

Лекция 2-3

Физические основы прочности

**Кристаллогеометрия
деформационных процессов.
Деформация чистых кристаллов**

ДЕФОРМАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ.

ОБЩИЕ АСПЕКТЫ ПРОБЛЕМЫ

1. Введение

Многие сведения, которыми мы располагаем в настоящее время в области физики металлов, получены в результате изучения свойств отдельных металлических кристаллов.

Свойства монокристаллов, как механические, так и физические, определяют свойства обычного поликристаллического металла; Кроме того, некоторые явления трудно детально изучить на поликристаллических образцах, поскольку при исследовании таких объектов объяснение результатов усложняется. Это относится, в частности, к пластической деформации.

Трудности возникают потому, что все механические характеристики, а во многих случаях также и физические свойства. меняются в зависимости от того, в каком направлении в кристалле они измеряются. Другими словами, конкретные свойства кристалла анизотропны.

Классические работы, проведенные на металлических кристаллах в период 1920—1935 гг., показали, что характеристики упругости и пластичности во всех металлах анизотропны. Некоторые данные для типичных металлов с кубической и некубической структурой приведены в табл. 3.1. Как видно из таблицы, для металлов с некубической структурой колебания значений таких характеристик, как напряжение течения, удлинение и предел прочности на растяжение, часто весьма велики. Кубические металлы также могут быть существенно анизотропными.

В большинстве случаев указанные колебания свойств мало влияют на характеристики поликристаллических металлов, если ориентации отдельных кристаллитов случайны, поскольку при этом характеристики соответствуют средним значениям, постоянным во всех направлениях. Однако в действительности кристаллиты, образующие поликристаллический агрегат, редко бывают полностью разупорядоченными по отношению друг к другу; обычно имеют текстуры или преимущественные ориентации, которые в большей или меньшей степени отражают анизотропию свойств отдельных зерен.

Анизотропия некоторых упругих и пластических свойств металлических кристаллов при комнатной температуре

Металл	Модуль Юнга, кгс/мм ²	Предел прочности на растяжение, кгс/мм ²	Удлинение, %
Алюминий (г. ц. к.)	6 400—7 700	5,94—11,6	20—70
Медь (г. ц. к.)	6 800—19 500	13,0—35,0	10—55
α -железо (о. ц. к.)	13 500—29 000	6,1—23,0	20—80
Кадмий (гексагон.)	2 880—8 250	0,25—1,05	10—700
Магний (гексагон.)	4 380—5 150	3,0—9,0	20—220
Цинк (гексагон.)	3 550—12 600	1,20—2,80	60—400

2.· Получение металлических монокристаллов

Ряд методов изготовления больших металлических монокристаллов известен уже давно, но в последнее десятилетие в этой области сделано много различных усовершенствований, поскольку достижение совершенства структуры и чистоты получаемых кристаллов приобрело очень большое значение.

Почти все существующие методы можно разделить на две основные группы:

1) кристаллизация из расплава; 2) рост зерна в твердом состоянии.

1. Кристаллизация из расплава

Большинство технических способов выращивания монокристаллов, относящихся к этой группе, является развитием методов Чохральского и Бриджмена. В первом случае затравочный кристалл, касающийся поверхности расплавленного металла, постепенно перемещается вверх таким образом, что растущий кристалл приобретает ориентировку затравки. При этом кристаллы получаются не совсем однородными по размеру сечения, во зато отсутствует контакт с тиглем и тем самым устраняется этот источник загрязнений. Современная установка, в которой все операции проводятся в вакууме, показана на рис. 3.1.

Растущий с торца кристаллический стержень вращается для того, чтобы получить более однородное поперечное сечение и распределение тех или иных легирующих добавок. Успешный результат зависит от достижения точного равенства количества тепла, подводимого к системе, и количества тепла, теряемого тиглем и кристаллическим стержнем. Ориентация выращиваемого кристалла легко задается выбором затравочного кристалла требуемой ориентировки.

В методе Бриджмена металл помещается в тигель с остроконечным дном, медленно опускающийся через вертикальную печь, в которой поддерживается температурный градиент. Кристалл зарождается у острого конца тигля и растет вверх. При другом конструктивном решении печь может перемещаться относительно тигля или тигель и печь остаются неподвижными, а ток, подводимый к печи, постепенно уменьшается. Важным моментом при реализации этого метода является выбор конструкции и материала тигля. Желательно, хотя и не обязательно, использовать разъемный тигель, легко отделяющийся от кристалла, который тогда не придется выдвигать из тигля.

Графит высокой чистоты, достаточно твердый для того, чтобы его можно было хорошо отполировать, является вполне подходящим материалом для тигля, в котором можно плавить такие металлы, как алюминий, медь, серебро, никель; кристаллы легкоплавких металлов, например олова, цинка и кадмия, можно выращивать в точно калиброванных трубах из термостойкого стекла, покрытых изнутри высушенным слоем аквадага (специальная водноколлоидная графитовая смазка).

Для металлов, взаимодействующих с углеродом, можно использовать корундовые тигли. Полезной разновидностью описываемого метода является способ «мягкого» тигля, когда металлический стержень, предназначенный для плавления в корундовой трубке, окружается со всех сторон корундовым порошком. Порошок легко «течет» под давлением, вследствие чего в кристалле во время и после затвердевания не возникает напряжений. Этим способом можно изготавливать образцы с заплечиками, которые в случае выращивания в жестком тигле подвергаются пластической деформации при охлаждении.

Монокристаллы можно также получать из расплава, используя горизонтально перемещающиеся печи и изложницы; последние делают обычно из графита в виде остроконечных с одной стороны лодочек.

Свободная поверхность получающихся кристаллов оказывается не всегда плоской, но во многих случаях это не имеет существенного значения. Такой способ имеет то преимущество, что позволяет наблюдать процесс затвердевания, если лодочка находится в прозрачной кварцевой трубке и нагрев производится с помощью индукционной катушки. Этим же способом можно получать монокристаллические проволочки, если исходную проволоку помещать с некоторым зазором в стеклянную или кварцевую трубочку, покрытую изнутри слоем графита.

