации составляет от  $2,42$  ( $0,14 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ ) до  $4,75$  Вт ( $0,28 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ ), что либо близко, либо превышает мощность теплового потока, отводимого жидким гелием. В результате при скорости  $0,04 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$  наблюдается всего несколько мелких скачков. Температура образца плавно возрастает, а затем колеблется вблизи  $12$ – $18$  К. При скорости  $0,28 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ , кроме зуба текучести, скачки не наблюдаются, а температура монотонно возрастает до  $25$  К.

В работе [62] зафиксировано, что скачки температуры следуют позже скачков напряжения. При исследовании титановых сплавов наблюдались незначительные по величине всплески температуры ( $1$ – $2$  К), которые имеют место даже при монотонном деформировании на участках кривой, непосредственно предшествующих началу СД. Таким образом, при скоростях деформиро-

Таблица 2. Характеристики скачкообразной деформации, величины параметров кривых растяжения и энергетические характеристики процесса деформации некоторых конструкционных сплавов при  $4,2$  К [62, 69].

Скорость деформации, $\text{с}^{-1}$	$\sigma_{0,2}$ , МПа	$\sigma_s$ , МПа	$\delta$ , %	$\sigma_{cr}$ , МПа	Число скачков	$\Delta\sigma_{max}$ , МПа	$N_A^{0,6}$ , Вт	$N_{He}^{0,8}$ , Вт	Ссылка
Титановый сплав ОТ-4									
$0,28 \cdot 10^{-3}$	1341	1455	5,8	1341	11	312	0,067	3,360	[69]
$0,28 \cdot 10^{-2}$	1341	1455	5,7	1341	11	312	0,672	3,360	
$0,56 \cdot 10^{-2}$	1326	1453	6,7	1326	8	304	1,489	3,360	
$0,83 \cdot 10^{-2}$	1327	1367	8,2	1326	3	67	2,000	3,360	
$0,14 \cdot 10^{-1}$	1340	1354	5,8	–	–	–	3,400	3,360	
Титановый сплав ВТ5-1									
$0,28 \cdot 10^{-3}$					5	194	0,068	3,360	[69]
$0,28 \cdot 10^{-2}$					5	182	0,676	3,360	
$0,83 \cdot 10^{-2}$					–	–	2,010	3,360	
$0,14 \cdot 10^{-1}$					–	–	3,410	3,360	
Аустенитная сталь 12Х18Н10Т									
$0,28 \cdot 10^{-3}$	750	1800	30	850	59	428	0,05	3,020	[62]
$0,28 \cdot 10^{-2}$	720	1800	30	850	59	510	0,45	3,020	
$0,56 \cdot 10^{-2}$	710	1650	30	850	20	163	0,85	3,020	
$0,83 \cdot 10^{-2}$	710	1450	28	850	–	–	–	3,020	
$0,14 \cdot 10^{-1}$	690	1420	27	850	7	73	2,42	3,020	
$0,28 \cdot 10^{-1}$	710	1400	27	850	–	–	4,75	3,020	
Алюминиевый сплав АМг6									
$0,28 \cdot 10^{-2}$	200	535	20	190	214	32	0,14	3,020	[62]
$0,14 \cdot 10^{-1}$	200	500	17	190	27	12	0,71	3,020	
$0,28 \cdot 10^{-1}$	200	500	22	420	3	5	1,36	3,020	

вания  $10^{-3} - 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ , где СД регистрируется наиболее отчетливо, каждому скачку отвечает скачок температуры, который является следствием локального разогрева образца без соответствующего отвода тепла.

### 6. Основные закономерности

Для выяснения природы и механизмов НТСД весьма существенно как можно более полно определить основные закономерности данного явления.

#### 6.1. Влияние температуры и скорости деформирования. Область существования скачкообразной деформации

Скачкообразная деформация в металлах и сплавах наблюдается, начиная с определенной низкой температуры. Специально изучение этого вопроса практически не проводили, но по мере различных исследований кривых деформирования при разных температурах накапливались экспериментальные данные о температуре начала СД. Определить эту температуру весьма сложно, так как нет критерия, что считать началом скачкообразной деформации — то ли наличие уже одного скачка на кривой деформирования, то ли нескольких скачков. В настоящее время признаком существования СД считается присутствие нескольких скачков. Кроме того, температура начала СД может зависеть от чувствительности регистрирующей аппаратуры, чистоты материала, вида деформации, скорости деформирования, структуры кристалла, а в случае монокристалла — от ориентации. Из всего сказанного следует, что температура начала СД — величина приблизительная. Пользуясь табл. 1, оценим величины этих температур. Для алюминия чистотой 99,5% температура начала СД находится вблизи 4,2 К (рис. 8). В условиях сжатия эта температура составляла 10 К [21]. В меди температура начала СД составля-

ет ~8,5 К; в никеле — ~20 К; в свинце — 3–3,5 К; в серебре — 4,2 К; в ниобии — 4,2–20 К; в тантале — 1,6 К; в титане — 1,7–20 К; в кадмии — 1,6 К. В сплавах, как правило, скачкообразная деформация начинается при более высоких температурах. Например, в сплавах медь–бериллий СД начинается при 12,5 К, в алюминиевых сплавах — при 6–12 К, в монокристаллах медь–никель СД может начинаться при 25 К, в сплаве титан–кислород (0,6 ат.% О) температура начала СД составляла 29 К. В результате подробных исследований определено довольно точно начало СД (рис. 9) [79]: в поликристаллах промышленной аустенитной метастабильной стали СД начинается при 36 К, в промышленной стали 316LN — при 34 К, в промышленной стали CSUS-JN1 — при 35 К. Максимальная температура начала скачкообразной деформации 90 К наблюдалась в монокристаллах состаренного сплава Cu–3,2% Au–0,3% Co [73]. Из табл. 1 хорошо видно, что температура начала СД меняется в зависимости от параметров эксперимента и характеристик исследуемого материала. В определенной степени эти изменения отражают влияние различных факторов на проявление СД.

Первоначально изучение скоростных зависимостей было связано с качественной проверкой тепловой гипотезы, так как с изменением скорости деформирования изменяется количество тепловой энергии, выделяемой в образце в единицу времени. В работе [99]

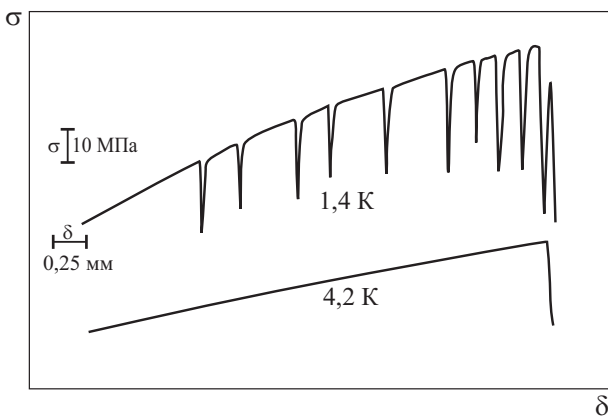


Рис. 8. Участки кривых растяжения поликристаллов алюминия чистотой 99,5% при разных температурах, позволяющие оценить температуру появления скачкообразной деформации [18].

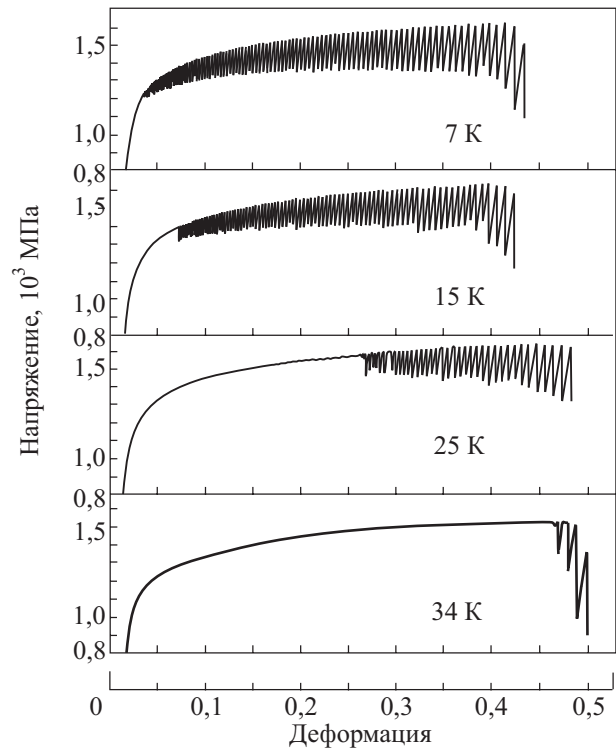


Рис. 9. Кривые напряжение–деформация нержавеющей стали 316LN при различных температурах,  $\dot{\epsilon} = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  [79].

при 1,3 К изучали поликристаллический алюминий чистотой 99,3%, деформируемый растяжением с различной постоянной скоростью. Средний размер зерна составлял 100 мкм. Для усиления эффекта СД использовали неотожженные (наклепанные) образцы. Эксперименты проводили при трех скоростях деформации от  $2 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  до  $1 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ . С ростом скорости деформации кривые растяжения приобретают волнообразный характер, а затем становятся скачкообразными. Амплитуда скачков меняется, а их число увеличивается в три раза. При температуре 1,3 К изменяется характер скоростной зависимости предела текучести по сравнению с тем, что наблюдался при более высоких температурах. Предел текучести понижается с ростом скорости деформации.

Детальное исследование скоростных зависимостей параметров СД и некоторых параметров кривых растяжения монокристаллов алюминия проведено в работах [23,25]. Монокристаллы алюминия чистотой 99,5% с ориентацией оси растяжения вблизи [111], [110] и [100] и чистотой 99,99% с ориентацией вблизи [111] деформировались растяжением с постоянной скоростью. Скорости деформации составляли  $2,5 \cdot 10^{-5}$ ;  $3 \cdot 10^{-4}$ ;  $7 \cdot 10^{-4}$ ;  $7 \cdot 10^{-3}$  и  $7 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ ; т.е. изменялись в пределах 3,5 порядка. Были получены полные кривые растяжения при 1,4 К, где наблюдается развитая СД, определены основные параметры кривой (критическое напряжение сдвига  $\tau_0$ , напряжение начала второй и третьей стадий  $\tau_{II}$  и  $\tau_{III}$ ) и построены скоростные зависимости. Во всем изученном интервале скоростей эти параметры не зависят от скорости деформации. На рис. 10 приведены участки кривых растяжения, отвечающих СД. Видно, что, начиная с  $\dot{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , изменяется вид скачков и резко уменьшается их амплитуда. При скорости  $7 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  скачкообразная деформация не наблюдается, т.е. с ростом скорости СД исчезает.

Детальное исследование скоростной зависимости СД проведено на сплаве Cu–14 ат.% Al в [65,66,91]. При этом определяли температурные и скоростные границы проявления СД моно- и поликристаллов Cu–14 ат.% Al. Для этого монокристаллы предварительно деформировали при 4,2 К до деформации  $\Delta l/l = 2$  и деформирующего напряжения  $\sigma = 1000 \text{ МПа}$ , где деформация протекала скачкообразно. Приготовленный таким образом образец начинали деформировать при фиксированной температуре (в интервале 4,2–30 К) и минимальной скорости  $2 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ . Затем скорость плавно увеличивали, при этом фиксировали скорость, при которой появляются скачки, интервал скоростей, где деформация скачкообразна, и скорость, когда скачки исчезают. Таким способом для данного сплава была получена температурно-скоростная диаграмма существования СД (рис. 11). Видно,

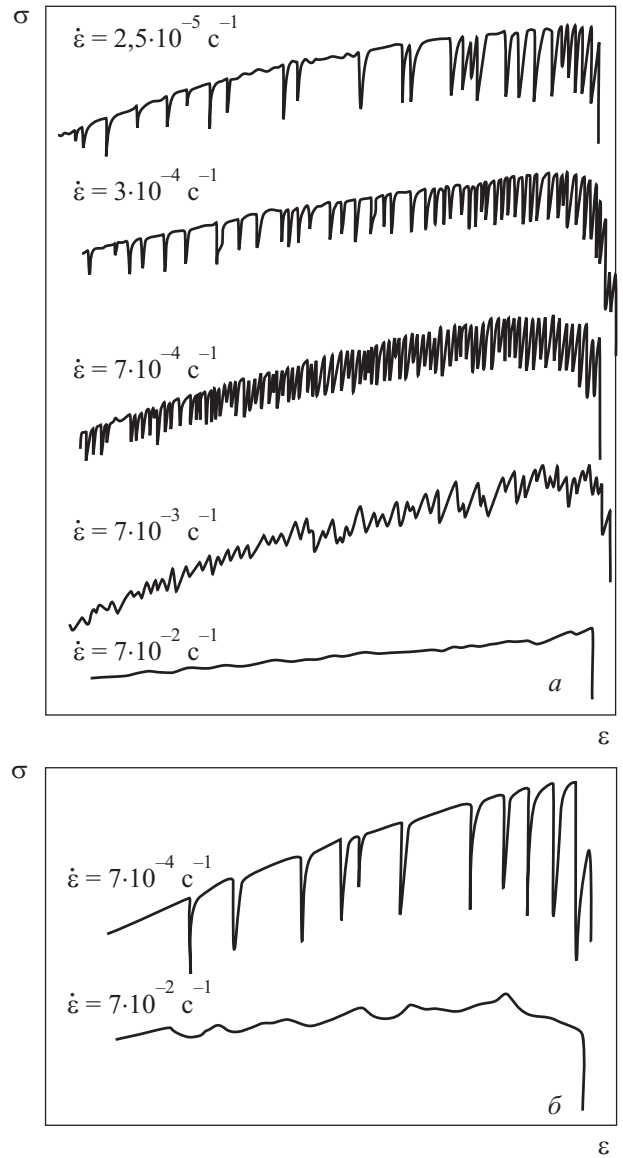


Рис. 10. Участки кривых растяжения алюминия чистотой 99% при различных скоростях деформирования: монокристаллы с осью растяжения вблизи [111] (а); поликристаллы (б) [23,25].

но, что в интервале температур 6–24 К в монокристаллах существуют две критические скорости деформирования, нижняя  $\dot{\epsilon}_l$  и верхняя  $\dot{\epsilon}_u$ , между которыми деформация скачкообразна. При  $T \geq 25 \text{ К}$  не удается наблюдать скачки в исследованном интервале скоростей деформирования.

Нижняя критическая скорость существенно увеличивается с ростом температуры, особенно в интервале 6–15 К, в то время как верхняя скорость слабо зависит от температуры, уменьшаясь с ее увеличением. Авторы работ [65,66] отмечают, что измерения при  $T < 15 \text{ К}$  дают существенный разброс в значениях  $\dot{\epsilon}_l$  (точки, приведенные на рис. 11, отвечают минимальному значению  $\dot{\epsilon}$ , при котором на кривой деформирования наблюдается хотя бы один скачок). При фикси-

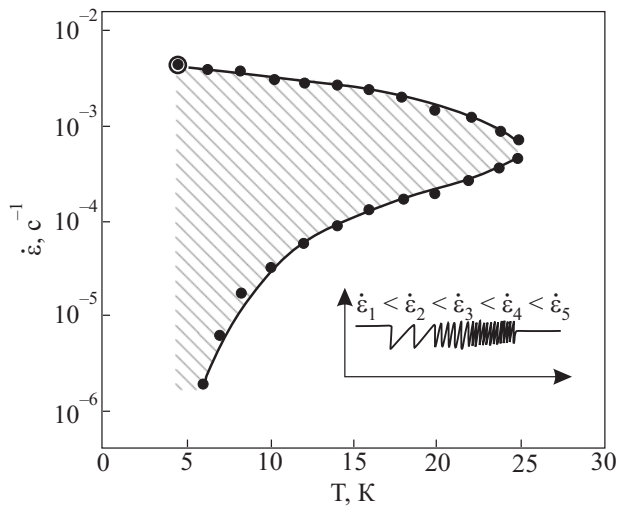


Рис. 11. Температурно-скоростная диаграмма области существования скачкообразной деформации монокристаллов сплава Cu–14 ат.% Al. На вставке показана схема эксперимента, позволившего определить границы нестабильности [65].

рованной температуре в ходе увеличения  $\dot{\epsilon}$  от  $\dot{\epsilon}_l$  до  $\dot{\epsilon}_u$  амплитуда скачков практически не изменялась, но возрастала их частота. При достижении  $\dot{\epsilon}_u$  скольжение становится плавным, а уровень напряжения, равным среднему уровню напряжения при скачкообразной деформации (вставка на рис. 11). При 4,2 К нижнюю критическую скорость измерить не удалось, а верхняя критическая скорость  $\dot{\epsilon}_u$  оказалась нечувствительной к типу охлаждающей среды (жидкость, газ).

Последующие работы, проведенные на различных материалах при температуре кипения жидкого гелия, подтвердили факт существования верхней критической скорости. В работе [72] при 4 К изучено влияние скорости деформации от  $4,4 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$  до  $8,8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  на характеристики растяжения трех аустенитных нержавеющих сталей. Скорости меньше  $2,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  не влияли на параметры кривой растяжения. При скоростях деформации  $4,4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  и выше наблюдалось уменьшение предела прочности с ростом скорости, хотя предел текучести оказался нечувствителен к скорости. При двух низших скоростях деформации прерывистое скольжение весьма ярко выражено. При более высоких скоростях СД менее заметна, а кривые растяжения имеют волнообразный характер.

Специальное исследование скоростных зависимостей при сравнительно высоких скоростях деформирования ( $0,28 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ – $0,28 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ ) проведено в [62,69]. Исследованы хромоникелевая аустенитная сталь 12Х18Н10Т, алюминиевый сплав АМг6 [62] и титановые сплавы [69] при 4,2 К. При скорости  $0,28 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$  скачкообразная деформация в стали полностью исчезает, но существует в форме нескольких

скачков в сплаве АМг6. В титановом сплаве ВТ5-1 скачки исчезают при скорости  $0,56 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ , а в сплаве ОТ-4 при  $0,14 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Все проведенные исследования скоростных зависимостей показали, что при высоких скоростях ( $\sim 10^{-2}$ – $10^{-1} \text{ с}^{-1}$ ) СД исчезает. В первом детальном исследовании [23], в котором наблюдалось исчезновение СД при высоких скоростях, высказано предположение, что это связано с недостаточной чувствительностью регистрирующей аппаратуры.