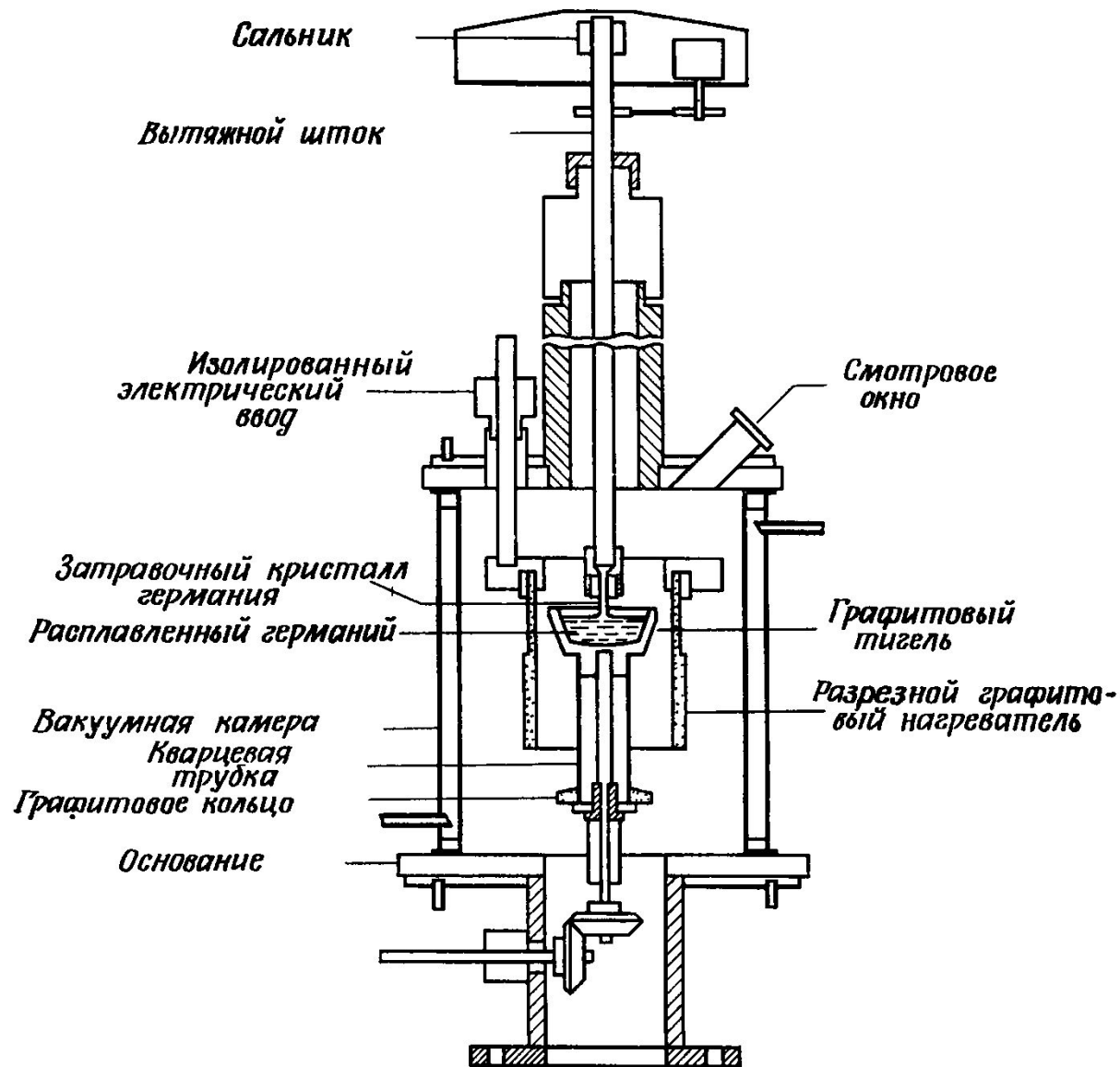


Рис. 3.1. Современная установка для выращивания монокристаллов по методу Чохральского.

Одним из наиболее важных достижений последнего времени в технике выращивания монокристаллов из расплава является применение метода зонной плавки, при котором расплавленная зона перемещается от одного конца прутка к другому. Прежде всего таким путем осуществляется очистка металла, но вместе с тем создаются условия, при которых склонность к зародышеобразованию постепенно уменьшается, вследствие чего конечным результатом указанной обработки является очень чистый монокристалл. В последние годы метод зонной плавки широко используется в электронной технике для изготовления монокристаллов германия, содержащих только несколько миллионных долей примесей. Конструкция используемой при этом установки схематически показана на рис. 3.2.

Кристаллы можно также выращивать вертикально методом плавающей зоны¹), при котором металл по длине не соприкасается с какой-либо оболочкой. Образец в форме стержня зажимается сверху и снизу водоохлаждаемыми захватами, и с помощью высокочастотного нагрева или бомбардировкой пучком электронов создается расплавленная зона. Процесс обычно проводится в атмосфере высокочистого аргона или при хорошем вакууме.