Последующие работы показали, что исчезновение скачкообразной деформации связано со сложными тепловыми процессами, происходящими в деформируемом образце и на границе между образцом и охлаждающей средой. Наличие минимальной критической скорости, ниже которой исчезает СД, наблюдалось только в работе [65] и только на одном материале — сплаве Cu–14 ат.% Al. Возможно, что исчезновение СД при малых скоростях связано с методикой измерения, когда при фиксированной температуре плавно увеличивается скорость. Существует вероятность, что при малых скоростях измерения могут относиться к участку кривой между скачками. Об этом свидетельствует отсутствие минимальной скорости деформации при 4,2 К и большой разброс при более высоких температурах. Для убедительного доказательства существования минимальной скорости необходимо получение полной кривой деформирования в том интервале скоростей, где, согласно [65], СД быть не должно.

### 6.2. Влияние деформации (напряжения)

Во всех исследованиях скачкообразной деформации, в которых снимались полные кривые деформации, наблюдалась эволюция СД в зависимости от деформации и напряжения. Иногда СД начинается с одиночных скачков, разделенных достаточно протяженными участками плавного скольжения. По мере деформирования эти участки уменьшаются, а затем скачки следуют непрерывно один за другим вплоть до разрушения. Такая закономерность наблюдается на ряде металлов и сплавов. На рис. 1 и 8 показана картина развития скачкообразной деформации в алюминии. Иногда СД начинается с непрерывных скачков (см., например, рис. 9). Как правило, средняя амплитуда скачков растет с ростом деформации, однако степень этого роста может зависеть от температуры.

На рис. 12 приведены зависимости амплитуды скачка от степени деформации в сплаве Al–3,8 ат.% Li, полученные при разных температурах. Видно, что с понижением температуры степень роста амплитуды скачков с деформацией уменьшается. С увеличением деформации также растет частота скачков на единицу деформации. В случае, если в кристалле возможны и скачкообразная деформация, и двойникование, карти-

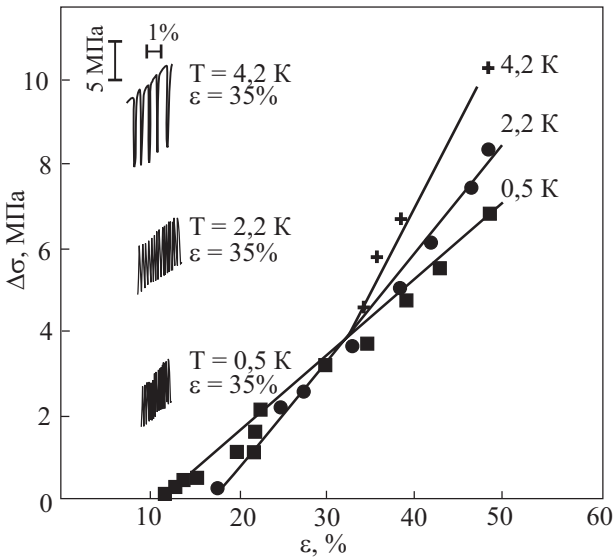


Рис. 12. Зависимость амплитуды скачков  $\Delta\sigma$  от степени деформации в сплаве Al–3,8 ат.% Li при разных температурах. Данные при  $T < T_c$  получены в нормальном состоянии [67].

на деформации, как показано в экспериментах на монокристаллах меди [2], следующая. На определенной степени деформации начинается СД (рис. 13), которая продолжается до момента резкого падения нагрузки, связанного с двойникованием. Затем происходит двойникование, характеризующееся другим типом скачков. Так происходит до тех пор, пока образец полностью не сдвойникуется. После этого снова будет происходить СД вплоть до разрушения кристалла.

Нетрудно заметить, что амплитуды скачков в ОЦК металлах имеют больший разброс, чем значения амплитуд в ГЦК металлах и сплавах. Обратим внимание на одно наблюдение, которое отличается от наблюде-

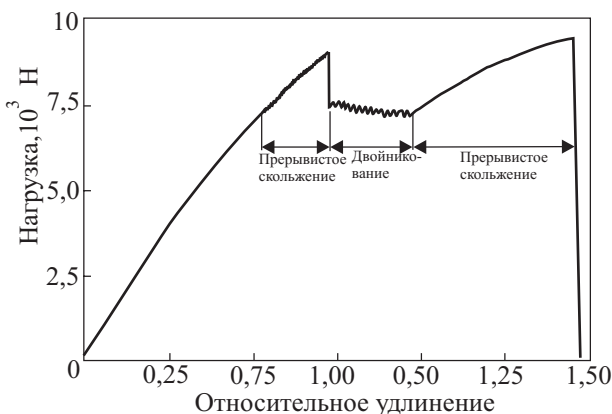


Рис. 13. Кривая нагрузка–удлинение монокристалла меди с ориентацией оси растяжения, при которой происходит и деформационное двойникование, и скачкообразная деформация,  $T = 4,2 \text{ K}$  [2].

ний, приведенных выше. В экспериментах на монокристаллах сплава Sn–0,21 ат.% Cd, кроме описанных выше закономерностей при 0,5 К, вблизи разрушения наблюдалось ослабление СД. Непрерывная скачкообразная деформация переходила в одиночные скачки (рис. 14) [70].

### 6.3. Влияние ориентации при деформировании монокристаллов

Ориентационные зависимости проявления СД изучали весьма мало. Экспериментальное исследование проводилось на монокристаллах алюминия чистотой 99,5 % в условиях растяжения [22]. Исследовали три группы монокристаллов с ориентацией оси растяжения вблизи [100], [110] и [111]. Эксперименты при 4,2 К показали, что скачкообразная деформация наблюдается (как и в работе [100]) только в монокристаллах с осью растяжения вблизи [111] (рис. 15). При 1,3–1,5 К нестабильность пластического течения наблюдается на кривых растяжения всех ориентаций, хотя видно (рис. 16), что при переходе от ориентации [100] к ориентациям [110] и [111] число скачков резко возрастает. Скачкообразная деформация наиболее развита для кристаллов с наиболее жесткой ориентацией [111] с максимальным деформирующим напряжением.

Ориентационная зависимость проявлений СД наблюдалась в монокристаллах ниобия с остаточным сопротивлением  $RRR = 300$  [40]. Деформация осуществлялась растяжением со скоростью  $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ . Ориентации оси растяжения и наблюдаемой плоскости скольжения характеризовались параметрами  $\chi$ ,  $\lambda$  и  $\psi$ , где  $\chi$  — угол между первичной плоскостью  $[101]$  и плоскостью максимального сдвигового напряжения, которая содержит направление скольжения [111],  $\lambda$  —

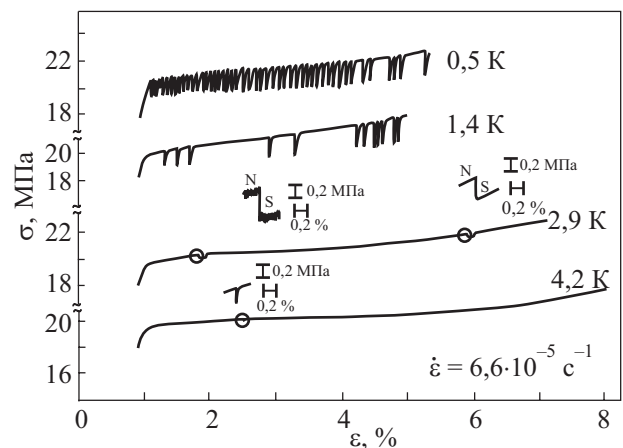


Рис. 14. Кривые растяжения монокристаллов сплава олово–0,21 ат.% кадмия, полученные в условиях растяжения при различных температурах, нормальное состояние. Эксперименты при 4,2 К и 2,9 К проведены в газообразном  $^3\text{He}$ , при 1,4 и 0,4 К — в жидком  $^3\text{He}$  [70].

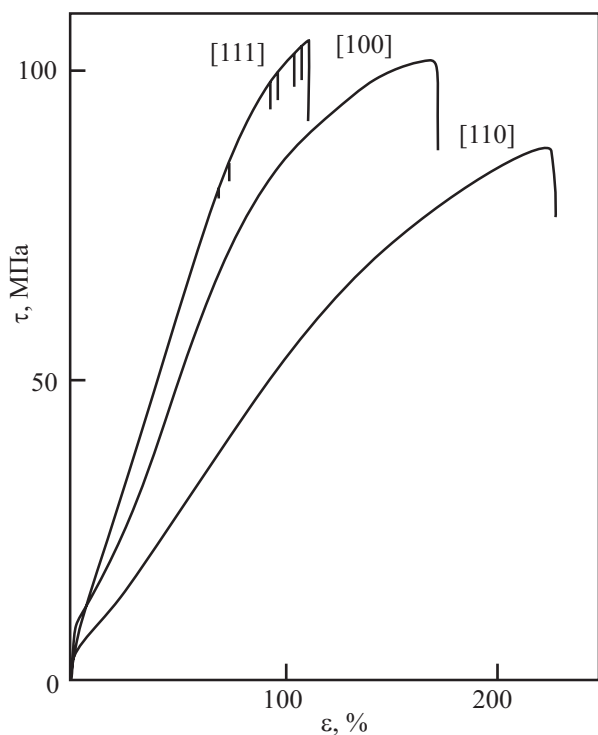


Рис. 15. Кривые растяжения монокристаллов алюминия чистотой 99,5% с различной ориентацией оси растяжения,  $T = 4,2 \text{ K}$ ;  $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  [22].

угол между осью растяжения и направлением [111],  $\psi$  — угол между плоскостью  $[\bar{1}01]$  и плоскостью наблюдения следов скольжения. Ориентация исследованных образцов была близка к  $\lambda = 50^\circ$ . При  $\chi = 30^\circ$  при 4,2 К наблюдались обычные отдельные скачки (рис. 17). Однако при других значениях  $\chi$  деформация сопровождалась множеством больших скачков нагрузки. Специальные микроскопические наблюдения показали, что эти скачки не обусловлены двойникованием. В кристаллах, где при низких температурах на-

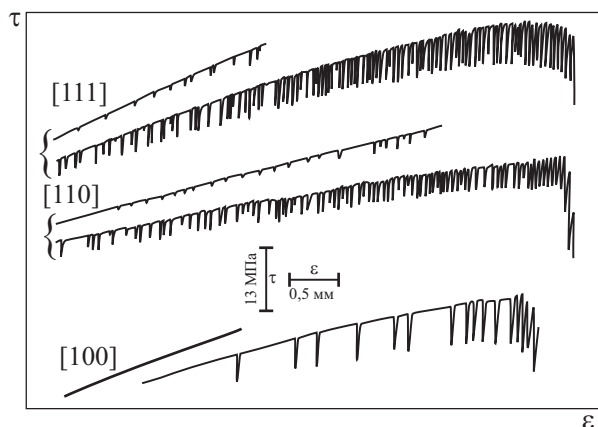


Рис. 16. Участки кривых растяжения монокристаллов алюминия с различной ориентацией оси растяжения,  $T = 1,3\text{--}1,5 \text{ K}$ ;  $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  [22].

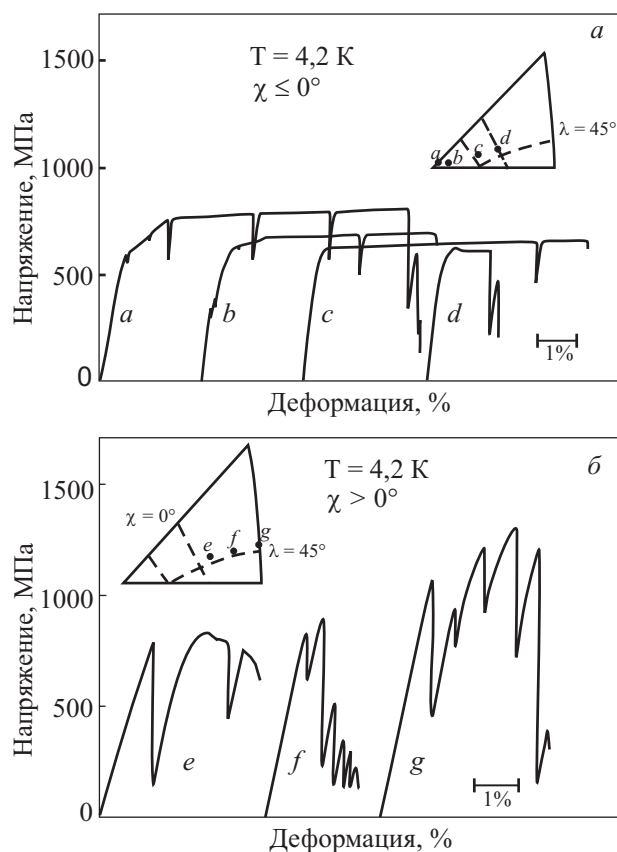


Рис. 17. Кривые растяжения монокристаллов ниобия с различной ориентацией плоскости скольжения [40].

блюдается двойникование при определенных ориентациях (например, медь [2], индий [54]), которое определенным образом прерывает скачкообразную деформацию, также существует ориентационная зависимость СД, но через ориентационную зависимость проявления двойникования (см. 6.2).

#### 6.4. Влияние границ зерен при деформировании поликристаллов

Для выяснения природы НТСД весьма важно понять роль границ зерен в ее проявлениях. В первых экспериментах на алюминии [10–12] скачкообразная деформация наблюдалась на поликристаллах, на основании чего могло возникнуть представление об особой роли границ зерен при низкотемпературной пластической деформации. В работе [99] при 1,3 К были изучены отожженные поликристаллы алюминия чистотой 99,3%. За счет отжига, проведенного в вакууме, образцы имели два различных размера зерна. Увеличение размера зерна в полтора раза привело к существенному изменению в проявлении СД — число скачков возросло в 4 раза, первые скачки начали появляться при меньших напряжениях и деформациях. Впоследствии [51] этот результат объясняли с точки зрения дислокационных представлений следующим

образом. Увеличение расстояния между барьерами (границами зерен), на которых задерживаются дислокации, ведет к повышению мощности дислокационных скоплений у границ, а следовательно, к большей вероятности прорыва последних.

В работах [18,23] было проведено детальное исследование влияния границ зерен на СД. Изучали образцы алюминия чистотой 99,5% одинаковых размеров с идентичной химической обработкой поверхности. Эксперименты проводили на монокристаллах, бикристаллах, крупнозернистых поликристаллах (средний размер зерна 5 мм) и поликристаллах со средним размером зерна 0,5 и 0,05 мм. На рис. 18 приведены участки макроскопических кривых растяжения, где проявляется СД. Для получения статистически надежных результатов температура выбиралась как можно более низкой (1,4–1,6 К), где скачков наблюдается достаточно много. Исследовано по 2–3 образца каждого типа. Некоторые параметры кривых упрочнения и характеристики СД сведены в табл. 3. Из рисунка и таблицы отчетливо видно, что с переходом от монокристаллов к поликристаллам, а также с уменьшением размеров зерен скачкообразная деформация становится менее развитой. Уменьшается число скачков на единицу деформации, резко уменьшается общее число скачков: число скачков в поликристаллах — единицы, в монокристаллах — сотни. С уменьшением размеров зерен увеличивается амплитуда скачков, в большей степени изменяются максимальные значения  $\Delta\sigma_{\max}$ , в меньшей степени — минимальные.

В какой-то мере подобный результат получен на феррите при растяжении при 4,2 К [6]. Если в образцах с размером зерна 37 мкм на кривой наблюдается до 20 скачков нагрузки, составляющих 15% общего уровня, то в образцах с размером зерна 19 мкм скач-

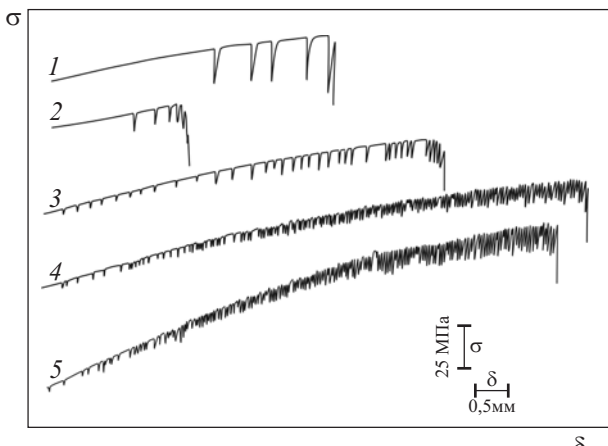


Рис. 18. Участки скачкообразного течения кривых растяжения алюминия чистотой 99,5% различной микроструктуры ( $T = 1,4-1,6$  К). Кривые 1, 2, 3 — поликристаллы со средним диаметром зерна соответственно 0,05; 0,5; 5 мм; 4 — бикристалл; 5 — монокристалл [18,23].

ков всего 3, а в образцах с размером зерна 7 мкм макроскопические скачки отсутствуют. Правда, с уменьшением размера зерна в ОЦК феррите происходит резкое уменьшение величины пластической деформации вплоть до охрупчивания.

Эксперименты на поликристаллических образцах с разным размером зерен в условиях растяжения сплавов Fe–13Ni–3Mo при 4,2 К проведены в [81]. Исследованы образцы со средними размерами зерен 0,03; 0,22 и 1,5 мм. При скоростях деформирования  $4,17 \cdot 10^{-3}$ ,  $4,17 \cdot 10^{-4}$  и  $4,17 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  кривая растяжения за пределом текучести полностью состоит из скачков (рис. 19). Заметного влияния размеров зерен в изученном интервале диаметров зерен не наблюдалось.

Приведенные результаты на алюминии означают, что увеличение поверхности межзеренных границ создает в кристалле условия, препятствующие проявлениям СД. Отсюда следует принципиальный вывод, что данная скачкообразная деформация — особая, присущая кристаллу низкотемпературная особенность пластической деформации.