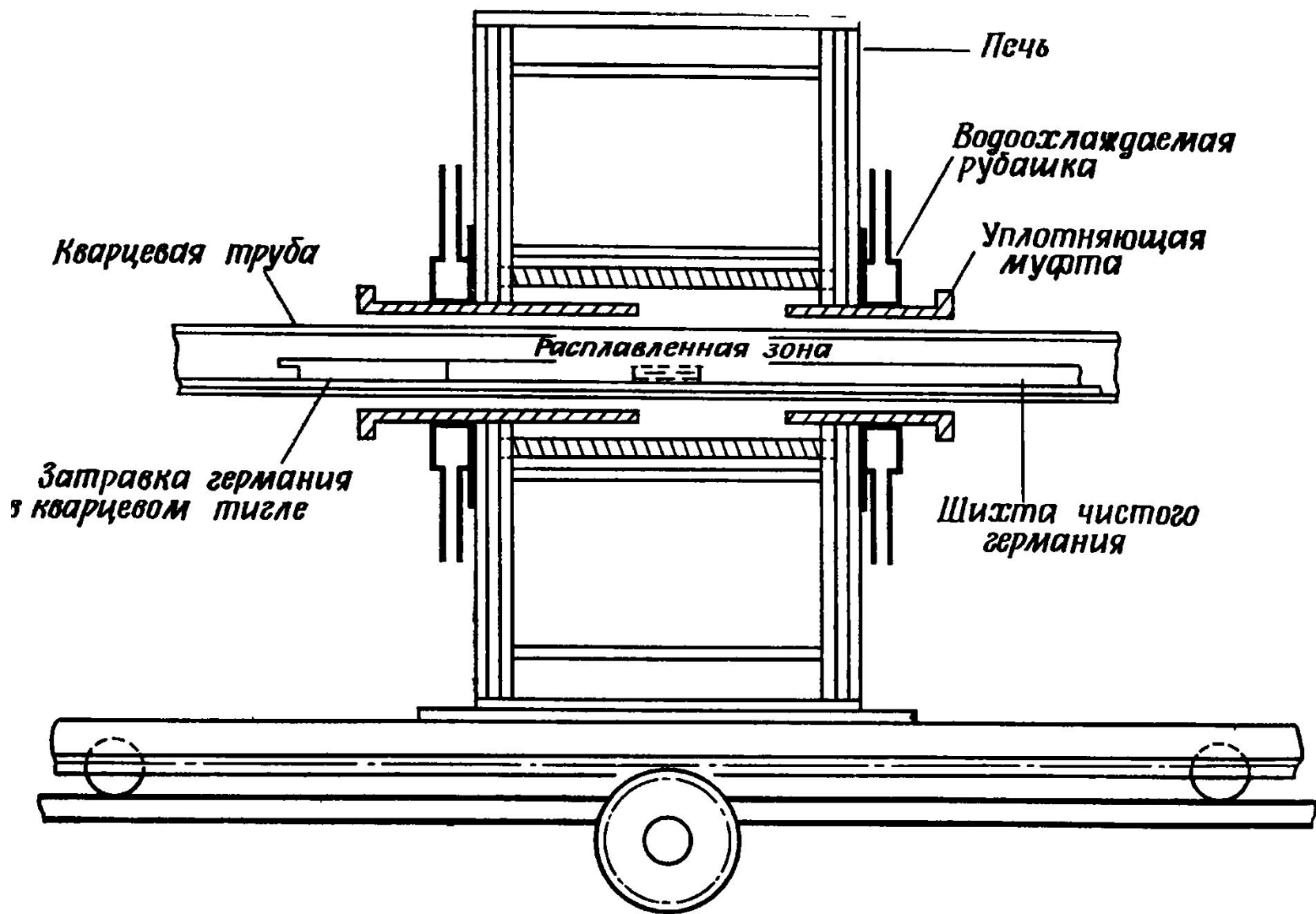


Рис. 3.2. Выращивание монокристалла методом зонной плавки

Расплавленную зону, которая медленно перемещается вдоль стержня, можно сделать достаточно устойчивой, если длина зоны будет пропорциональна $(\sigma/\rho)^{1/2}$, где σ — поверхностное натяжение, ρ — плотность металла. Можно плавить стержни диаметром до 2,5 см, но для того, чтобы получить монокристалл, может потребоваться несколько проходов зоны.

Однако после достижения высокого уровня чистоты можно получить монокристаллы многих тугоплавких металлов, например вольфрама, тантала, молибдена, ванадия, никеля, рения и др.

2. Рост зерна в твердом состоянии

Наиболее широко используемым методом выращивания монокристаллов в твердом состоянии является метод деформация – отжиг, впервые предложенный Карпентером и Илам в 1921 г. для получения крупных кристаллов алюминия. Мелкозернистый отожженный образец растягивается до критической деформации растяжения, соответствующей удлинению на 1–2%, а затем отжигается при постепенно возрастающей температуре. При этом имеет место зарождение и рост нескольких, а часто только одного зерна; при наиболее высокой температуре это зерно заполняет всю слегка деформированную матрицу. Для успешного применения указанного способа необходимо тщательно контролировать несколько переменных величин, таких, как начальный размер зерен, критическая деформация, скорость нагрева при отжиге на выращивание зерна и максимальная достигаемая при этом температура.

После того как оптимальные условия определены, выращиваемые кристаллы получаются обычно высокого качества, причем нужная форма кристаллов и вид поверхности могут быть заранее точно заданы. Применение этого метода в значительной степени ограничено теми металлами и сплавами, которые не имеют заметной тенденции к образованию двойников отжига, примером может служить алюминий. Данный метод не подходит и для металлов, которые при малой пластической деформации претерпевают сильное двойникование. Метод деформация — отжиг оказывается полезным для получения кристаллов, которые нельзя вырастить из расплава, поскольку при охлаждении в твердом состоянии происходит фазовое превращение (например титан, железо).

В последние годы описанная выше методика была усовершенствована таким образом, что отжиговые деформированных

образцов производится в движущейся градиентной печи и кристалл, зародившийся у одного конца образца прорастает по мере движения печи на всю его длину. Этим способом удается вырастить монокристаллические прутки алюминия и некоторых его сплавов длиной до 50 см. Для чистого алюминия температурный градиент не должен превышать 20 град/см, но в случае некоторых алюминиевых сплавов необходим градиент 100 град/см, а для выращивания кристаллов кремнистого железа использовались градиенты порядка 1000 град/см.

Некоторые металлы, например молибден, вольфрам и ниобий, могут быть получены в виде монокристаллов путем роста зерна без предварительной пластической деформации с помощью метода, разработанного Андраде.

Длинная тонкая (диаметром 1 мм) проволока равномерно нагревается пропусканием электрического тока, а затем вдоль проволоки проходит небольшая печь, создающая температурный градиент, благодаря которому можно добиться роста одного зерна за счет других.

Металлы, в которых при охлаждении происходят фазовые превращения, например железо, цирконий, уран, титан, в некоторых случаях можно получить в виде монокристаллов или в грубозернистой форме путем медленного охлаждения при превращении. Иногда приходится прибегать к повторным циклическим нагревам и охлаждениям через точку фазового перехода.

Напряжения, возникающие в результате объемных изменений, связанных с фазовыми превращениями, по-видимому, играют существенную роль в этих методах. Для выращивания очень больших зерен в листовых образцах можно использовать явление вторичной рекристаллизации. Сильнокатаную в одном направлении медь можно рекристаллизовать в области температур 500–700 °С. Если этот материал затем отжечь вблизи температуры плавления, то произойдет вторичная рекристаллизация: возникнет несколько крупных зерен или даже одно зерно. Монокристаллы сплавов железо — никель и железо — кремний также получают этим способом. Резюмируя, можно сказать, что методы, связанные с плавлением материала, имеют более широкое применение и могут быть использованы для приготовления больших кристаллов в относительно простых по форме тиглях.

Получение определенной ориентировки сравнительно легко осуществляется путем использования затравочных кристаллов. С другой стороны, методы, связанные с плавлением, не во всех случаях дают достаточно удовлетворительный результат, в частности для легированных кристаллов, в которых возможно образование сегрегации. Методы выращивания кристаллов в твердом состоянии позволяют избежать перераспределения примесей, к тому же и форма кристалла может быть заранее predetermined. Однако при этом трудно (хотя иногда и возможно) осуществить рост из затравки. Основным ограничением здесь является то, что для многих металлов по той или иной причине методы выращивания кристаллов в твердом состоянии неприменимы.

Поверхность металлического кристалла, который вначале был отполирован, а затем пластически деформирован, оказывается покрытой одной или несколькими системами параллельных тонких линий, называемых линиями скольжения. Эти линии представляют собой ступеньки на поверхности, возникающие в результате микроскопических сдвиговых смещений вдоль характерных кристаллографических плоскостей.

Такие кристаллографические плоскости называются плоскостями скольжения, а направление сдвига в плоскости — направлением скольжения. Комбинация данной плоскости скольжения и направления скольжения в этой плоскости определяется термином «система скольжения».

Для большинства металлов плоскостями, по которым происходит скольжение, обычно являются плоскости с наиболее плотной упаковкой атомов, а направление скольжения всегда совпадает с самым плотно упакованным направлением в плоскости скольжения. Наиболее плотную упаковку плоскостей в гексагональном или гранецентрированном кубическом кристаллах можно воспроизвести, укладывая наиболее компактным образом плоский слой одинаковых шаров (рис. 3.4);

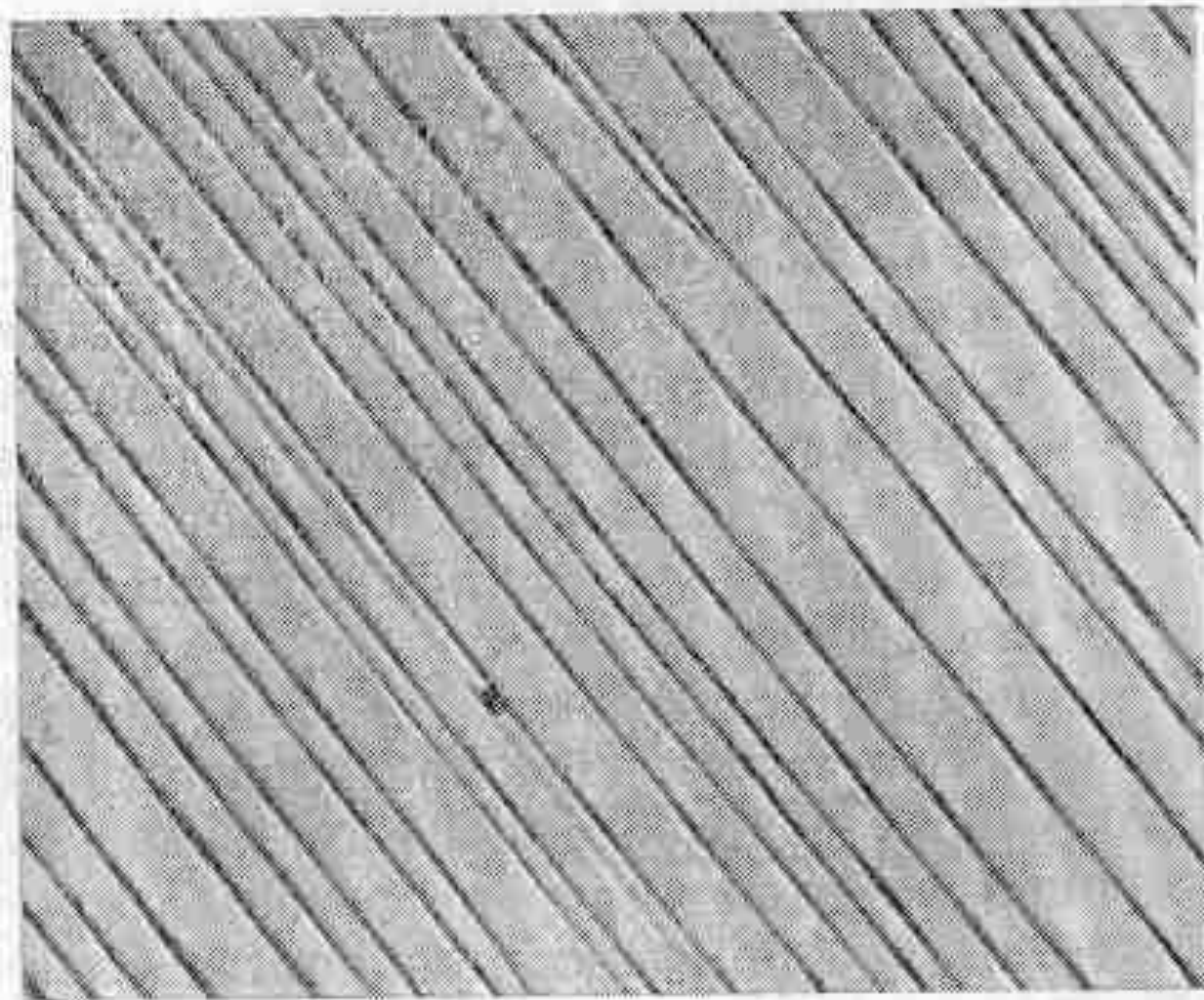
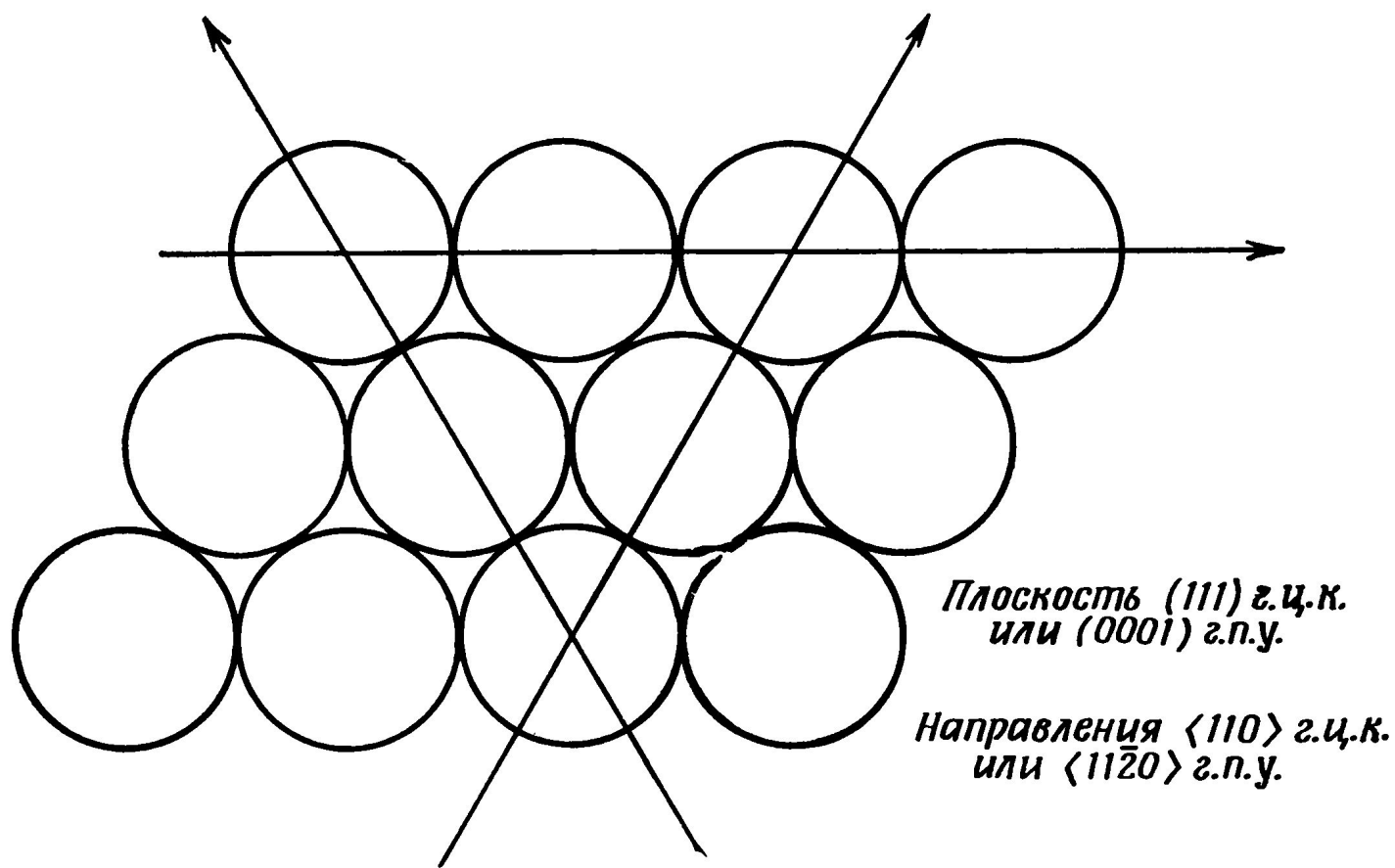