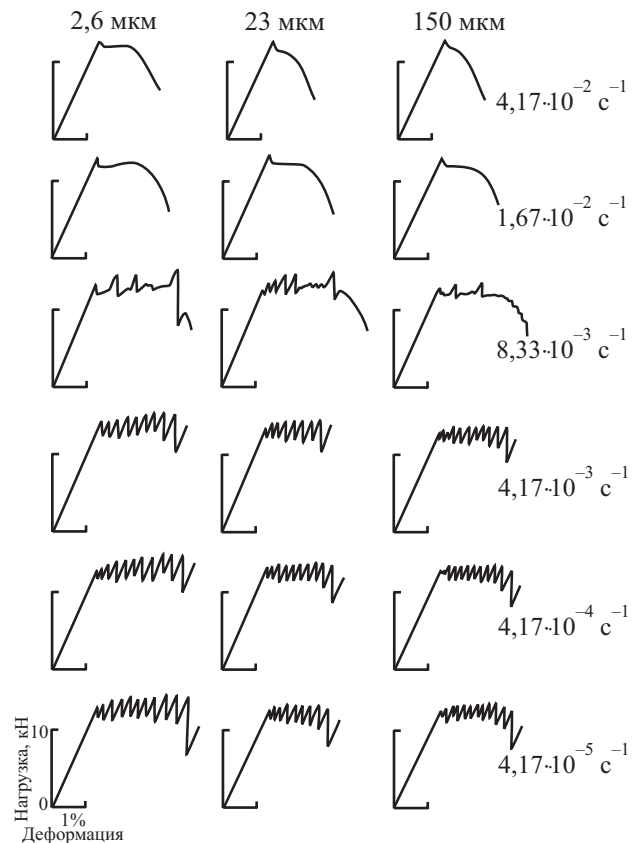


Рис. 19. Кривые нагрузка–деформация сплава Fe–13% Ni–3% Mo на образцах с различным размером зерна, полученные при различных скоростях деформирования [81].



Таблица 3. Влияние микроструктуры на скачкообразную деформацию алюминия чистотой 99,5%,  $\dot{\epsilon} = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ,  $T = 1,4 \text{ К}$ .

Средний размер зерна, мм	$\sigma_0$ , МПа	$\sigma_s$ , МПа	Напряжение первого скачка $\sigma_j$ , МПа	Деформация первого скачка $\delta_j$ , %	Протяженность области скачков к общему удлинению, %	Число скачков	Величина скачка $\Delta\sigma$	
							$\Delta\sigma_{\min}$ , МПа	$\Delta\sigma_{\max}$ , МПа
0,05	32	305	253	39	36	6	20,6	29,7
	28,2	323	300	45,7	24	11	16,2	40,6
	30,1 (среднее)	314	277	~39	30	9	18,4	35,2
0,5	26	234	217	37,8	14		6,4	20
	32	260	227	38,2	18		8,5	27,3
	29 (среднее)	247	222	38	16	8	7,5	23,4
5	20	233	164	32,1	44	43	2,5	17
	14,6	220	205	45,8	13	13	5,4	23
	17,3 (среднее)	227	185	39	29	28	4	20
Бикристаллы с границей вдоль оси растяжения	16	215	170	38	39	158	2,7	11,8
	20,6	232	185	40,3	27	47	11	13
	18,3 (среднее)	224	178	39	33	103	6,9	12,4
Монокристаллы	19	280	180	35	48	187	0,47	2,2
	20	250	160	30	47	128	0,2	2,05
	18	320	190	33	52	150	0,5	2,4
	19 (среднее)	283	177	33	49	155	0,36	2,22

6.5. Влияние чистоты и легирования

Скачкообразная деформация оказалась чувствительной к чистоте кристалла. Были проведены эксперименты на монокристаллах алюминия различной чистоты. Ориентация оси растяжения была вблизи [111], температура эксперимента составляла 1,4–1,5 К, так как в этих условиях скачкообразная деформация наиболее развита. Типичные макроскопические кривые изученных монокристаллов различной степени чистоты приведены на рис. 20. Как видно, повышение чистоты монокристаллов алюминия от 99,5 до 99,99% приводит к снижению доли СД на кривой упрочнения, уменьшению числа скачков и росту напряжения первого срыва нагрузки. В экспериментах с еще более чистыми монокристаллами (99,9997%) скачкообразная деформация не наблюдалась. В дальнейшем высокочистые монокристаллы алюминия деформировались при более низкой температуре (0,5 К), при этом СД также не возникла. В исследованных поликристаллах алюминия тех же чистот и близких между собой микроструктур в результате влияния границ зерен, обсужденного в разделе 6.4, скачкообразная деформация не наблюдалась не только в высокочистых образцах, но и в алюминии чистотой 99,99%.

Сравнительные исследования поликристаллов алюминия чистотой 99,994% (размер зерен 1,0–1,5 мм) и чистотой 99% (0,3–0,5 мм) в условиях растяжения при 4,2 К проведены в [15]. Скачкообразная деформация технического алюминия начинается при 8–9%. Первые срывы нагрузки чередуются с длительными

участками плавного течения, а последние скачки следуют один за другим вплоть до разрушения образца. Деформация, приходящаяся на долю скачкообразной, составляет 20–25% от полной однородной деформации. Скачкообразная деформация чистого алюминия происходит непосредственно перед разрушением (40–45% деформации). Участки плавного течения между скачками отсутствуют не только при 4,2 К, но и при 2,06 К, появляясь только при 1,4 К. С понижением температуры различия в характере СД сглаживаются.

Весьма детальное исследование влияния чистоты на СД выполнено на поликристаллах титана с различным содержанием кислорода (0,06–0,6 ат.%) в виде

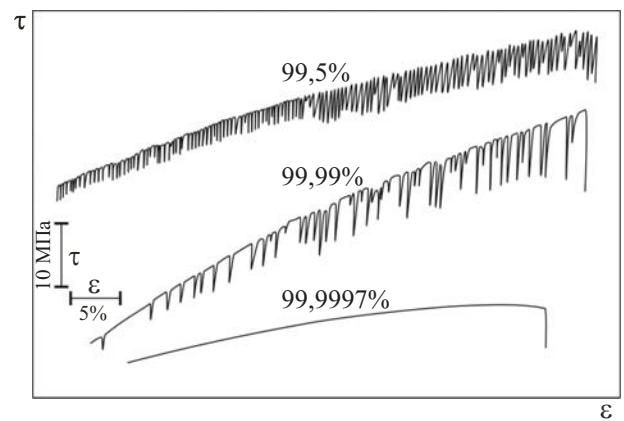


Рис. 20. Участки скачкообразной деформации кривых растяжения монокристаллов алюминия различной чистоты. Ориентация оси растяжения вблизи [111],  $T \approx 1,4\text{--}1,6 \text{ К}$  [18,23].

примеси внедрения [68]. Образцы изготавливали из пластин вдоль прокатки. При скорости  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$  скачкообразная деформация в чистом титане (содержание кислорода 0,06 ат.%) возникает ниже 2 К (рис. 21). В коммерчески чистом титане (содержание кислорода 0,3%) одиночные скачки наблюдаются при 20 К, начиная с 20% деформации. С увеличением содержания кислорода до 0,6 ат.% температура начала скачкообразной деформации увеличивается до  $\cong 30$  К. Область развитой СД наблюдается ниже 1,7 К (содержание кислорода 0,06 ат.%), ниже 15 К (0,3 ат.%), ниже 20 К (0,6 ат.%).

Из приведенных экспериментов следует, что наличие атомов примеси в кристалле приводит к структуре, благоприятной для возникновения СД, повышения температуры ее начала и снижения критического напряжения возникновения скачков.

Специальные исследования влияния легирования на скачкообразную деформацию проведены на сплавах Al–Li, пластическая деформация которых контролируется взаимодействием дислокаций с локальными препятствиями [67], и сплавах Sn–Cd, в которых пластическая деформация определяется преодолением дислокациями барьеров Пайерлса [70].

Изучались поликристаллы сплавов Al–Li трех концентраций: 3,8; 7,0; 10,4 ат.% Li со средним размером зерна  $\sim 0,6$  мм при скорости растяжения  $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  в интервале температур 4,2–0,5 К. При температуре 4,2 К и ниже деформация всех изученных сплавов становится скачкообразной. По мере роста концентрации лития уменьшается деформация начала СД и увеличивается частота и амплитуда скачков. Например, при 4,2 К в сплаве с 3,8 ат.% Li скачки начинаются после деформации 35%, в сплаве с 7 ат.% Li — 25%; в сплаве с 10,4 ат.% Li — 21%.

Эксперименты на монокристаллах чистого олова и легированных различным количеством кадмия показали, что для всех изученных образцов пластическое течение по системе скольжения (100)(010) носит плавный характер. Высокочистые образцы  $\beta$ -олова (99,9995%) сохраняют плавное пластическое течение при понижении температуры до 0,5 К. Ниже 4,2 К легирование приводит к возникновению СД с амплитудой скачков порядка 1–2 МПа. Наиболее ярко влияние концентрации легирующего элемента проявляется при температуре 0,5 К. С ростом концентрации кадмия СД становится более развитой, напряжение начала СД смещается к пределу текучести, а амплитуда скачков при сравнимых условиях возрастает. С понижением температуры СД в сплавах олово–кадмий становится более развитой. В сплаве Sn–0,01 ат.% Cd отдельные скачки напряжения появляются при температуре ниже 3 К, причем только при  $\dot{\epsilon} = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ . При более низкой температуре величина деформации,

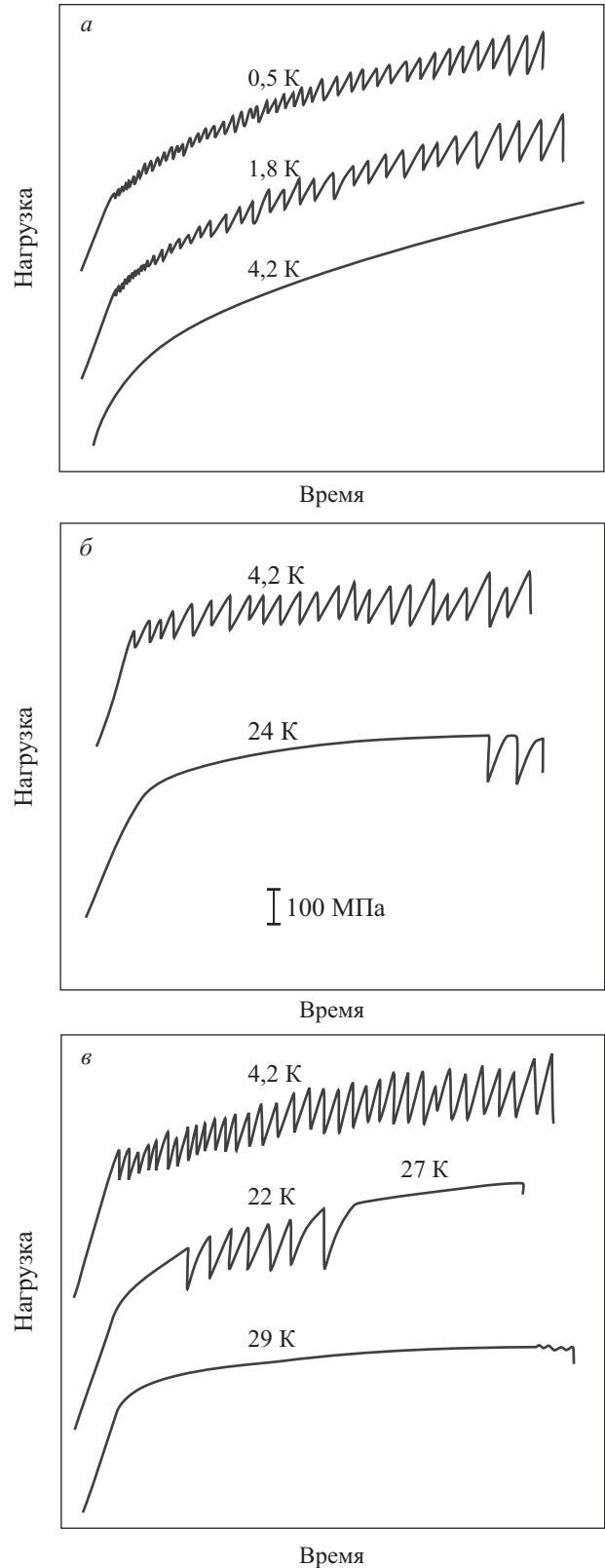


Рис. 21. Низкотемпературные кривые растяжения поликристаллов титана с различной концентрацией примеси кислорода, ат. %: 0,06 (а); 0,3 (б); 0,6 (в). Скорость деформирования  $\dot{\epsilon} = 2,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  [68].

соответствующая первому скачку, уменьшается от 6–7% до 3–4%. Число скачков на кривой упрочнения увеличивается от 2–3 при  $T = 3$  К до 10–15 при  $T = 0,5$  К. В сплаве Sn–0,04 ат.% Cd одиночные скачки наблюдаются уже при 4,2 К после деформации 1–2%. При понижении температуры их количество также возрастает, а при  $T < 0,8$  К они начинаются сразу после предела текучести. Качественно аналогично ведет себя сплав Sn–0,21 ат.% Cd, однако СД в нем начинается вблизи предела текучести при 1,4 К. В сплаве с наибольшей изученной концентрацией (0,53 ат.% Cd) макроскопическая СД выражена наиболее ярко. В сплаве с 0,21 ат.% Cd, кроме указанной макроскопической скачкообразной деформации, наблюдается микроскопическая СД с амплитудой скачков порядка 0,1 МПа и менее. Поведение такой СД отличается — микроскопические скачки беспорядочны по амплитуде и чаще возникают при малых степенях деформации. Указанные выше закономерности относятся к деформации в нормальном состоянии.

Особенности изменения СД при сверхпроводящем переходе рассмотрены в разд. 9.2.

#### 6.6. Влияние радиационного облучения

Влияние радиационного облучения исследовано на монокристаллах меди чистотой 99,999%, которые облучались нейтронами большой интенсивности (интегральный поток  $1 \cdot 10^{18}$  нейтрон/см<sup>2</sup>) и малой интенсивности (интегральный поток  $1,5 \cdot 10^{20}$  нейтрон/см<sup>2</sup>) [2]. В облученных образцах СД возникала при гораздо более низких деформирующих напряжениях, практически сразу после предела текучести, причем в области прерывистого скольжения практически отсутствовало деформационное упрочнение. Таким образом, в облученных нейтронами кристаллах также создаются структуры, способствующие протеканию скачкообразной деформации. Примененные дозы облучения приводят к возникновению в кристалле областей (грушевидной формы) радиационного нарушения сечением 50 межатомных расстояний вокруг атома, подвергнутого соударению с нейтронами. Такая область может содержать 100–200 вакансий и дислоцированных в междоузлии атомов, что на несколько порядков выше концентрации точечных дефектов, возникающих при пластической деформации.

#### 6.7. Влияние состояния поверхности образца

В работе [20] исследования проведены на проволочных образцах алюминия марки АД-1 (99,3%), имеющих три различных структурных состояния поверхности. В исходном состоянии на поверхности образца наблюдались следы от резца глубиной 2–3 мкм. Для изучения влияния качества поверхности образцы электролитически полировались или химически

травились до различных диаметров. На кривых растяжения, полученных при 1,3 К на предварительно неотожженных образцах, поверхности которых протравлены (химически и электролитически), с уменьшением диаметра наблюдается резкое уменьшение числа скачков. Особенно сильное уменьшение наблюдается у образцов, подвергнутых химическому травлению (рис. 22). Скачки напряжения травленных и полированных образцов начинаются при больших напряжениях и деформациях, чем у образцов в исходном состоянии.

По-видимому, такие заметные изменения в проявлении СД связаны с удалением поверхностного упрочненного слоя. В пользу этого свидетельствуют уменьшение микротвердости поверхностного слоя и предела текучести образца после травления и их возврата к исходным значениям после удаления резцом следов травления. Об этом же свидетельствуют эксперимен-

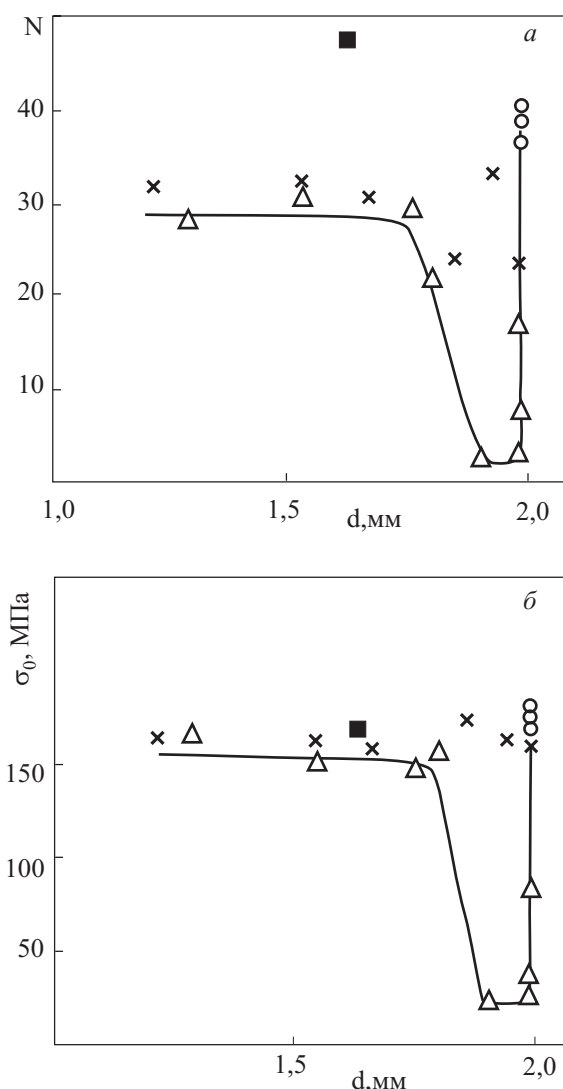


Рис. 22. Зависимость числа скачков  $N$  (а) и предела текучести  $\sigma_0$  (б) от диаметра образцов алюминия:  $\times$  — полированная поверхность;  $\circ$  — исходная структура;  $\Delta$  — травленная поверхность;  $\blacksquare$  — травленная поверхность, обработанная резцом,  $T = 1,4$  К [20].