Рис. 3.3. Полосы скольжения на поверхности кристалла алюминия, деформированного при комнатной температуре (X 250)



*Рис. 3.4. Наиболее плотная упаковка плоскостей в
гранецентрированной кубической (г. ц. к) и гексагональной
плотно упакованной (г. п. у.) структурах.*

Таблица 3.2

Данные об элементах скольжения для некоторых металлических кристаллов при комнатной температуре

Металл	Структура	Плоскость скольжения	Направление скольжения	Критическое напряжение сдвига при комнатной температуре, гс/мм ² (некоторые типичные значения)	Чистота, %
Алюминий	г. ц. к.	{111}	$\langle 110 \rangle$	55—100	99,994
	г. ц. к.	{111}	$\langle 110 \rangle$	90—100	99,98
Медь	г. ц. к.	{111}	$\langle 110 \rangle$	35	99,999
Золото	г. ц. к.	{111}	$\langle 110 \rangle$	50	99,999
Никель	г. ц. к.	{111}	$\langle 110 \rangle$	330—750	99,98
Серебро	г. ц. к.	{111}	$\langle 110 \rangle$	40—70	99,999
Кадмий	г. п. у.	(0001)	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	13	99,999
Магний	г. п. у.	(0001)	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	50	99,99
Цинк	г. п. у.	(0001)	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	30	99,999
Железо	о. ц. к.	{110} {112} {123}	$\langle 111 \rangle$	1500	99,96

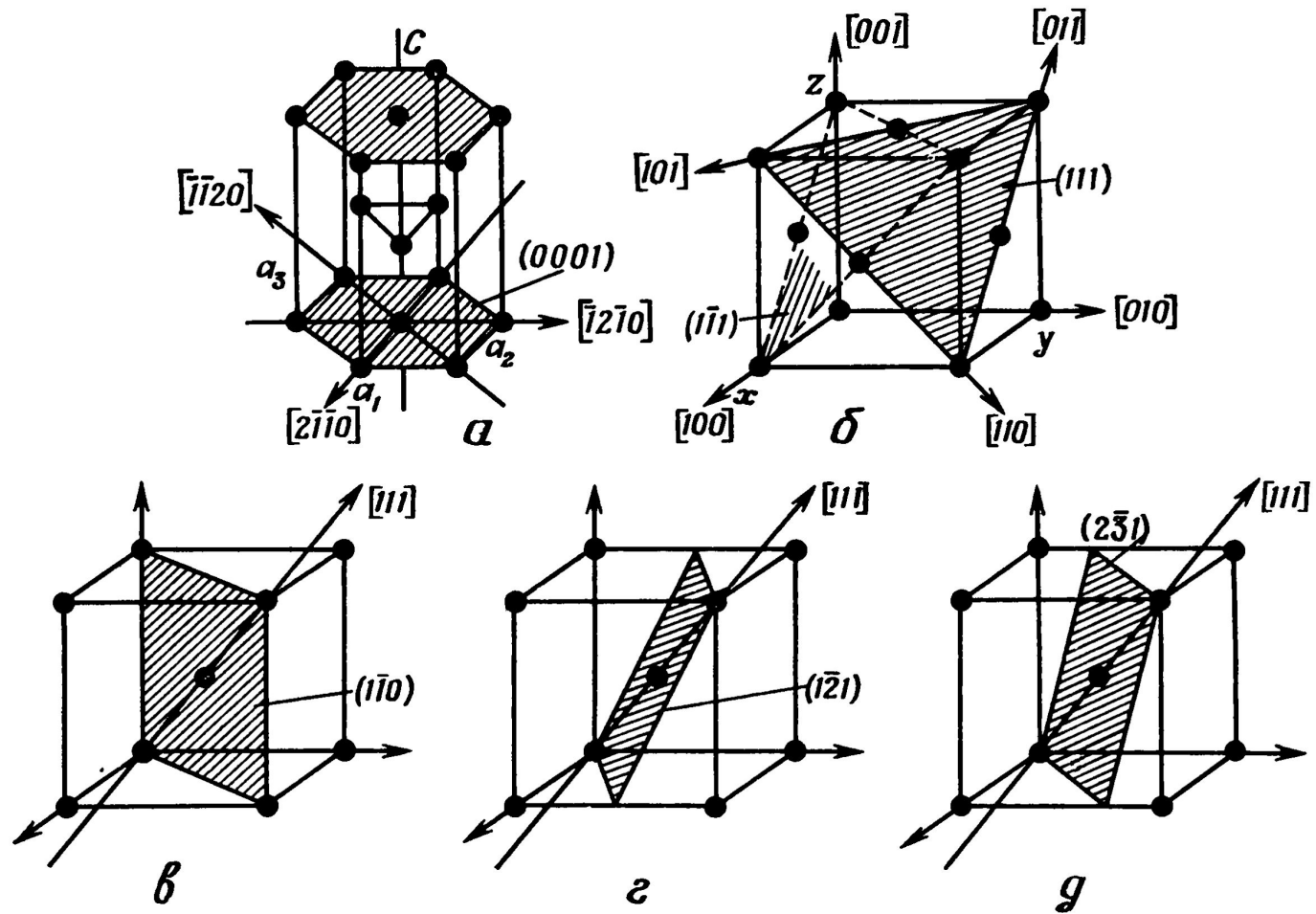


Рис. 3 5. Типичные системы скольжения в гексагональной плотно упакованной (а), гранецентрированной кубической (б) и объемноцентрированной кубической (в — д) структурах

Металлы с гранецентрированной кубической решеткой деформируются в первую очередь по плотно упакованным октаэдрическим плоскостям $\{111\}$ в плотно упакованных направлениях $\langle 110 \rangle$, которых в каждой плоскости $\{111\}$ имеется три (рис. 3.5,б).

Поскольку существуют четыре различно ориентированные плоскости $\{111\}$, общее число возможных систем скольжения, которые могут принимать участие в деформации, равно двенадцати. Все широко распространенные гранецентрированные кубические металлы ведут себя именно таким образом. Подобное поведение характерно также для твердых растворов с гранецентрированной кубической структурой. Случаи, когда плоскостью скольжения является какая-нибудь другая плоскость, отличная от октаэдрической, очень редки.

В металлах с объёмноцентрированной кубической структурой картина скольжения несколько сложнее, но в общем для всех них направлениями скольжения являются наиболее плотно упакованные направления $\langle 111 \rangle$. Однако выбор плоскости скольжения сильно варьируется. Исследования на железе показывают, что хотя наиболее распространённой плоскостью скольжения является плоскость $\{110\}$, плоскости $\{112\}$ и $\{123\}$ также действуют. Плоскости этих трех типов имеют в качестве оси их зоны общее направление $\langle 111 \rangle$; на рис. 3.5, в – д показано по одной плоскости каждой из трех систем с общим направлением $\langle 111 \rangle$. Большое число возможных систем скольжения для ряда о. ц. к. металлов иногда приводит к сильной волнистости наблюдаемых полос скольжения (рис. 3.6).

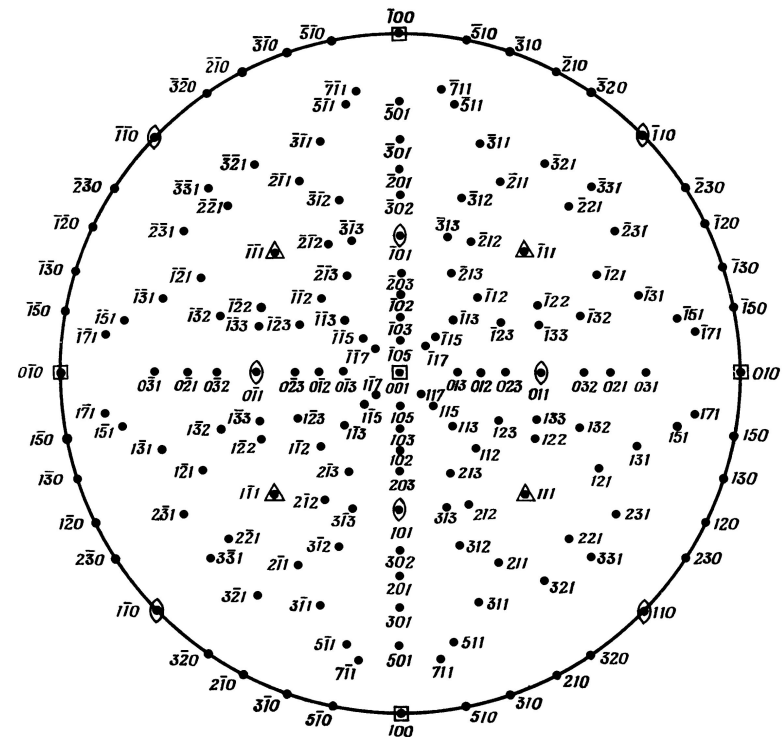


Рис. 3.6. Линии скольжения на грани (110) кристалла железа с 3% кремния, деформированного при комнатной температуре (X₃₁100)