ты на предварительно отожженных образцах (1 час при 300 °С). Скачкообразная деформация была изучена на отожженных образцах при тех же режимах травления и полировки, что и неотожженных. Полировка и травление в одинаковой степени понижают число скачков, однако степень понижения существенно меньше (2–3 раза по сравнению с 20), чем у неотожженных. Обнаруженное изменение числа скачков после травления и электролитической полировки, особенно сильное в неотожженных образцах, означает существенное влияние состояния поверхности на СД. Причины несколько различного поведения травленных и полированных образцов обусловлены различным состоянием поверхности. Как показали микроскопические наблюдения, при травлении возникает грубая и неровная поверхность в результате растравливания повреждений после обработки резцом. При электролитической полировке получается микроскопически гладкая поверхность за счет залечивания и удаления дефектов. Отжиг снижает уровень поверхностных напряжений, снижая тем самым роль поверхностного слоя.

Весьма подробное исследование влияния состояния поверхности и формы образца на механические свойства и пластическое течение титана технической чистоты и сплавов Ti–Al–V выполнено в [50]. Пластическая деформация изученных материалов, безотносительно к обработке поверхности (шлифовка, химическое и электролитическое полирование) и форме сечения (круглое, прямоугольное, эллипсоидальное) образца, характеризуется плавной кривой деформации при 60–293 К, которая переходит в волнообразную кривую при 20–50 К. Ниже 20 К возникает скачкообразная деформация. При изучении влияния обработки поверхности наблюдались следующие закономерности. Электролитическая или химическая полировка влияют на проявление скачкообразной деформации технически чистого титана. Если скачкообразная деформация возникает в середине кривой (20 К,  $\dot{\epsilon} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ), то обработка поверхности сдвигает ее начало  $\epsilon_c$  до более высоких деформаций ( $\epsilon_c \approx 6\%$  для электролитически полированного образца,  $\epsilon_c \approx 13\%$  для шлифованного). Удаление углов в образцах Ti–6Al–4V прямоугольного сечения ниже 30 К приводит к увеличению низкотемпературной пластичности. Ниже 25 К СД в таких образцах начинается вблизи предела текучести. Уровень деформирующего напряжения не меняется с деформацией, что приводит к постоянству амплитуд скачков. Наблюдается отчетливая связь между числом скачков на кривой и числом локализованных деформационных зон на поверхности образцов.

### 6.8. Влияние охлаждающей среды

Изучение влияния охлаждающей среды на НТСД проводили на нержавеющей материалах — сплав 000X18H20 и сталь 0X18H10T, которые имеют нестабильную аустенитную структуру [77,78]. Эксперименты проводили при растяжении с постоянными скоростями от  $5,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  до  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  в температурном интервале 14–30 К. Интервал 14–20,4 К осуществлялся жидким водородом с различной упругостью паров и газообразным охлажденным гелием. Интервал 20,4–30 К обеспечивался газообразными водородом и гелием. Температура, поддерживаемая с точностью до 0,05 К, измерялась термометром, находящимся в контакте с поверхностью образца. Типичный результат, полученный на сплаве 000X18H20 при  $\dot{\epsilon} = 5,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , приведен на рис. 23. В среде жидкого водорода СД отсутствует. При охлаждении до тех же температур газообразным гелием наблюдается развитая скачкообразная деформация, более того, она наблюдается вплоть до 39 К. Это означает, что скачкообразный характер деформации этого сплава лучше проявляется при переходе от жидкой охлаждающей среды к газообразной. Аналогичные результаты получены и на других изученных материалах. Так как при переходе от жидкого водорода к газообразным водороду и гелию существенно изменяются условия теплообмена между деформируемым металлическим материалом и охлаждающей средой, то усиление скачкообразной деформации связано с уменьшением теплоотдачи.

### 6.9. Влияние масштабного фактора

Первое исследование влияния формы и размеров образцов на НТСД было проведено на монокристаллах алюминия чистотой 99,5% в условиях растяжения со скоростью  $7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  при температуре 1,4 К [25].

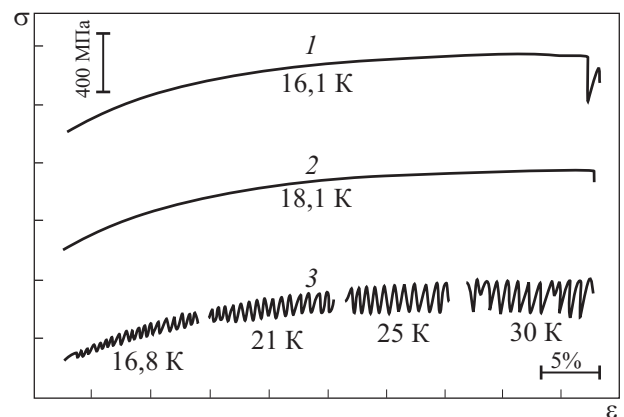


Рис. 23. Участки кривых растяжения сплава 000X18H20. Эксперименты в жидком водороде (1, 2) и газообразном гелии (3),  $\dot{\epsilon} = 5,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  [77,78].

Размеры образцов менялись следующим образом: длина от 25 до 10 мм, ширина от 9 до 3 мм, толщина от 1,8 до 0,2 мм. В каждой серии экспериментов изменялся только один параметр. Изменения ширины и толщины кристалла существенно влияют на характеристики той части кривой, где протекает СД. С увеличением ширины образца увеличивается число скачков и возрастает часть кривой со скачкообразной деформацией. Особенно резко влияет толщина образца (рис. 24). Начиная с 1 мм, число скачков и их амплитуда уменьшаются, а при толщине 0,2 мм СД не наблюдается. Исчезновение прерывистой деформации при толщинах менее 0,2 мм обнаружено на образцах всех ориентаций и при различной ширине (9,5 и 4 мм). Таким образом, существует некоторая критическая толщина, при которой условия для протекания СД не возникают. При толщинах более 1 мм параметры скачкообразной деформации меняются мало с изменением толщины, за исключением количества скачков, которое уменьшается с ростом толщины образца. Изменение рабочей длины кристалла в 2,5 раза не влияет на СД. Гистограммы распределения скачков по амплитуде для образцов различной ширины и толщины показывают, что с увеличением ширины количество скачков с малыми амплитудами увеличивается, а с большими уменьшается. Существенно, что напряжение начала третьей стадии кривой упрочнения и напряжение начала СД не зависят от размеров образца.

Эксперименты на плоских образцах титанового сплава Ti–1,7Al–1,5Mn различной толщины и диаметра показали, что при уменьшении толщины плоских образцов от 3,6 до 0,65 мм относительная величина скачка уменьшается от 10 до 4%, а среднее число на единицу деформации уменьшается от 3,0 до 1,5. По-

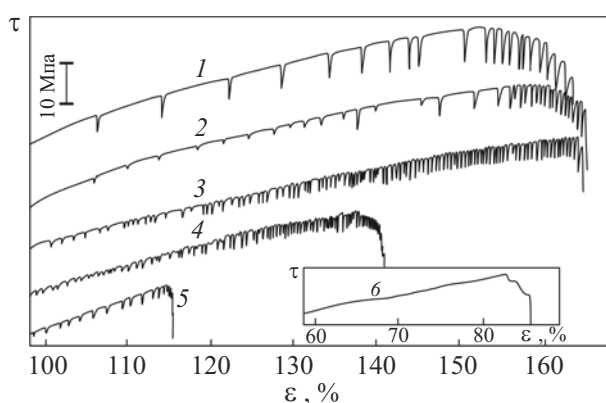


Рис. 24. Участки прерывистого скольжения кривых деформирования монокристаллов алюминия чистотой 99,5% с ориентацией оси растяжения [110] образцов различной толщины, мм: 1,8 (1); 1,5 (2); 1,0 (3); 0,4 (4); 0,24 (5); 0,2 (6) [25].

добный результат был получен на нелегированном титане и других сплавах [68].

На сплаве Cu–12 ат.% Ве–0,2 ат.% Со [101] была проведена серия экспериментов по выяснению влияния условий охлаждения или скорости тепловыделения в образце на критическое напряжение  $\sigma_a$  начала скачкообразной деформации. При понижении температуры ниже  $\lambda$ -точки жидкого гелия (2,19 К) в результате ухудшения теплоотвода за счет скачка Капицы наблюдается уменьшение  $\sigma_a$ . Этот эффект становится более выраженным при таком изменении размера образца, которое увеличивает отношение площадь теплоотвода/объем тепловыделения. Например, при диаметре образца 0,1 мм вблизи  $\lambda$ -точки происходит изменение  $\sigma_a$  примерно в два раза.

Влияние масштабного фактора на СД поликристаллического алюминия, деформируемого растяжением при 1,57 К, изучалось в [102]. Исследовали образцы чистотой 99,5% с различными размерами рабочей части (0,15–1,5)×(1–5)×(5–30) мм. Деформировались образцы в двух структурных состояниях — после прокатки (исходное состояние) и после отжига при 100–600 °С в течение часа на воздухе. Для количественного анализа неустойчивости на разных стадиях весь диапазон деформаций разбивался на интервалы в 1–2% и в качестве параметров использовали концентрацию скачков  $n_c$  (количество скачков на 1% удлинения) и среднюю амплитуду скачка  $\delta\sigma_c$  (длина амплитуды всех скачков, отнесенная к числу скачков на выбранном интервале деформаций). Параметром также служило общее количество скачков  $N$ . Влияние толщины  $d$  изучали на образцах шириной 4 мм, длиной 15 мм в исходном состоянии и после отжига при 200 °С. Зависимость  $\delta\sigma_c(\sigma)$  оказалась одинаковой для образцов различной толщины и различного структурного состояния. Изменение ширины и длины (5–30 мм) в исходном состоянии и отжиг при 640 °С также не оказывали влияние на зависимость  $\delta\sigma_c(\sigma)$ .

#### 6.10. Акустическая эмиссия

Все исследователи НТСД отмечают, что каждый скачок на деформационной кривой сопровождается звуковым импульсом. В [7] отмечается, что эти щелчки подобны тем, которые слышны при механическом двойниковании. Постукивания по установке в процессе деформации при температурах ожидаемых скачков приводят к возникновению скачка. Например, прерывистая кривая алюминиевого сплава 24S наблюдалась только до температур 12 К. Если по установке слегка постукивали, скачки наблюдались до 15 К. Выше этой температуры никаких скачков не наблюдалось даже при очень сильном постукивании.

### 7. Изучение одиночного скачка

Элементарный срыв нагрузки (скачок) имеет асимметричную форму (рис. 25). Такой вид одиночного скачка зарегистрирован с помощью самописца за счет убыстренного перемещения ленты и большей чувствительности электронной регистрации [22]. При таком способе регистрации весьма отчетливо наблюдается быстрое падение деформирующего напряжения (за пределами разрешения самописца) и достаточно протяженная во времени, хорошо регистрируемая восходящая ветвь скачка. Для более точной регистрации падения нагрузки использовалось осциллографирование (см., например, [63]). Эксперименты проводили на монокристаллах Cu–14% Al в области легкого скольжения. На рис. 26 приведена типичная осциллограмма одиночного скачка. Так как зависимость величины падения напряжения  $F$  от времени линейна в полулогарифмическом масштабе, то  $F = F_0 \exp(-\alpha t)$ , где  $F_0$  — полная глубина скачка, а  $\alpha = (0,155 \pm 0,018)$  мс. Время полного скачка составляет от 10 до 20 мс.

С помощью релаксации напряжений в [25] была сделана попытка исследования одиночного скачка. Для этого монокристаллы алюминия чистотой 99,99% с ориентацией оси растяжения вблизи [111] деформировали с постоянной скоростью  $7 \cdot 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. При скачках деформационное устройство многократно останавливали для наблюдения релаксации напряжений на различных стадиях. На рис. 27,б указаны места на кривой растяжения, где изучалась релаксация напряжений. На ниспадающей части скачка релаксацию напряжений наблюдать не удалось, так как время остановки деформирующего устройства было больше времени падения нагрузки. До и после скачка (рис. 27,а) наблюдается заметная релаксация. На восходящей ветви скачка в любой момент остановки деформации релаксация напряжений не наблюдается.

В работе [64] в процессе изучения скачкообразной деформации сплава Cu–10,5 ат.% Al при 4,2 К проведена высокочувствительная регистрация одиночного скачка. Была сконструирована специальная регистри-

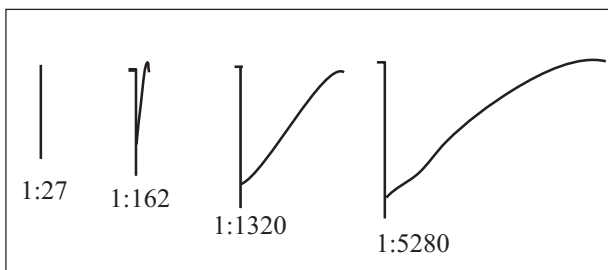


Рис. 25. Форма элементарного скачка в области дискретного скольжения монокристаллов алюминия при различных масштабах записи по деформации [22].

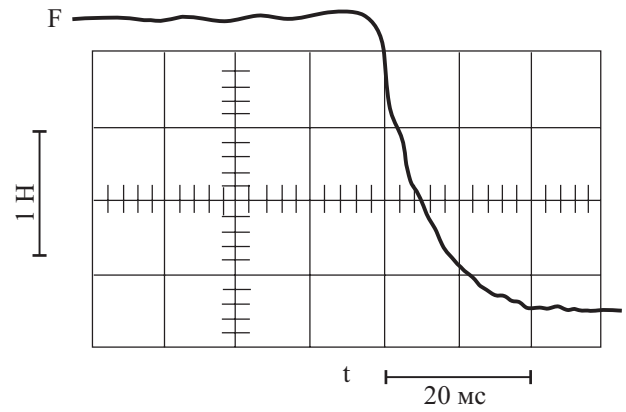


Рис. 26. Осциллограмма единичного скачка. Монокристалл Cu–14% Al. Легкое скольжение [63].

рующая система, в которой минимизированы отраженные импульсы напряжения. Типичный сигнал приведен на рис. 28. Нижняя кривая удлинение–время показывает, что после начального периода в 30 мкс, в течение которых устанавливается стационарное состояние, удлинение достигает постоянной скорости  $1,1$  см·с<sup>-1</sup> в течение 400 мкс. Верхняя кривая нагрузка–время показывает, что нагрузка в месте расположения датчика падает на 0,76 кг в течение первых 30 мкс и затем остается постоянной. Это соответствует скачку растягивающего напряжения для этого кристалла, равному 0,5 МПа. Средние значения для этих величин на основании 47 сигналов на шести кристаллах составили  $(1,1 \pm 0,1)$  см·с<sup>-1</sup> и  $(0,5 \pm 0,1)$  МПа. Все сигналы да-

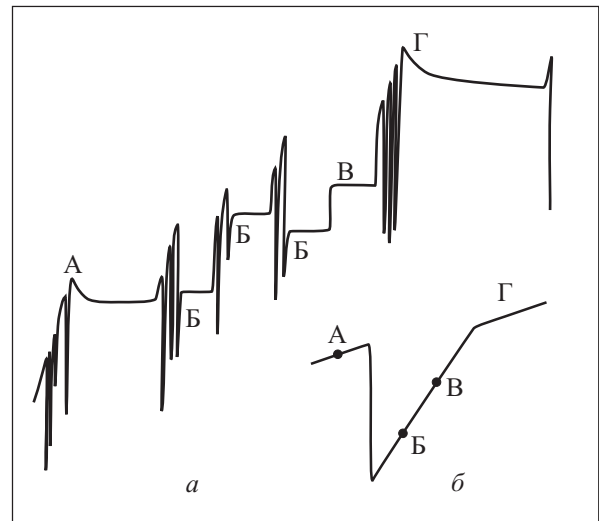


Рис. 27. Релаксация напряжений в монокристаллах алюминия чистотой 99,99% с ориентацией оси растяжения вблизи [111]; а — макроскопическая кривая растяжения (деформирование чередовалось с релаксацией напряжения); б — схема одиночного скачка (точками указаны места на кривой деформирования, где изучалась релаксация напряжений) [25].

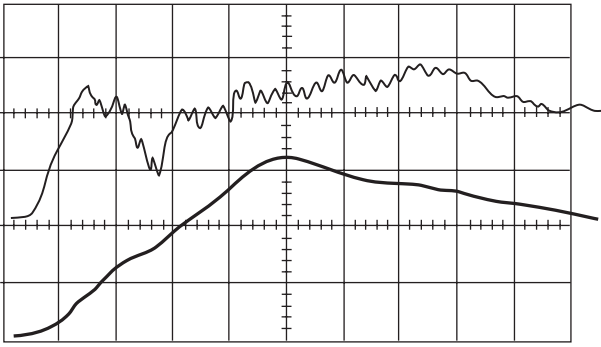


Рис. 28. Одновременные сигналы нагрузка–время (верхняя кривая) и удлинение–время (нижняя кривая), полученные пьезоэлектрическими и емкостными датчиками. Вертикальная шкала: нагрузка — 1 деление равно 3,3 Н; удлинение — 1,5 мкм. Горизонтальная временная шкала — 1 деление равно 100 мкс. Монокристалл медь–алюминий [64].

ют одни и те же значения для начального (30 мкс) интервала и в продолжении 400 мкс.

Подобные измерения на монокристалле ниобия ( $R_{293}/R_{4,2} = 150\text{--}200$ ) при деформировании сжатием со скоростью  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$  при 4,2 К проведены в [103]. Для точного измерения напряжения при скачке динамометр устанавливали на подвижном захвате вблизи образца. Скорость деформации  $\dot{\epsilon}$  измеряли с помощью индукционного датчика, скрепленного с верхним торцом динамометра. Скачку нагрузки в этом образце могут отвечать либо образование двойниковых прослоек, либо появление полосы катастрофического сдвига. Приведенные результаты относятся к скольжению. Типичные синхронные осциллограммы изменений деформирующего напряжения  $\sigma(t)$  и скорости деформации  $\dot{\epsilon}(t)$  во время скачка приведены на рис. 29. Во всех скачках  $\sigma(t)$  начинается с очень резкого спада нагрузки на величину  $\Delta\sigma > 0,5 \Delta\sigma_c$ . Этот спад происходит за время 5–10 мкс, после чего наблюдается немоноотонная зависимость  $\sigma(t)$ . Через 1000–1200 мкс  $\sigma(t)$  переходит в затухающие осцилляции вблизи напряжения окончания скачка. Видно, что начальному крутому спаду на кривой  $\sigma(t)$  соответствует пик скорости деформации  $\dot{\epsilon}$ . Осциллограмма  $\dot{\epsilon}(t)$  позволяет оценить  $\Delta t_c \approx 800$  мкс. Сопоставление синхронных кривых  $\sigma(t)$  и  $\dot{\epsilon}(t)$  показывает, что в течение 20–30 мкс с момента начала скачка  $\sigma(t)$  представляет собой зеркальное отражение  $\dot{\epsilon}(t)$ .