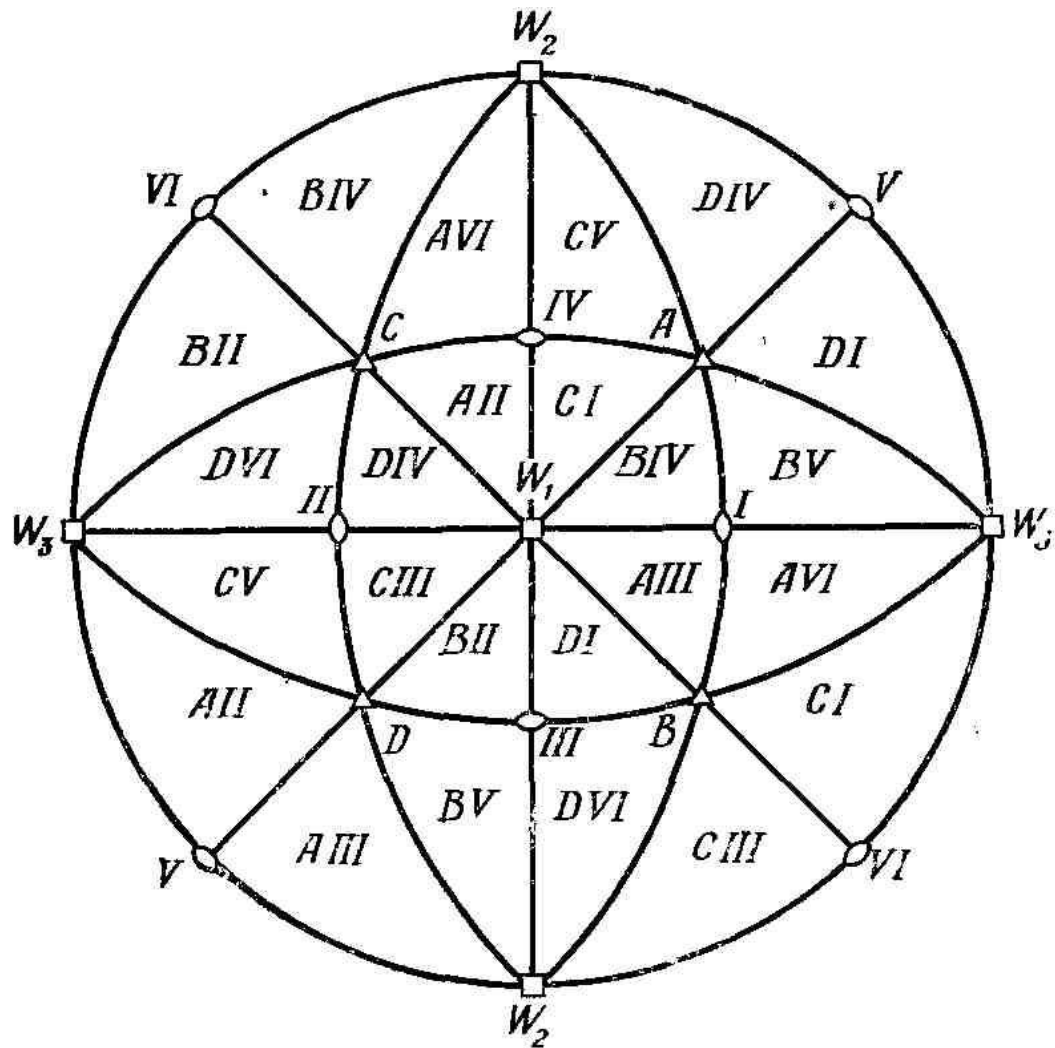
Анизотропия пластических свойств кристаллов.

Геометрия скольжения

Ориентировка металлического монокристалла является его важной переменной характеристикой. Главные оси кристалла могут составлять некоторые углы с внешними, возникшими при изготовлении, поверхностями, благодаря чему ось кристаллического стержня обычно не совпадает с его кристаллографической осью.



Общепринятым способом обозначения ориентировки кристалла является использование стереографической проекции, характерной для кристаллической структуры данного металла. Эта проекция является геометрическим построением на плоскости, в котором сохраняются и могут быть измерены угловые соотношения между плоскостями в кристалле. Нормали от различных плоскостей кристалла проводятся до пересечения со сферой, поверхность которой можно было бы использовать для измерения углов, но практически эта сфера со всеми следами пересечений на ней проектируется на плоскую поверхность, образуя окружность, внутри которой оказываются выходы нормалей к различным плоскостям или полюса этих плоскостей. Углы между ними измеряются с помощью круглой стереографической сетки, которая разделена на градусы и представляет собой проекцию сферы, правильно передающую угловые соотношения. 34



Ф и г. 2.8. Кубическая стереографическая проекция, показывающая 24 основных треугольника [1].

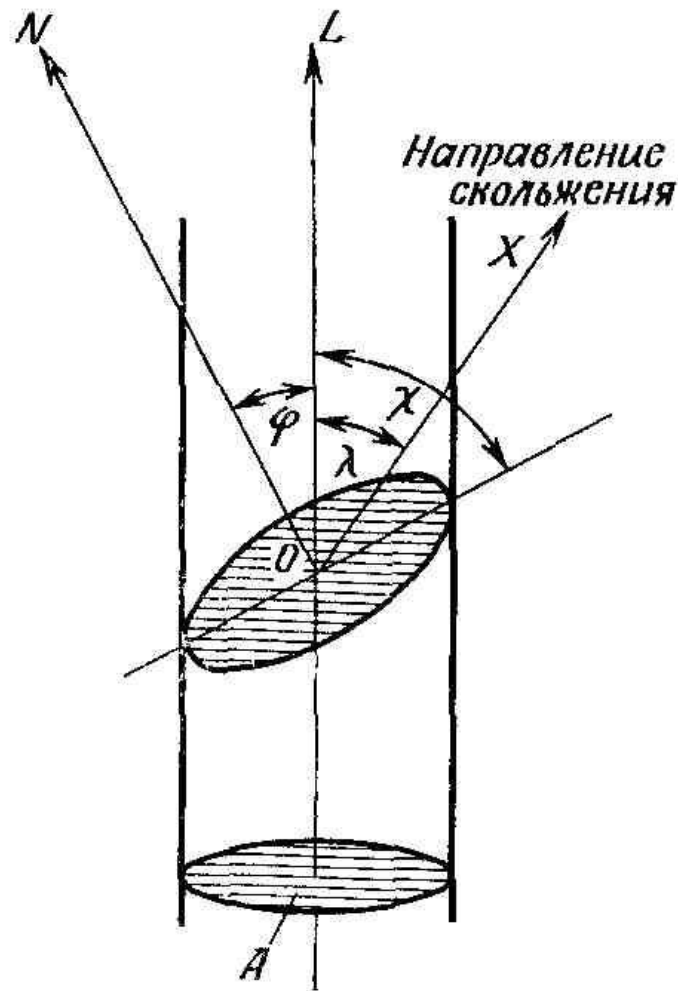
1
В каждом конкретном случае три угла треугольников представляют эквивалентные направления $\langle 001 \rangle$, $\langle 011 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, образуя всегда одни и те же углы друг с другом. На проекции треугольники, конечно, изменяются по форме вследствие изменения величины угловых и линейных элементов в различных частях проекции.

Для характеристики ориентировки кристалла требуется использование только одного треугольника; обычно берется треугольник с вершинами $[001]$, $[011]$, $[111]$

, расположенный в центре проекции.. Все возможные ориентации кристаллов кубической структуры можно обозначить путем нанесения положения оси образца (например, оси растяжения или оси проволоки) внутри такого треугольника или вдоль его границ. Поэтому на практике, если хотят представить ориентации нескольких монокристаллических прутков, то измеряют углы между осью каждого прутка и по крайней мере двумя из трех направлений $[001]$, $[011]$ и $[-111]$. а затем положение этих осей откладывают на стандартном треугольнике, используя стереографическую сетку.