Существенной особенностью кривых  $\sigma(t)$  и  $\dot{\epsilon}(t)$  является наличие высокочастотных осцилляций. Наиболее сильно они выражены на кривой  $\dot{\epsilon}(t)$ . В спектре регистрируемых сигналов  $\dot{\epsilon}$  содержится, как правило, несколько частот с периодом от 10 до 100 мкс. В целом кривые  $\dot{\epsilon}(t)$  носят случайный характер. Максимальные значения  $\dot{\epsilon}$  достигаются на начальной стадии скачка. Используя эти данные, в [103] оценили скорость сдвига в  $(1\text{--}2) \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ .

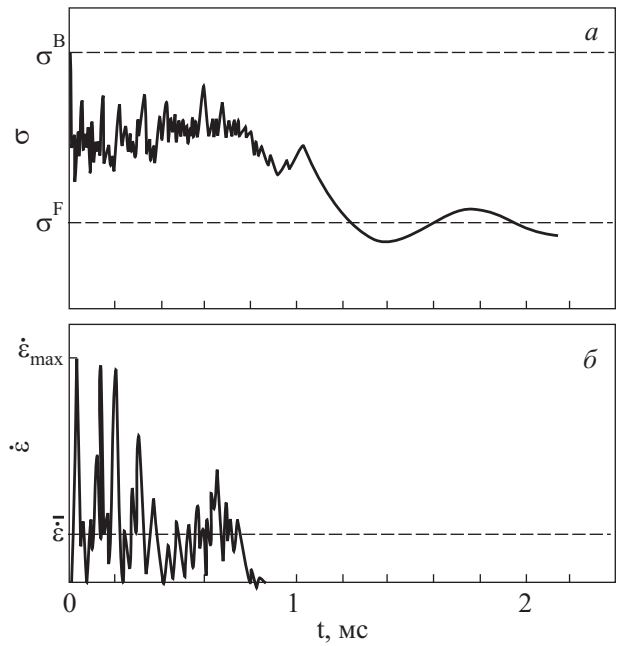


Рис. 29. Синхронные осциллограммы деформирующего напряжения (а) и скорости деформации (б) одиночного скачка во время деформации монокристалла ниобия при сжатии с постоянной скоростью  $10^{-3} \text{ мм/с}$  при 4,2 К,  $\sigma^B$  — напряжение начала скачка;  $\sigma^F$  — напряжение окончания скачка [106].

В работе [104] с использованием высокоразрешающей аппаратуры исследована кинетика спада нагрузки в интервале температур 4,2–30 К на поликристаллических образцах титана технической чистоты ВТ1-0 и ВТ1-1 и сплава Ti–2,9 % Al–1,2 % V, деформированных в условиях квазистатического сжатия или растяжения со скоростями  $1,3 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ – $1,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ . Установлено, что с понижением температуры переход от плавной кривой к скачкообразной происходит постепенно. Спад нагрузки во время СД состоит из двух участков. На первом участке деформирующее напряжение  $\sigma$  убывает пропорционально времени  $t$ , а на втором характер изменения  $\sigma$  во времени близок к экспоненциальному. Двухстадийность спада нагрузки при скачке в процессе изучения СД никеля наблюдали в [79]. На первой стадии спад нагрузки происходил со скоростью  $\Delta\sigma_1 \sim 1,3 \cdot 10^5 \text{ МПа} \cdot \text{с}^{-1}$ , а на второй — со скоростью  $4 \cdot 10^3 \text{ МПа} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Весьма плодотворным оказалось изучение электрических эффектов при НТСД [105]. Для этого монокристаллические образцы алюминия (99,9999%) готовили в форме параллелепипеда  $4 \times 4 \times 10$  мм с ориентацией оси, близкой к  $\langle 111 \rangle$  или  $\langle 110 \rangle$ , и деформировали сжатием со скоростью 100 мкм/мин в диапазоне 1,5–20 К. Для электрических измерений по специально разработанной методике [106] в большинстве опытов электрические контакты размещались на тонких «усах», изготовленных на противоположных боковых

ребрах образца с помощью глубоких надрезов. В моменты скачков нагрузки на гранях деформируемых образцов регистрировались импульсные электрические сигналы различной величины, формы и длительности, которые в зависимости от их длительности можно разделить на две группы:  $\tau = 1-10$  мс (мс-импульсы) и  $\tau = 2-5$  мкс (мкс-импульсы). В моменты глубоких ( $\Delta\varepsilon \sim 10^{-3}-10^{-2}$ ) скачков нагрузки наблюдались мс-импульсы. Форма мс-импульса слабо зависела от температуры и степени деформации, а амплитуда сигнала зависела от глубины скачков. При повышении чувствительности регистрации на фоне мс-импульсов наблюдались серии мкс-импульсов. Суммарная их амплитуда в процессе единичного скачка увеличивалась с ростом глубины скачка. В случае малых скачков напряжения ( $\Delta\varepsilon \sim 10^{-5}-10^{-4}$ ) регистрировались одиночные мкс-импульсы, которые по форме, величине и длительности были аналогичны мкс-импульсам, регистрируемым в виде серий при глубоких скачках нагрузки.

Специальные опыты показали, что основную роль в возникновении мс-импульсов играют термоэдс пары образец–соединительные провода и в меньшей степени развитие процессов деформации. Мкс-импульсы связаны исключительно с эффектом увлечения электронов движущимися дислокационными скоплениями, причем их длительность свидетельствует о динамической природе их движения ( $V \sim 10^5$  см·с<sup>-1</sup>). Мс-импульсы предваряются мкс-импульсами, что означает, что динамическое движение дислокационных скоплений инициирует термостимулированное формирование и движение дислокационных лавин при скачкообразной деформации.

## 8. Металлографическое изучение скачкообразной деформации

Практически с момента обнаружения НТСД делаются попытки микроскопических наблюдений. Они были направлены на поиски различий в изменениях микроструктуры в образцах с прерывистым скольжением и без. Исследования на монокристаллах меди проводили после облучения нейтронами при интегральном потоке  $1,5 \cdot 10^{20}$  нейтрон/см<sup>2</sup>. Эксперименты проводили в условиях растяжения с постоянной скоростью при 4,2 К. Облучение привело к изменению кривой деформирования, в результате чего деформация начиналась со скачков, что позволило изучать микроскопическую картину деформации при скачках. Сначала образец был растянут на небольшую деформацию 0,1 мм, в процессе которой наблюдалось 5 скачков. После этого образец отогревался до комнатной температуры и изучался в микроскопе при 250-кратном увеличении. На поверхности образца наблюдалось 150 линий скольжения. Каждой линии соответствуют при-

близительно  $10^4$  дислокаций, т.е. каждый скачок связан с 30 линиями или с  $3 \cdot 10^5$  дислокаций.

В работе [51] были проведены микроскопические исследования образцов поликристаллического алюминия (размер зерен 100 мкм) чистотой 99,3%, деформированных при 1,3 К. Поверхность цилиндрических образцов электролитически полировалась. Кроме того, для изучения структуры на боковой поверхности была вырезана площадка. Растяжение образцов проводилось со скоростью  $3,5 \cdot 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. Были исследованы образцы после деформации на 30% при 1,3 К, у которых на кривой наблюдалось большое количество скачков ( $N \sim 20$ ). У таких образцов на фоне тонкого скольжения, свойственного низкотемпературному деформированию ГЦК металлов, в некоторых зернах возникают грубые полосы скольжения, которые распределяются по сечению образца более или менее равномерно. Появление скачков не связано с локализацией скольжения в каком-либо одном месте (с образованием микроскопических «шеек»).

Профилографирование поверхности поликристаллических образцов технически чистого титана и титановых сплавов после деформирования ниже 20 К показало [104], что каждому скачку на деформационной кривой соответствует «шейка» на его рабочей части, которая возникает в ранее недеформированном месте и в дальнейшем может слиться с соседними «шейками». Эксперименты на поликристаллах нержавеющей хромоникелевых сплавов показали [77], что те образцы, пластическая деформация которых была скачкообразной, обнаруживали на длине рабочей части несколько локальных сужений. В тех случаях, когда скачков деформирующего напряжения в процессе растяжения было немного, удалось установить, что их число совпадает с числом локальных сужений.

Несколько различные результаты получены на ОЦК металлах. При деформации сжатием монокристалла тантала [45] при 4,2 К после первого скачка наблюдалась гетерогенная деформация в виде большого числа тонких полос скольжения, покрывающих около половины деформируемой части образца. Исследования на монокристаллах ниобия [39] и тантала [107] показали, что пластическая деформация при 4,2 К протекает с образованием больших скачков нагрузки на кривой растяжения и грубых макросдвигов на образце.

Детальное исследование локализации скольжения при СД монокристаллического ниобия при 4,2 К проведено в [41]. Для анализа степени локализации был выбран образец, который деформировался при 4,2 К последовательно 3 раза с последующим отогревом и изучением макроструктуры образца. Показано, что большие скачки нагрузки отвечают появлению полос катастрофического сдвига. Анализ результатов показывает очень высокую степень локализации деформа-



ции при СД. Прерывистая деформация до 11% почти на 3/4 своей величины свелась к локальной деформации в четырех местах, составляющих соответственно 9,5; 1,8; 3,2 и 3,0% длины рабочей части. В этих объемах сдвиговая деформация достигала несколько сотен процентов (для одной из полос до 900%) наряду с областями образца, где пластическая деформация или вообще отсутствует, или, по крайней мере, на 2,5 порядка меньше. В ниобии скачки нагрузки составляли 22–48% деформирующего напряжения (в ниобии сравнимой чистоты [39] зафиксированы скачки, составляющие 70%). В ГЦК кристаллах величина скачков не превышает 10–12% деформирующего напряжения [26].

Эксперименты на монокристаллах ниобия, выращенных методом электролучевой плавки ( $R_{293}/R_{4,2} \sim 150$ ), показали [43], что образцы при 4,2 К деформировались при сжатии всегда скачкообразно, однако в разных случаях спаду нагрузки могут соответствовать различные структурные образования. Металлографическое изучение поверхности образцов после каждого скачка позволило определить вид пластической деформации (скольжение или двойникование) и действующие кристаллографические системы. Оказалось возможным выделить основные виды пластической деформации, характерные как при сжатии, так и при растяжении.

1. Наблюдалось образование одной или нескольких двойниковых прослоек по одной или двум системам одновременно. При сжатии действовали максимально нагруженные системы  $(\bar{2}11)[111]$  и  $(211)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ . При растяжении действовали системы  $(\bar{1}\bar{1}\bar{2})[111]$  и  $(1\bar{1}\bar{2})[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ .

2. Происходило образование полос катастрофического сдвига шириной 0,2–0,5 мм и удельным сдвигом 1–3 по системам  $(\bar{2}11)[111]$  (растяжение, сжатие) и  $(101)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  (только растяжение).

Первые скачки, как правило, соответствовали двойникованию, а последующие — скольжению, хотя наблюдались случаи, когда кристалл деформировался только скольжением или только двойникованием.

Эксперименты на титановых сплавах, проведенные при 4,2 К в работе [69], показали, что при малых скоростях деформации ( $0,88 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ) СД сопровождается образованием грубых полос скольжения на деформируемой части образца, причем практически каждому скачку соответствует образование одной полосы скольжения. Распространение их по образцу носит статистический характер, в конце деформации происходит разрушение сдвигом по одной из существующих или вновь образовавшихся полос скольжения. С повышением скорости до  $0,83 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  СД не наблюдается, а грубые полосы на рабочей части образца не образуются.

В работе [84] осуществлялась деформация высокомарганцовистой стали (25 Mn) в жидком гелии с по-

стоянной скоростью нагружения  $10 \text{ Н} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для наблюдения микрораспределения деформации и передачи тепла использована система прямого наблюдения у поверхности образца, состоящая из двух световодов (освещения и изображения) и телевизионной камеры. Перед возникновением СД у поверхности образца наблюдалось зарождение малых пузырьков или кипение. Однако достаточно четкой связи между наблюдаемыми пузырьками и деформацией пока не получено из-за ограниченного разрешения световода. Существенно, что гелий кипел не по всей поверхности.

## 9. Специальные исследования скачкообразной деформации

### 9.1. Изучение скачкообразной деформации методом измерения электросопротивления

Новые возможности в изучении электросопротивления возникают, если в качестве датчика температуры и деформации выбрать сам образец, измеряя его сопротивление  $R$ . При этом изучается изменение температуры образца в процессе пластической деформации, включая скачки нагрузки, и распределение по образцу пластической деформации при скачке [108]. В первом случае используется сильная зависимость  $R$  образца от температуры в области N–S перехода, во втором — независимость сопротивления от температуры выше  $T_c$  и чувствительность  $R$  к изменению геометрии и дефектной структуры образца.

Эксперименты проводили на поликристаллическом Al чистотой 99,5% в условиях растяжения со скоростью  $1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  в среде жидкого  $^3\text{He}$  [109]. Синхронная регистрация кривых деформации и сопротивления в районе сверхпроводящего перехода при деформации, предшествующей СД, позволила измерить повышение температуры деформируемого образца, которое составляло 0,02 К. Независимость  $R$  от температуры при  $T \geq T_c$  и чувствительность  $R$  к изменению геометрии и дефектной структуры образца позволили исследовать пространственное распределение деформации при скачке. На рис. 30 приведено по две синхронно зарегистрированные кривые изменения  $R$  (верхние) и  $\sigma$  (нижние). Рисунок 30,а относится к случаю, когда измеряется  $R$  всего образца, рис. 30,б — его половины. В обоих случаях плавной пластической деформации соответствует монотонное возрастание электросопротивления, а каждому скачку нагрузки  $\sigma$  отвечает скачок  $R$ . При измерении сопротивления половины образца скачки  $R$  наблюдаются приблизительно для половины из общего числа скачков нагрузки. Это свидетельствует о некоторой локализации пластической деформации при скачке нагрузки.

Прерывистый характер пластического течения титанового сплава Ti–Al–Zr–Nb изучен в [89] методом из-

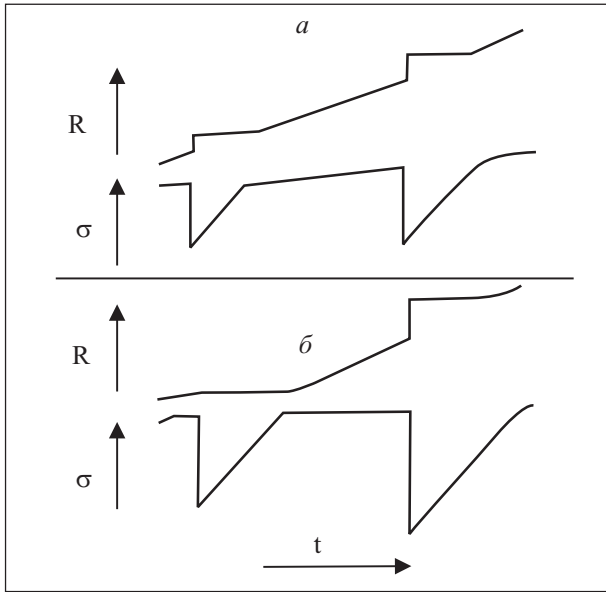


Рис. 30. Синхронно зарегистрированные кривые электросопротивления  $R$  (верхние кривые) и нагрузки (нижние кривые) при измерении электросопротивления всего образца ( $a$ ) и его половины ( $b$ ).  $T \sim 1,2 \text{ K}$  ( $T \geq T_c$ ) [112].

мерения электросопротивления с помощью синхронной записи изменения электросопротивления и деформирующего напряжения. Деформирование сплава при  $4,2 \text{ K}$  показало, что его характерной особенностью является появление срывов нагрузки и осцилляций электросопротивления. Вблизи предела текучести амплитуды скачков  $\Delta\sigma$  и изменения электросопротивления  $\Delta R$  невелики. С ростом деформации  $\Delta\sigma$  и  $\Delta R$  возрастают, а частота скачков уменьшается. В области развитых деформаций наблюдается корреляция между  $\Delta\sigma$  и  $\Delta R$ : скачку напряжения отвечает кратковременное увеличение сопротивления. Вблизи предела текучести такое соответствие не наблюдается. Проведенное исследование дефектов структуры с помощью трансмиссионной электронной микроскопии обнаружило скопление призматических дислокаций около исходных мартенситных выделений. Мартенсит играет двойную роль — места зарождения призматических дислокаций и стопора для их движения. Измерения температуры образца в процессе скачкообразного пластического течения показали, что ее повышение не превышает примерно  $0,3 \text{ K}$ .

### 9.2. Влияние сверхпроводящего перехода

Создание новой деформационной техники [109] позволило расширить интервал измерений до  $0,4 \text{ K}$ . Тем самым возникла уникальная возможность изучения влияния сверхпроводящего перехода на СД. При сверхпроводящем переходе весьма незначительно (на доли процента) изменяется деформирующее напряжение из-за уменьшения электронного торможения дис-

локаций, но очень существенно изменяются тепловые свойства (теплоемкость и теплопроводность) образца.

Эксперименты были проведены на чистых металлах (алюминий, свинец, индий, олово) и сплавах (алюминий–магний, алюминий–марганец, алюминий–литий, олово–кадмий), и во всех случаях качественно наблюдался один и тот же результат: переход образца в сверхпроводящее состояние приводит к существенному ослаблению низкотемпературной макроскопической скачкообразной деформации или к ее исчезновению (рис. 31). Исчезновение влияния NS-перехода на НТСД при больших деформациях в прочных алюминиевых сплавах, скорее всего, связано с небольшим (от  $0,5$  до  $1,2 \text{ K}$ ) разогревом образца и переходом за счет разогрева в нормальное состояние. Детальное рассмотрение имеющихся результатов и анализ закономерностей содержатся в работе [1].

## 10. Статистические исследования низкотемпературной скачкообразной деформации

Процесс многократного повторения скачков, наряду с закономерными изменениями средних значений параметров, содержит заметный элемент случайности в чередовании значений параметров отдельных скачков, в связи с чем экспериментальная кривая напряжение–деформация со скачками имеет характер графической записи нестационарного случайного процесса. Поэтому было выполнено несколько работ, посвященных исследованию НТСД методами математической

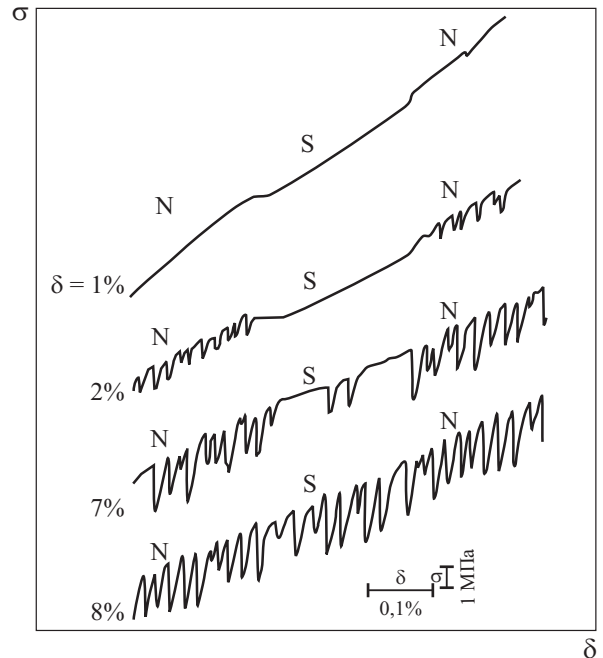


Рис. 31. Участки кривой растяжения поликристаллов  $\text{Al}-1,85 \text{ ат.}\% \text{ Mg}$  с изменением электронного состояния образца в процессе деформации,  $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ;  $T = 0,48 \text{ K}$  [1].

статистики. В работе [110] для статистической обработки использовали кривые растяжения поликристаллов и монокристаллов Al чистотой 99,5%, деформированных при 1,2–1,5 К. Результаты проведенного статистического анализа показали, что при низкотемпературных скачках вдоль экспериментальных кривых наблюдается систематическое закономерное изменение средних значений параметров, однако корреляционная связь между параметрами соседних скачков слабая. Это позволило высказать предположение, что, по-видимому, в процессе СД пластические сдвиги не распределяются равномерно по всему объему образца, а локализуются в отдельных его местах так, что каждому скачку отвечает некоторое небольшое количество мест локализации сдвигов. Это количество могло заметно меняться от скачка к скачку, что вызывало статистический разброс.

В [76] методами статистики изучали влияние химического состава (углерода, кремния, марганца, хрома, никеля, азота, серы и фосфора) на количество скачков и величину максимальной амплитуды скачка некоторых хромоникелевых сталей, деформированных при 4,2 К. Это исследование показало, что изменение химического состава хромоникелевых сталей влияет на параметры НТСД. Например, с ростом содержания азота от 0,13 до 0,42% число скачков уменьшается, а нормированная максимальная амплитуда растет.

После обнаружения электрических эффектов при деформации кристаллов, связанных с эффектом увлечения электронов проводимости движущимися дислокациями [21], специальными экспериментами была установлена корреляция электрических импульсов со скачками нагрузки. Поэтому в работах [111–113] исследование СД состояло в проведении статистического анализа электрических импульсов на монокристаллах ниобия (двойникование) и алюминия (скольжение). Закономерности развития деформационного двойникования ниобия и дислокационного скольжения алюминия при скачках являются статистически подобными, несмотря на различие форм деформации и масштаба амплитуд импульсов. Это позволяет высказать предположение об универсальности закономерностей, определяющих статистику динамических деформационных процессов в условиях НТСД различной природы.

В [57] представлены результаты экспериментальных исследований статистических характеристик низкотемпературной скачкообразной деформации поликристаллов сплавов Cu–12 ат.% Вe–0,2 ат.% Со. Влияние деформации показало, что начальная часть скачкообразной кривой ( $\epsilon \leq 5\%$ ) имеет сильно выраженное деформационное упрочнение и шумоподобный (хаотический) характер скачков. При  $\epsilon > 5\%$  коэффициент упрочнения уменьшается и становится

постоянным, а скачки — более регулярными, что приводит к уменьшению ширины распределений их амплитуд. Влияние скорости деформации на статистику величин скачков напряжения изучалось на второй, квазистационарной стадии деформации. При низких скоростях деформации гистограммы амплитуд скачков имеют колоколообразную форму, при больших скоростях становятся асимметричными монотонно спадающими распределениями.

Статистические исследования СД в нормальном и сверхпроводящем состояниях проведены на твердом растворе Al–3,8 ат.% Li [114,115]. Образцы деформировались растяжением со скоростью  $10^{-6} \text{ с}^{-1}$  при 0,5 К. Так как температура эксперимента была ниже температуры сверхпроводящего перехода ( $\sim 1,1 \text{ К}$ ), деформация в нормальном состоянии осуществлялась в магнитном поле, превышающем критическое. Минимальный регистрируемый скачок нагрузки составлял 0,1 МПа. Сравнение кривых растяжения в нормальном и сверхпроводящем состояниях показывает существенное влияние электронного состояния образца на НТСД. Возникновение НТСД в N-состоянии происходит в форме большого числа скачков малой амплитуды. Возникновение НТСД в S-состоянии происходит при существенно больших критических деформациях, причем сначала скачки чередуются с участками плавного течения. Существенно различается число регистрируемых скачков: в N-состоянии их 1270, в S-состоянии — 450. По мере деформации амплитуда скачка  $\Delta\sigma_i$  принимает случайные значения, дисперсия которых и средняя величина  $\Delta\sigma_m$  для узкого интервала напряжений монотонно возрастает в N- и S-состояниях.

Для дальнейшего анализа сравнивалась статистика скачков. При построения гистограмм использовали нормированные амплитуды скачка  $s = \Delta\sigma_i/\sigma_i$ , где  $\sigma_i$  — деформирующее напряжение в момент срыва нагрузки. Для скачкообразной деформации в нормальном состоянии как в области малых напряжений, где эффекты разогрева отсутствуют, так и во всем интервале напряжений наблюдается асимметричное монотонно убывающее распределение амплитуд. Вероятность скачка обратно пропорциональна его амплитуде. В S-состоянии, где скачкообразная деформация происходит при небольшом разогреве образца выше  $T_c$ , наблюдается нормальное (гауссово) распределение амплитуд с максимумом. В случае нормального состояния при малых напряжениях построена плотность распределения нормированных амплитуд скачков  $D(s) = (1/n) \delta n(s)/\delta s$ , где  $n$  — полное число скачков, а  $\delta n(s)$  — число скачков внутри интервала  $(s - \delta n(s)/2, s + \delta n(s)/2)$ . В этом случае  $D(s) \sim s^{-\alpha}$ ,  $\alpha = 2,5 \pm 0,3$ .

## 11. Основные гипотезы и представления о природе и механизмах низкотемпературной скачкообразной деформации

Одновременно с публикацией первых экспериментальных исследований, в которых наблюдалась СД при низких температурах, появились и первые гипотетические объяснения данного явления. По мере накопления экспериментальных данных и установления закономерностей (см. предыдущие разделы) гипотезы уточнялись, модифицировались. Высказывались новые гипотезы и соображения, обсуждались экспериментальные факты, которые противоречат тем или иным гипотезам. В данном разделе сделана попытка систематизировать гипотезы и представления о НТСД.

### 11.1. Термомеханическая неустойчивость

Идея тепловой неустойчивости пластического течения применительно к НТСД впервые была высказана в [7,16]. Гипотеза была инициирована экспериментальными измерениями нагрева образца в процессе СД алюминиевого сплава. Физической причиной неустойчивости является лавинообразное нарастание выделяемого в образце тепла, когда тепловое разупрочнение  $|\partial\sigma/\partial T|$  превосходит деформационное упрочнение материала  $d\sigma/d\varepsilon$ . Полученный критерий неустойчивости в условиях адиабатической теплоизоляции образца равен

$$\sigma_k > -C \frac{d\sigma/d\varepsilon}{\partial\sigma/\partial T}. \quad (1)$$

В пользу этой гипотезы свидетельствуют уменьшение теплоемкости  $C$  и теплопроводности  $\chi$  образца при понижении температуры, а также наблюдение температурных всплесков при скачках.

В дальнейшем концепция тепловой неустойчивости была развита в многочисленных работах [45,93,116–133]. Их содержание состоит, в основном, в линейном анализе устойчивости системы уравнений, включающей уравнение пластической деформации, уравнение теплопроводности и уравнение нагружения («машинное уравнение»). Различие между моделями термомеханической неустойчивости заключается в различной эффективности теплоотвода по образцу и в охлаждающую среду, локализации пластической деформации и тепловыделения. По разному конкретизируется вид уравнений пластической деформации.

Например, для ситуации, когда деформационное упрочнение мало, а главным стабилизирующим фактором являются процессы теплоотвода в окружающую среду, критерий неустойчивости получен в работах [45,119]. Подробный анализ условий возникновения тепловых неустойчивостей с учетом дислокационной кинетики и перераспределения тепла вдоль образца

проведен в [118]. Исследование условий устойчивости пластического течения, не связанное с какой-либо моделью пластической деформации, при произвольном теплоотводе выполнено в [127].

Принципиально, что в основе гипотезы термомеханической неустойчивости и в теоретических моделях, ее реализующих, лежит предположение о том, что при низких температурах, включая и те, где наблюдается НТСД, сохраняется термоактивационный характер деформации. Отсюда следует, что при разогреве деформирующее напряжение будет снижаться, обеспечивая лавинообразное разупрочнение. Однако детальные экспериментальные, а затем и теоретические исследования [134–143] показали, что ниже примерно 15 К температурные зависимости деформирующего напряжения существенно отличаются от зависимостей, вытекающих из термоактивационных процессов. В области этой аномальной температурной зависимости деформирующее напряжение растет с ростом температуры. Это связано с эффективностью динамического, инерционного, термоинерционного и квантового механизмов движения дислокаций. Таким образом, исходное предположение всех теорий термомеханической неустойчивости относительно того, что вплоть до 0,5 К пластическая деформация является термоактивационным процессом, не подтверждается экспериментально.

Существуют прецизионные измерения одиночного скачка, которые показывают (см. раздел 7), что всплеск температуры не совпадает с началом падения напряжения.

Гипотезе термомеханической неустойчивости противоречат закономерности влияния сверхпроводящего перехода на НТСД.

### 11.2. Динамика дислокационных скоплений

Практически одновременно с гипотезой термомеханической неустойчивости при обсуждении [144] первых экспериментов [2] высказывалась другая точка зрения на природу НТСД. Эта гипотеза связывает скачок с лавинообразным зарождением подвижных дислокаций [5] либо с прорывом барьеров дислокационными скоплениями [144]. Ситуация со скоплениями рассмотрена подробно в рамках теории третьей стадии кривой упрочнения. Рассматривается случай, когда в кристалле, содержащем значительное число расщепленных дислокаций, пластическая деформация осуществляется механизмом поперечного скольжения, что присуще кристаллам с ГЦК решеткой. Процессу поперечного скольжения единичной дислокации предшествует стягивание расщепленной дислокации в линию, что требует значительной энергии активации. Поскольку с понижением температуры уровень тепловых флуктуаций снижается, протекание пластичес-

кой деформации механизмом поперечного скольжения будет происходить в значительной степени за счет роста напряжения  $\tau$  с понижением температуры. Однако измеренных величин  $\tau$  (например,  $\tau_{III}$ ) оказывается недостаточно, если не предположить, что данная дислокация находится в голове плоского скопления из  $n$  дислокаций. В этом случае напряжение, действующее на головную дислокацию в скоплении из  $n$  дислокаций, равно  $n\tau$ , а сила равна  $n\tau b$  [145,146]. Сила, необходимая для стягивания расщепленной дислокации в линию, выражается  $\frac{bG\sqrt{2}}{8\pi} - \gamma$  ( $G$  — модуль сдвига,  $\gamma$  — энергия дефекта упаковки), а поперечное скольжение начнется при равенстве сил

$$\frac{n\tau b}{2} = \frac{bG\sqrt{2}}{8\pi} - \gamma \quad \text{или} \quad \tau = \frac{2G}{n} \left( 0,056 - \frac{\gamma}{Gb} \right).$$

Если воспользоваться имеющимся значением  $\tau_{III}$  при гелиевых температурах и известными величинами  $\gamma$ ,  $G$ ,  $b$ , тогда окажется, что для меди, алюминия, свинца  $n$  порядка 25. В этом случае в голове скопления возникнут напряжения  $(1/10-1/20)G$ , близкие к пределу прочности на сдвиг. Это может привести к спонтанному движению (возможно, размножению) дислокаций, что на деформационной кривой будет выглядеть скачком. Так как такое скопление не может обеспечить наблюдаемую деформацию в скачке, то необходимо предположить одновременное действие многих скоплений, хаотично расположенных в образце. Таким образом, в основе данного механизма лежит гипотеза о наличии в кристалле плоских скоплений дислокаций при низкотемпературной деформации.

Экспериментальных данных о наблюдении дислокационных скоплений при низких температурах в настоящее время нет. При комнатных температурах плоские скопления наблюдались в ОЦК вольфраме [147] и хrome, ГЦК латуни и нержавеющей стали [148].

В пользу динамической дислокационной гипотезы свидетельствует ряд экспериментальных фактов, приведенных в предыдущих разделах. Кратко их перечислим.

1. Сильная чувствительность НТСД к чистоте кристалла, отсутствие в очень чистых кристаллах скачкообразной деформации даже при 0,5 К.
2. Регистрация падения напряжения до всплеска температуры.
3. Существование одиночных скачков, предшествующих пилообразной кривой.
4. Влияние сверхпроводящего перехода [1].

Доказательству справедливости дислокационной гипотезы посвящено несколько работ, выполненных, в основном, на нержавеющей стали и некоторых сплавах [29,73,74,79]. В них, прежде всего, отмечается, что скачкообразная деформация наблюдается при температурах, когда деформация, согласно [144], про-

исходит за счет движения краевых дислокаций, а не винтовых. Краевые дислокации могут образовывать скопления, прорыв которых приводит к скачку напряжения.

В [79] описан эксперимент на деформационно нестабильной нержавеющей стали 316LN. В процессе деформации такой стали наблюдается зарождение мартенситной  $\alpha'$ -фазы. Поскольку эта фаза ферромагнитна, ее можно регистрировать с помощью магнитных измерений. Эксперимент состоял в деформировании при температурах, при которых наблюдается СД в этом материале (15 К), с параллельным фиксированием мартенситного превращения. Видно (рис. 32), что значительное количество мартенсита генерируется только на участках однородной деформации и мартенситное превращение  $\gamma \rightarrow \alpha'$  практически прекращается на скачкообразных участках. Так как деформационное зарождение  $\alpha'$ -мартенсита связано с движением и пересечением винтовых дислокаций [73,74], это свидетельствует, что СД обусловлена скольжением краевых дислокаций. По мнению авторов, это означает, что локальный разогрев не играет основную роль в начале скачкообразного скольжения. Более того, возможный температурный рост приводит к эффективности движения винтовых дислокаций и прекращению СД. В этих измерениях не учитывается

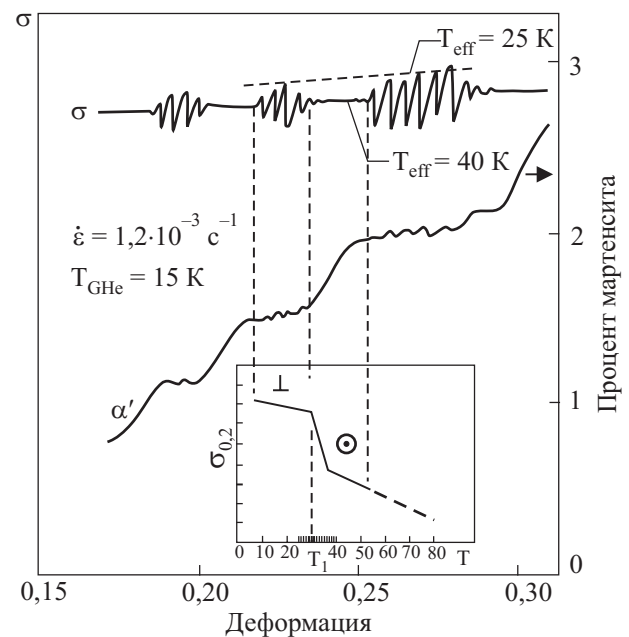


Рис. 32. Кривая напряжение–деформация и связанные с деформацией характеристики мартенсита сплава 316LN, деформированного при скорости деформирования  $\dot{\epsilon} = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$  в газообразном гелии при температуре 15 К. Изображение участка кривой  $\sigma$ – $\epsilon$  отражает мгновенный характер движущихся дислокаций согласно локальному температурному профилю (см. на вставке зависимость  $\sigma$ – $T$ ) [79].

возникновение немагнитной  $\varepsilon'$ -фазы, что может повлиять на интерпретацию данного эксперимента.

Вариантом дислокационной гипотезы является инерционный механизм разрядки дислокационных скоплений [149]. Как отмечают авторы, лавинообразный прорыв препятствий скоплением дислокаций строго не обоснован. Требуется доказательства также способность препятствий мгновенно разрушаться. Для выяснения этих вопросов методом моделирования на ЭВМ исследовано поведение плоского дислокационного скопления типа предложенного в [150,151], которое заторможено на локальном препятствии с  $\delta$ -образным упругим полем. Исследованы скопления с числом дислокаций  $5 \leq N \leq 30$ . Высота силового барьера  $f_{cr}$  менялась от  $Nb\sigma$  до  $2Nb\sigma$ . Моделирование показало, что полная или частичная разрядка скоплений дислокаций возможна при условии  $b\sigma/B \geq \sim 10^5$ , что для алюминия соответствует условиям гелиевых температур. Времена, за которые происходила разрядка скоплений, лежали в интервале  $10^{-9}$ – $10^{-8}$  с. На возможность эффективности инерционных эффектов в процессе скачкообразного скольжения указано также в [152].

Инерционным механизмом объясняется СД микроскопического масштаба в свинце в сверхпроводящем состоянии [34]. Привлекательность инерционного механизма обусловлена еще и тем, что с помощью его вариаций (термоинерция, квантово-инерция) объясняются другие низкотемпературные явления пластичности.

### 11.3. Геометрическая нестабильность

В ряде работ (например, [38]) наблюдалось соответствие числа скачков и количества макроскопических сужений на деформированном образце. В связи с этим следует обратить внимание на то, что в массивном образце может возникнуть нестабильность за счет изменения формы образца в процессе деформации [153]. Например, при растяжении уменьшается поперечное сечение  $S$  образца. Соответственно увеличится деформирующее напряжение  $\sigma = P/S$ . Это увеличение  $\sigma$  приведет к росту скорости деформирования и дальнейшему уменьшению  $S$ . Весь процесс будет усиливаться лавинообразно. В работе [154] условие геометрического разупрочнения определено на основе следующих феноменологических соображений. Они состоят в том, что в некотором поперечном сечении будет справедливо неравенство  $\sigma > d\sigma/d\varepsilon$ , где  $\sigma$  и  $d\sigma/d\varepsilon$  соответственно усредненные по поперечному сечению деформирующее напряжение и деформационное упрочнение.

Геометрическая нестабильность рассмотрена также в [155]. В [156] более строго проведен анализ стабильности набора уравнений, описывающих локальную деформацию стержня. Принимается во внимание

возможная зависимость поперечного сечения  $S$  образца от времени и координаты вдоль оси стержня. Полученный критерий нестабильности требует выполнения двух неравенств:

$$d\varepsilon/d\sigma < 0, \quad (2)$$

$$\sigma > \theta + 8l_0K/\pi^2 S_0(2p+1)^2, \quad (3)$$

где  $\theta$  — коэффициент деформационного упрочнения,  $l_0, S_0$  — начальная длина и поперечное сечение образца,  $K$  — жесткость системы;  $p$  — число гармоник, определяющее длину волны вдоль оси стержня. По мнению авторов [156], реальный физический смысл имеет только  $p_{max} \sim l_0/S_0$ . Неравенство (2) является феноменологическим критерием объемной нестабильности — отрицательной скоростной чувствительности деформирующего напряжения (см. также разд. 11.4). Неравенство (3) является критерием геометрической нестабильности, связанным с локальным уменьшением поперечного скольжения. Этот критерий означает, что геометрическая нестабильность определяется деформационным упрочнением  $\theta$  и жесткостью системы  $K$ . В экспериментах, как правило, второй фактор менее существенный, чем  $\theta$ , так что критическое напряжение начала геометрической нестабильности  $\sigma_{cr} \approx \theta$ . Экспериментальное наблюдение геометрической нестабильности состоит в фиксации локальных сужений, число которых коррелирует с числом скачков, а также в корреляции  $\sigma_{cr}$  и  $\theta$ . В некоторых материалах геометрическая нестабильность имеет место, но она не является сугубо низкотемпературной. Развитие представлений о геометрической нестабильности содержится в работах [157–159].

### 11.4. Феноменологическое описание

Низкотемпературная скачкообразная деформация по своим внешним проявлениям сходна с механическими релаксационными автоколебаниями. На это впервые было обращено внимание в [160]. Необходимым условием возникновения релаксационных колебаний в механической системе является наличие участка отрицательной скоростной чувствительности силы трения. Для случая пластической деформации это эквивалентно отрицательной зависимости деформирующего напряжения  $\sigma$  от скорости деформации  $\dot{\varepsilon}$ , т.е.  $d\sigma/d\dot{\varepsilon}$ . Схематически на рис. 33, где показана зависимость  $\sigma$  от  $\dot{\varepsilon}$ , это отвечает участку  $bd$ . Если скорость деформирования  $\dot{\varepsilon}_0$  лежит между критическими значениями  $\dot{\varepsilon}_l$  и  $\dot{\varepsilon}_u$ , то при достижении критического напряжения  $\sigma_{cr}$  скорость пластической деформации скачком возрастет до величины  $\dot{\varepsilon}_1$ , что приведет к разгрузке системы на величину  $\Delta\sigma$ , при этом  $\dot{\varepsilon}$  уменьшается по кривой  $cd$  и в точке  $d$  скачком падает до значения, соответствующего точке  $a$ . В дальнейшем

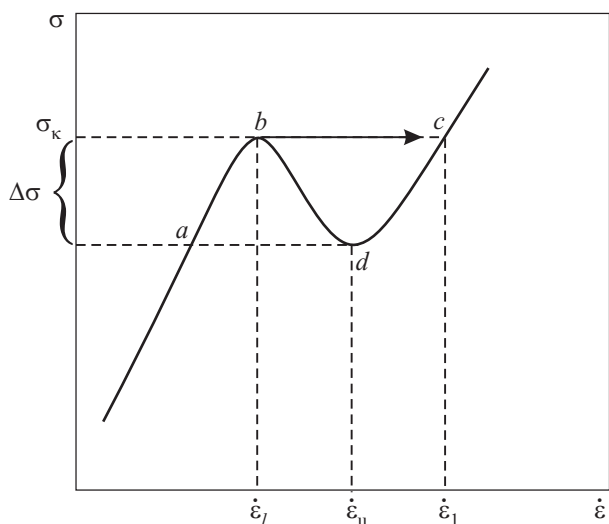


Рис. 33. Зависимость  $\sigma$  от  $\dot{\epsilon}$ , приводящая к возникновению нестабильности пластического течения [160].

процесс периодически воспроизводится. Такое описание, не раскрывая причины отрицательной скоростной зависимости  $\sigma$ , позволяет получить информацию о кинетике релаксационных процессов. Важным следствием такого описания является наличие верхней и нижней критических скоростей  $\dot{\epsilon}_l$  и  $\dot{\epsilon}_u$ , в интервале между которыми деформация скачкообразна. Экспериментальные исследования скоростных зависимостей деформирующего напряжения на многих металлах и сплавах (например, на свинце [161], алюминии [162]) показали, что с понижением температуры скоростная чувствительность ослабевает и при гелиевых температурах становится отрицательной.

#### 11.5. Новые идеи (самоорганизующаяся критичность)

Пластическая деформация — процесс коллективного взаимосвязанного движения, размножения, взаимодействия большого числа дислокаций в кристалле. В этом смысле деформируемый кристалл является системой с большим количеством взаимодействующих элементов. Скачок напряжений, обусловленный лавинообразным увеличением скорости течения, есть проявление критического состояния этой системы, которая спонтанно эволюционирует к критическому состоянию. Если это так, то НТСД можно отнести к явлениям самоорганизующейся критичности, с помощью которых в настоящее время объясняют динамику землетрясений, рынков, экосистем, снежных лавин и т.п. [164].

На возможность применения идей самоорганизующейся критичности к НТСД впервые было отмечено в [21] на основании статистических исследований СД монокристаллов алюминия при температурах

1,4–20 К. В пользу такого рассмотрения свидетельствует также общность статистических закономерностей СД (алюминий — скольжение, ниобий — двойникование), что указывает на единство статистического поведения при различных механизмах, определяющих катастрофические явления при деформации этих металлов. Кроме НТСД, к таким явлениям следует отнести и высокотемпературный эффект Портевен–Ле Шателье [165]. Поэтому концепция самоорганизующейся критичности, наряду с моделями, рассматривающими микроскопические механизмы, может оказаться полезной для изучения общих закономерностей СД.

#### 12. Общие соображения о критериях нестабильности и стадийности отдельного скачка

Суммируя теоретические гипотезы, многочисленные экспериментальные данные, сопоставляя теории с экспериментом, представляется возможным сформулировать схему протекания СД. Прежде всего, отметим, что явление СД можно представить состоящим из четырех стадий.

1. Возникновение критической ситуации, приводящей в дальнейшем к катастрофическому увеличению скорости пластической деформации. Она, по-видимому, связана с возникновением в кристалле в процессе деформации особой низкотемпературной дислокационной структуры, состоящей из многочисленных дислокационных скоплений. Количество дислокаций в скоплениях различно, они беспорядочно распределены по всему кристаллу. Критическая ситуация состоит в том, что при определенной деформации напряжение в голове ряда скоплений достаточно для преодоления препятствия. Чувствительность СД к структуре поликристалла, чистоте и легированию (см. разд. 6) означает, что такими препятствиями являются границы зерен, атомы примесей и легирующего элемента.

2. Катастрофическое увеличение скорости пластической деформации, приводящее к падению деформирующего напряжения. По-видимому, это сложный процесс, начальным этапом которого является разрядка дислокационных скоплений. Часть дислокаций преодолевает препятствия силовым образом, часть — за счет инерционных эффектов. В динамическом режиме это происходит, как показало изучение одиночного скачка, за времена порядка микросекунд. Затем на процесс лавинообразного скольжения накладываются процессы разогрева, которые могут иметь различную величину и по разному влиять на процесс скольжения. Наибольшие величины подъема температуры (~ сотни градусов Кельвина) фиксировались в ОЦК металлах (ниобий, тантал), наименьшие — в ГЦК металлах (~1 К). За время порядка миллисекунд могут происходить процессы термомеханической нестабильности.

3. Окончание скачка за счет прекращения пластической деформации. Решающим в этом случае является заметное снижение деформирующего напряжения. Об этом свидетельствует эксперимент в условиях ползучести [19]. Поскольку при этом напряжение не снижается, то первая же критическая ситуация приводит к разрушению кристалла. Температурные эффекты на этой стадии размываются и исчезают.

4. Рост деформирующего напряжения до уровня, предшествующего началу скачка. С ростом деформации при фиксированной температуре или с понижением температуры при фиксированной деформации наблюдается еще один этап — одиночные скачки переходят в непрерывную (пилообразную) деформацию. В некоторых кристаллах скачкообразная деформация начинается с пилообразной кривой.

Учитывая металлографические наблюдения [2], измерения электросопротивления [108] и величины сдвигов в скачке, можно утверждать, что пластическая деформация, отвечающая единичному скачку, происходит в разных местах кристалла. Исключением является проявление геометрической неустойчивости, когда каждому скачку соответствует одно сужение («шейка») на образце.

Исходя из такого механизма низкотемпературной СД, можно изобразить схему развития скачкообразной деформации в образце (рис. 34, рис. 35). В работе [163] показано пространственное расположение сдвигов в образце, в [79] показаны соседние скопления в одной полосе скольжения, разогрев и релаксация тепла.

### 13. Прикладные аспекты

Возникновение СД при понижении температуры может представлять определенную опасность при эксплуатации криогенных конструкций. При проектировании изделий криогенной техники необходимо

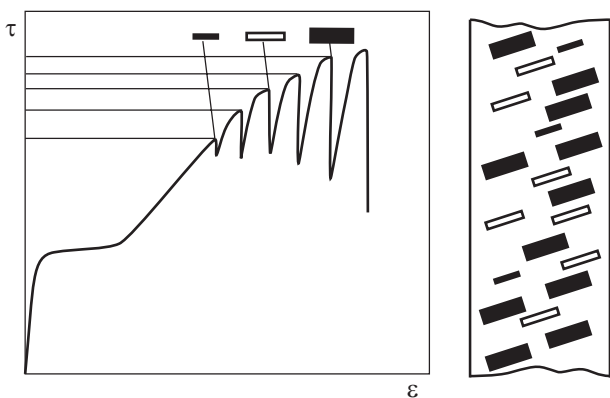


Рис. 34. Схематическое изображение пространственного протекания низкотемпературной скачкообразной деформации [163].

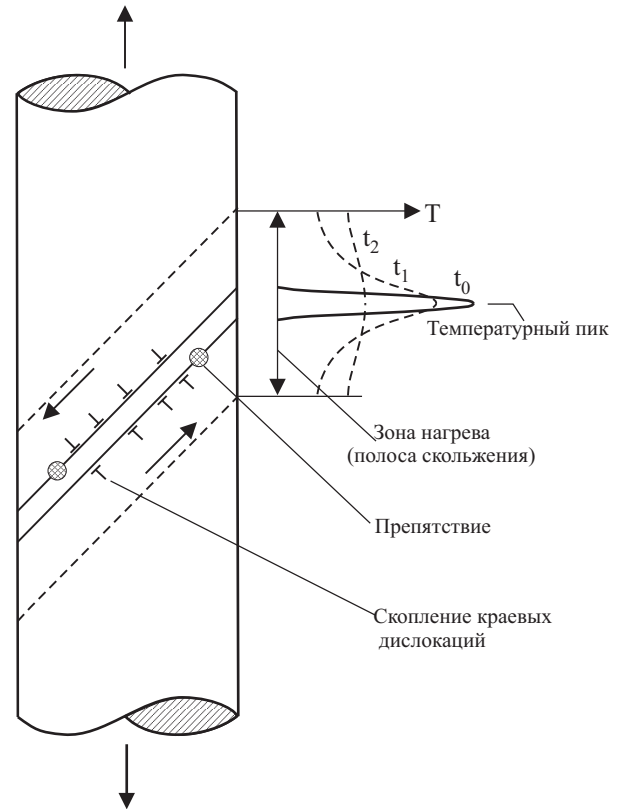


Рис. 35. Схема комбинированного двухстадийного процесса низкотемпературного спада нагрузки. Первой происходит неустойчивость скоплений дислокаций с высокими скоростями, генерирующая локализованный нагрев; затем — размывание «температурной вспышки» со временем ( $t_0 < t_1 < t_2 \dots$ ) вдоль длины образца приводит к увеличению скорости термоактивационного скольжения в нагретой зоне [79].

учитывать изменение характера деформирования конструкционных материалов.

Поэтому в последнее время проведены масштабные исследования конструкционных материалов с целью определения закономерностей скачкообразной деформации [166–169]. Эксперименты на аустенитной стали 03X20H16AG6 при 4,2 К показали, что кинетика и величина скачков напряжения зависят от деформационных и вязкостных характеристик материала, эффективного модуля упругости и коэффициента термического разупрочнения. Разрушение в процессе скачка наступает при определенных соотношениях между напряжением его начала, коэффициентом деформационного упрочнения и термического разупрочнения, а также эффективного модуля упругости. Также показано, что наличие предварительной деформации (например, при изготовлении элементов конструкции) в сочетании с малой жесткостью конструкции и (или) большими скоростями нагружения при эксплуатации являются наиболее опасными с точки зрения прочности стержневых элементов. Для подавления макроскопической скачкообразной деформации



ции, которая ухудшает конструкционную прочность, предложено несколько способов.

#### 14. Заключение

В процессе масштабных низкотемпературных исследований пластической деформации с постоянной скоростью был обнаружен новый вид скачкообразной деформации скольжением. Она обусловлена низкотемпературными аномалиями динамики дислокаций, формированием и разрядкой дислокационных скоплений, специфическими для низких температур тепловыми свойствами деформируемых материалов и особыми условиями теплоотвода от образцов. Элементарный скачок является сложным явлением, сочетающим процессы лавинообразного движения дислокаций и термомеханической неустойчивости. Несмотря на большое количество экспериментальных результатов, позволивших определить ряд основных закономерностей, в явлении скачкообразной деформации еще много неясного. Высказанные плодотворные теоретические гипотезы в полной мере не могут объяснить скачкообразную деформацию во всем многообразии ее проявлений. Дальнейшие эксперименты и теоретические исследования позволят установить непротиворечивый детальный механизм такого вида деформации на всех этапах ее развития.

Автор признателен В.Д. Надику и К.А. Чишко за полезные замечания по содержанию и тексту обзора. Особая благодарность В.С. Фоменко за большую помощь при подготовке рукописи.

1. В.В. Пустовалов, *ФНТ* **26**, 515 (2000).
2. T.H. Blewitt, R.R. Coltman, and J.R. Redman, in: *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, J.C. Fisher, W.G. Johnston, R. Thomson, and T. Vreeland (eds.) Wiley, New York (1957), p. 179. [Т. Блюитт, Р. Колтман, Дж. Редман, в сб.: *Дислокации и механические свойства свойства кристаллов*, Изд-во иностр. лит., Москва (1960), с. 126].
3. T.H. Blewitt, R.R. Coltman, and J.R. Redman, *J. Appl. Phys.* **28**, 651 (1957).
4. T.H. Blewitt, J.R. Redman, T.A. Sherill, and R.R. Coltman, *Phys. Rev.* **98**, 1555 (1955).
5. E.T. Wessel, *Trans. ASM* **49**, 149 (1957).
6. Z.S. Basinski and A. Sleeswyk, *Acta Metall.* **5**, N3, 176 (1957).
7. Z.S. Basinski, *Proc. Roy. Soc.* **A240**, 229 (1957).
8. P. Haasen, *Philos. Mag.* **3**, 384 (1958).
9. D. Hull and H.M. Rosenberg, *Philos. Mag.* **4**, 303 (1959).
10. О.В. Клявин, А.В. Степанов, *Исследования по жаропрочным сплавам*, **5**, 317, АН СССР, Москва (1959).
11. О.В. Клявин, А.В. Степанов, в сб.: *Физика твердого тела*, часть 1, 249 (1959).
12. О.В. Клявин, А.В. Степанов, *ФТТ* **1**, 955 (1959).
13. О.В. Клявин, А.В. Степанов, *ФММ* **8**, 274 (1959).
14. О.В. Клявин, А.В. Степанов, *ФТТ* **1**, 1733 (1959).
15. И.А. Гиндин, В.И. Хоткевич, Я.Д. Стародубов, *ФММ* **VII**, 794 (1959).
16. Z.S. Basinski, *Austr. J. Phys.* **13**, 354 (1960).
17. И.А. Гиндин, Б.Г. Лазарев, Я.Д. Стародубов, *ФТТ* **3**, 920 (1961).
18. V.V. Pustovalov and D.A. Didenko, in: *Proc. Int. Conf. Strength of Metals and Alloys*, Tokyo, *Suppl. Trans. Jpn. Inst. Metals* **9**, 453 (1968).
19. Л.Т. Иванченко, В.П. Солдатов, *ФММ* **52**, 183 (1981).
20. О.В. Клявин, А.В. Степанов, *ФММ* **17**, 592 (1964).
21. В.С. Бобров, М.А. Лебедин, *ФТТ* **35**, 1881 (1993).
22. Д.А. Диденко, В.В. Пустовалов, В.В. Вершинина, *ФММ* **23**, 328 (1967).
23. Д.А. Диденко, В.В. Пустовалов, *ФММ* **27**, 1097 (1969).
24. Д.А. Диденко, *ФММ* **33**, 383 (1972).
25. Д.А. Диденко, в сб.: *Физические процессы пластической деформации при низких температурах*, Наукова думка, Киев (1974), с.129.
26. Д.А. Диденко, В.В. Пустовалов, *Проблемы прочности* **11**, 38 (1971).
27. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **5**, 1433 (1979).
28. В.И. Доценко, В.В. Пустовалов, В.Ф. Стагинова, *Проблемы прочности* №4, 41 (1971).
29. V. Obst and A. Nyilas, *Mater. Sci. Engineer* **A137**, 141 (1991).
30. H. Fröschl and F. Stangler, *Z. Metallk.* **66**, 311 (1975).
31. В.И. Кононенко, *ФНТ* **1**, 1420 (1975).
32. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, Ю.М. Гофман, *Препринт ФТИНТ АН УССР*, 6 октября 1972, Харьков, 17 с.
33. В.С. Бобров, И.В. Виденский, *Материалы XX Всесоюз. Совец. по физике низких температур*, Черноголовка (1979), часть 3, с. 79.
34. E.Y. Gutmanas and Y.Z. Estrin, *Phys. Status Solidi* **A92**, 137 (1985).
35. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, *ДАН СССР* **282**, 599 (1985).
36. Т.А. Пархоменко, В.В. Пустовалов, *ФММ* **36**, 849 (1973).
37. Т.А. Пархоменко, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **2**, 252 (1976).
38. И.А. Гиндин, Я.Д. Стародубов, *ФММ* **15**, 736 (1963).
39. L.P. Kubin and B. Jouffrey, *Philos. Mag.* **24**, 437 (1971).
40. Y. Aono, E. Kuramoto, and K. Kitajima, *Scr. Metall.* **18**, 201 (1984).
41. А.Р. Бараз, Б.В. Молотилов, *ФНТ* **3**, 514 (1977).
42. А.Р. Бараз, С.Н. Золотарев, Б.В. Молотилов, *ФММ* **45**, 170 (1978).
43. Е.Д. Табачникова, А.М. Долгин, В.З. Бенгус, Ю.В. Ефимов, *ФММ* **58**, 573 (1984).
44. А.М. Долгин, *Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1988).
45. E. Kuramoto, S. Takeuchi, and T. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn* **34**, 1217 (1973).
46. S. Takeuchi and K. Maeda, *Acta Metall.* **25**, 1485 (1977).
47. K. Kitajima, Y. Aono, and E. Kuramoto, *Scr. Metall.* **15**, 919 (1981).
48. V. Ramachandran, D.H. Baldwin, and R.E. Reed-Hill, *Metal. Trans.* **1**, 3011 (1970).
49. V.A. Moskalenko, V.I. Startsev, and V.N. Kovaleva, *Cryogenics* **20**, 503 (1980).
50. V.N. Kovaleva and V.A. Moskalenko, *Cryogenics* **29**, 1002 (1989).
51. О.В. Клявин, *Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах*, Наука, Москва (1987).

52. I.N. Kuzmenko and V.V. Pustovalov, *Cryogenics* **25**, 346 (1985).
53. В.В. Пустовалов, В.В. Вершинина, С.В. Цивинский, Б.А. Александров, *ФММ* **30**, 991 (1970).
54. И.Н. Кузьменко, С.В. Лубенец, В.В. Пустовалов, Л.С. Фоменко, *ФНТ* **9**, 865 (1983).
55. J.C. Erdman and J. Jahoda, *J. Appl. Phys.* **39**, 2793 (1968).
56. R. Zürcher, V. Gröger, and F. Stangler, *Phys. Status Solidi* **A84**, 475 (1984).
57. V. Gröger and M. Zehetbauer, *Mater. Sci. Eng.* **A164**, 240 (1993).
58. V. Gröger, J. Kohout, M.A. Lebyodkin, and L. Dunin-Barkovskij, *Key Engineering Materials* **97–98**, 251 (1994).
59. V.P. Podkuyko and V.V. Pustovalov, *Cryogenics* **28**, 589 (1978).
60. И.Н. Фридляндер, Р.А. Ульянов, Э.З. Непомнящая, В.П. Подкуйко, *Изв. АН СССР, Металлы*, № 5, 214 (1967).
61. В.П. Подкуйко, *ФММ* **40**, 1273 (1975).
62. В.А. Стрижало, В.Ю. Бугаев, И.И. Медведь, *Проблемы прочности*, № 1, 3 (1990).
63. K. Kamada, I. Yoshizawa, and T. Chihaya, *Trans. Jpn. Inst. Metals* **9**, Suppl., 443 (1968).
64. R.V. Schwarz and J.W. Mitchell, *Phys. Rev.* **B9**, 3292 (1974).
65. S.N. Komnik and V.V. Demirski, *Cryst. Res. & Technol.* **19**, 863 (1984).
66. S.N. Komnik, V.V. Demirski, and V.I. Startsev, *Czech. J. Phys.* **B35**, 230 (1985).
67. Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **20**, 832 (1994).
68. V.A. Moskalenko, V.D. Natsik, and V.N. Kovaleva, *Mater. Sci. Eng.* **A309–310**, 173 (2001).
69. В.А. Стрижало, В.Ю. Бугаев, И.И. Медведь, *Проблемы прочности* № 9, 26 (1990).
70. Г.И. Кириченко, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **25**, 1010 (1997).
71. K.-D. Fusenig and E. Nembach, *Acta Metall. Mater.* **41**, 3181 (1993).
72. R.P. Reed and R.P. Walsh, *Adv. Cryog. Engin. Materials*, **34**, Plenum, New York (1988), p. 199.
73. V. Obst and D. Pattanayak, *Adv. Cryog. Engin. Materials* **28**, Plenum, New York (1981), p. 57.
74. V. Obst and W. Bauriedl, *Adv. Cryog. Engin. Materias* **34**, Plenum, New York (1988), p. 275.
75. И.А. Шаповалов, *Укр. Физ. Журнал* **29**, 1562 (1984).
76. С.П. Савва, В.Я. Ильичев, *Проблемы прочности* № 12, 109 (1973).
77. В.И. Трефилов, Е.М. Медведев, Е.С. Кириллов, А.И. Захарченко, *Препринт ФТИНТ АН УССР*, Харьков (1975).
78. Е.М. Medvedev, *Cryogenics* **9**, 533 (1976).
79. V. Obst, in: *Handbook of Applied Superconductivity*, V. Seeber (ed.) IOP Publishing Ltd, (1988), p. 968.
80. T. Ogata, K. Ishikava, K. Hiraga, K. Nagai, and T. Yuri, *Cryogenics* **25**, 444 (1985).
81. K. Ishikava, *J. Mater. Sci. Lett.* **5**, 377 (1986).
82. K. Ishikava, T. Ogata, K. Nagai, and T. Yuri, *J. Jpn. Inst. Metals* **51**, 413 (1987).
83. K. Ishikava and T. Ogata, *J. Jpn. Inst. Metals* **50**, 28 (1986).
84. T. Ogata, K. Ishikava, O. Umezawa, and T. Yuri, *Cryogenics* **28**, 511 (1988).
85. М.А. Тихоновский, В.И. Доценко, И.Ф. Кисляк, В.Т. Петренко, *Металлофизика* **8**, 73 (1986).
86. В.И. Доценко, И.Ф. Кисляк, В.И. Старцев, М.А. Тихоновский, *ФНТ* **12**, 741 (1986).
87. Б.И. Веркин, Т.А. Пархоменко, В.В. Пустовалов, В.И. Старцев, *Препринт ФТИНТ АН УССР*, Харьков (1975).
88. Б.И. Веркин, Т.А. Пархоменко, В.В. Пустовалов, В.И. Старцев, *ДАН СССР* **228**, 586 (1976).
89. В.Н. Никифоренко, Ф.Ф. Лаврентьев, в сб.: *Криогенные материалы и их сварка*, Наукова Думка, Киев (1986), с. 145.
90. G.J. Chin, W.F. Hosford, Jr., and W.A. Backofen, *Trans. Metall. Soc. AIME* **230**, 1043 (1964).
91. В.В. Демирский, *Дисс. ... канд. физ-мат. наук*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1985).
92. V.V. Demirski and S.N. Komnik, *Acta Metall.* **30**, 2227 (1982).
93. L.P. Kubin, Ph. Spiesser, and Yu. Estrin, *Acta Metall.* **30**, 385 (1982).
94. Н.П. Виноградов, Л.И. Даниленко, М.В. Зиновьев, *Заводск. лаборат.* № 4, 488 (1975).
95. Л.С. Новогрудский, *Проблемы прочности* № 3, 125 (2000).
96. J.C. Erdman and J.A. Jahoda, *J. Appl. Phys.* **38**, 459 (1967).
97. Д.Н. Большуткин, В.А. Десненко, В.Я. Ильичев, В.А. Пестряков, *ФММ* **51**, 288 (1981).
98. А.М. Долгин, В.З. Бенгус, *ФНТ* **16**, 254 (1990).
99. О.В. Клявин, *ФММ* **17**, 459 (1964).
100. W.F. Hosford, R.Z. Fleisher, and W.A. Backofen, *Acta Metall.* **8**, 187 (1960).
101. М.А. Lebyodkin, L.R. Dunin-Barkovskii, V.S. Bobrov, and V. Gröger, *Scr. Metall. Mater.* **33**, 773 (1995).
102. В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, *Вісник Харківського Університету*, № 739, серія Фізика, вип. 9, 119 (2006).
103. А.М. Dolgin and V.Z. Bengus, *Phys. Status Solidi* **A94**, 529 (1986).
104. В.И. Еремин, В.Н. Ковалева, В.А. Москаленко, в сб. *Криогенные материалы и их сварка*, Наукова Думка, Киев (1986) с. 74.
105. В.С. Бобров, М.А. Лебедкин, *ФТТ* **31**, 120, (1989).
106. В.С. Бобров, М.А. Лебедкин, *Письма в ЖЭТФ* **38**, 334 (1983).
107. J.A. Shields, S.N. Goals, R. Gibala, and E. Mitchel, *Mater. Sci. Eng.* **20**, 71 (1975).
108. И.Н. Кузьменко, *ФНТ* **7**, 1558 (1987).
109. И.Н. Кузьменко, Т.А. Пархоменко, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **4**, 1340 (1978).
110. А.И. Ландау, Т.Л. Василенко, И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, *Металлофизика* **2**, 66 (1980).
111. В.С. Бобров, С.И. Зайцев, М.А. Лебедкин, *ФТТ* **32**, 3060, (1990).
112. Л.Н. Дунин-Барковский, *Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук*, ИФТТ РА, Черноголовка (1999).
113. М.А. Lebyodkin, L.R. Dunin-Barkovskii, Y. Brechet, L. Kubin, and Y. Estrin, *Mater. Sci. Engin.* **A234-236**, 115 (1997).
114. Т.В. Григорова, Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *Вісник Харківського Університету*, № 739, серія Фізика, вип. 9, 153 (2006).
115. Т.В. Григорова, Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **33**, 507 (2007).
116. G.A. Malygin, *Phys. Status Solidi* **B61**, K45 (1974).
117. Г.А. Малыгин, *ФММ* **40**, 642 (1975).
118. Г.А. Малыгин, *ФММ* **40**, 21 (1975).
119. Б.В. Петухов, Ю.З. Эстрин, *ФТТ* **17**, 2041 (1975).
120. Б.В. Петухов, *ФТТ* **19**, 397 (1977).

121. Б.В. Петухов, *ФТТ* **19**, 2058 (1977).
122. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **19**, 1460 (1977).
123. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **19**, 3152 (1977).
124. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **20**, 2825 (1978).
125. И.С. Житомирский, И.Н. Нечипоренко, *ФНТ* **4**, 1053 (1978).
126. Г.А. Малыгин, *ФНТ* **5**, 1338 (1979).
127. Р.Г. Минц, Б.В. Петухов, *ФТТ* **22**, 1085 (1980).
128. Y.Z. Estrin and L.P. Kubin, *Scr. Metall.* **14**, 1359 (1980).
129. Г.А. Малыгин, *ФММ* **63**, 864 (1987).
130. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **29**, 1633 (1987).
131. Y.Z. Estrin and L.P. Kubin, in: *Continuum Models of Discrete Systems*, O.Breelin and R.K.T. Hsie (eds.) North-Holland (1981), p. 13.
132. M. Zaiser, *Scr. Metall. Materialia* **32**, 1261 (1995).
133. M. Zaiser, *Acta Metall. Materialia* (1996).
134. Т.А. Parkhomenko and V.V. Pustovalov, *Phys. Status Solidi A* **74**, 11 (1982).
135. В.И. Доценко, А.И. Ландау, В.В. Пустовалов, *Современные проблемы низкотемпературной пластичности материалов*, Наукова думка, Киев (1987).
136. T. Wille, W. Gieske, and C. Schwink, *Acta Metal*, **35**, 2679 (1987).
137. И.А. Шепель, Л.Н. Загоруйко, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, *ФНТ* **17**, 390 (1991).
138. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, И.А. Шепель, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **18**, 911 (1992).
139. В.С. Фоменко, Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **19**, 429 (1993).
140. Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 99 (1996).
141. В.А. Москаленко, В.Н. Ковалева, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 1108 (1996).
142. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **24**, 786 (1998).
143. Н.В. Исаев, В.С. Фоменко, В.В. Пустовалов, И.С. Брауде, *ФНТ* **28**, 522 (2002).
144. А. Зегер, в кн.: *Дислокации и механические свойства кристаллов*, Изд.-во иностр. литер., Москва (1960).
145. A.H. Cottrell, *Progr. Metall. Phys.* **1**, 77 (1949).
146. J.D. Eshelby, F.C. Frank, and F.R.N. Nabarro, *Philos. Mag.* **42**, 35 (1951).
147. A. Wronski and A. Fordean, *J. Less Common Metals* **N6**, 620 (1964).
148. В.И. Трефилов, С.А. Фирстов, *ФММ* **22**, 611 (1966).
149. В.Н. Выдашенко, А.И. Ландау, *ФТТ* **19**, 614 (1977).
150. Дж. Эшелби, *Континуальная теория дислокаций*, Мир, Москва (1963).
151. В. Соловьев, в сб.: *Проблемы металловедения и физики металлов*, Металлургия (1972), с. 227.
152. R.V. Schwarz and R. Labush, *J. Appl. Phys.* **49**, 5174 (1978).
153. В.И. Трефилов, Ю.В. Мильман, С.А. Фирстов, *Физические основы прочности тугоплавких металлов*, Наукова Думка, Киев (1975).
154. Y. Estrin and H. Mecking, in: *Strength Metals and Alloys*, McQueen et al. (eds.), Pergamon Press, vol. 1, 589 (1985).
155. А.М. Dolgin and V.D. Natsik, *Acta Univer. Carol. Mathematica Physics* **32**, 77 (1991).
156. В.И. Еремин, В.Д. Нацик, *Проблемы прочности* № 3, 58 (1991).
157. V.I. Eremin, *Scr. Metall. Mater.* **25**, 225 (1991).
158. V.I. Eremin and V.D. Natsik, *Scr. Metall. Mater.* **26**, 47 (1992).
159. E.F. Yeryomina and V.I. Eremin, *Scr. Metall. Mater.* **30**, 1117 (1994).
160. Н.Н. Давиденков, *ФТТ* **3**, 2458 (1961).
161. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, *ФММ* **26**, 716 (1968).
162. Д.А. Диденко, *Дисс. ... канд. физ-мат. наук*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1973).
163. В.В. Пустовалов, *Дисс. ... докт. физ-мат. наук*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1974).
164. Пер Бак, Кан Чен, *В мире науки* № 3, 16 (1991).
165. М.А. Лебедкин, Л.Р. Дунин-Барковский, *ЖЭТФ* **113**, 1816, (1988).
166. В.А. Стрижало, Е.В. Воробьев, *Проблемы прочности* № 8, 97 (1993).
167. В.А. Стрижало, Е.В. Воробьев, *Проблемы прочности* № 10, 9 (1994).
168. В.А. Стрижало, Е.В. Воробьев, Л.С. Новогрудский, *Проблемы прочности* № 8, 12 (1995).
169. Е.В. Воробьев, В.А. Стрижало, *Проблемы прочности* №1, 97 (1999).

Jump-like deformation of metals and alloys at low temperatures  
(Review Article)

V.V. Pustovalov

At low temperatures below 20–30 K plastic deformation usually proceeds as oscillations of the flow stress (jump-like deformation). The low-temperature jump-like deformation (LTJD) develops under special conditions of deformation due to the specific dynamics of dislocations and possibly specific physical conditions of deformation (low thermal conductivity and heat capacity of samples, heat exchange with the environment). Since the detection of LTJD in the 1950ies a great number of experimental and theoretical studies have been carried out, but no review has been presented. Further progress toward an understanding of the LTJD mechanism and development of a theory for this phenomenon is hardly possible without systematization of experimental data. The LTJD theories and experiments are, generally compared on the basis of discrete experimental facts. The review proposed is an attempt to collect as much available experimental information, as possible, to classify it, to find out the basic mechanisms of LTJD, to analyze theoretical hypotheses, to compare theory and experiment and to put forward some proposals concerning the mechanisms of low-temperature jump-like deformation.

PACS: 61.20.F- Deformation and plasticity;  
81.40.Lm Deformation, plasticity, and creep.

Keywords: low temperature jump-like deformation, metals, alloys.