Если деформировать растяжением кристаллы какого-нибудь металла, сильно различающиеся по ориентировке, то получаются существенно разные кривые напряжение – деформация. Напряжение течения, предел прочности на растяжение и максимальное удлинение характеризуются заметной анизотропией даже в случае кубических кристаллов, для которых некоторые другие физические свойства, например электросопротивление, изотропны.

Наилучшим способом устранения этого затруднения было бы осуществление всех деформационных испытаний путем сдвига; иногда так и поступают, но обычно значительно более удобным оказывается проведение испытаний на растяжение. Однако, для того чтобы можно было сравнивать поведение кристаллов различных ориентировок, напряжения течения принято пересчитывать на напряжения вдоль направления сдвига в плоскости скольжения.



Ф и г. 2.9. К определению приведенного напряжения сдвига по системе скольжения.

На фиг. 3.9 показан кристалл с площадью поперечного сечения A , к которому приложена растягивающая нагрузка L , вызывающая растягивающее напряжение σ_t ; OX — направление скольжения в плоскости скольжения, а λ — угол между осью растяжения и направлением скольжения. Ось растяжения составляет угол χ с плоскостью скольжения, поэтому площадь скольжения равна $A/\sin\chi$. Отсюда напряжение растяжения в плоскости скольжения равно

а напряжение сдвига по плоскости скольжения, приведенное к направлению скольжения, составляет

$$\tau = \sigma_t \sin \chi \cos \lambda = \sigma_t \cos \varphi \cos \lambda,$$

где φ — угол между осью растяжения и нормалью ON к плоскости скольжения, а σ_t — напряжение растяжения. Это выражение показывает, что при некоторых условиях напряжение σ_t равно нулю, а именно в том случае, когда ось растяжения нормальна плоскости скольжения, т. е. $\lambda = 90^\circ$, или когда ось растяжения параллельна плоскости скольжения и $\chi = 0^\circ$.

Таким образом, для этих двух предельных ориентировок деформация скольжением не должна иметь места, поскольку напряжение, сдвига в направлении скольжения равно нулю. С другой стороны, максимальное сдвиговое напряжение получается, когда $\sin \chi \cos \lambda = 0,5$, что соответствует значениям углов χ и λ , равным 45° . Отсюда следует, что $\tau_{\text{мак}} = 0,5\sigma_t$.

$$\frac{L}{A} \sin \chi = \sigma_t \sin \chi,$$

$$\tau = \sigma_t \sin \chi \cos \lambda = \sigma_t \cos \varphi \cos \lambda,$$

Критическое приведенное напряжение сдвига для скольжения. Закон Шмид

Кристаллы данного металла начинают пластически деформироваться, когда приведенное напряжение сдвига по плоскости скольжения в направлении скольжения достигает постоянного критического значения τ_0 . Это положение называют обычно законом Шмида. На рис. 3.10 приведена теоретическая

$$\tau_0 = \sigma_0 \sin \chi_0 \cos \lambda_0,$$

где τ_0 – критическое приведенное напряжение сдвига, σ_0 – напряжение течения при растяжении, χ_0 – начальный угол между плоскостью скольжения и осью растяжения, λ_0 – начальный угол между направлением скольжения и осью растяжения.

Приняв величину τ_0 для магния постоянной, получаем кривую в форме равносторонней гиперболы с минимумом при значении $\sin \chi_0 \cos \lambda_0 = 0,5$. Произведение $\sin \chi_0 \cos \lambda_0$ называют обычно **фактором Шмида**.

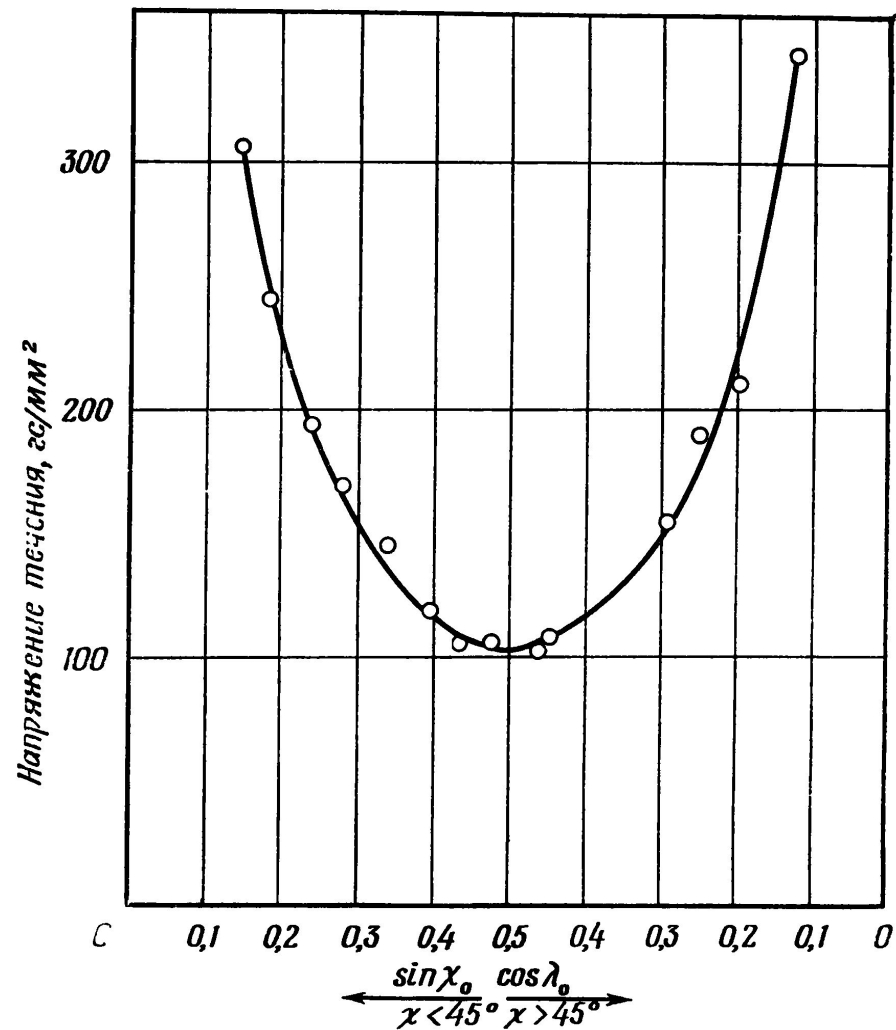


Рис. 3.10. Зависимость напряжения течения при растяжении кристаллов магния от ориентировки

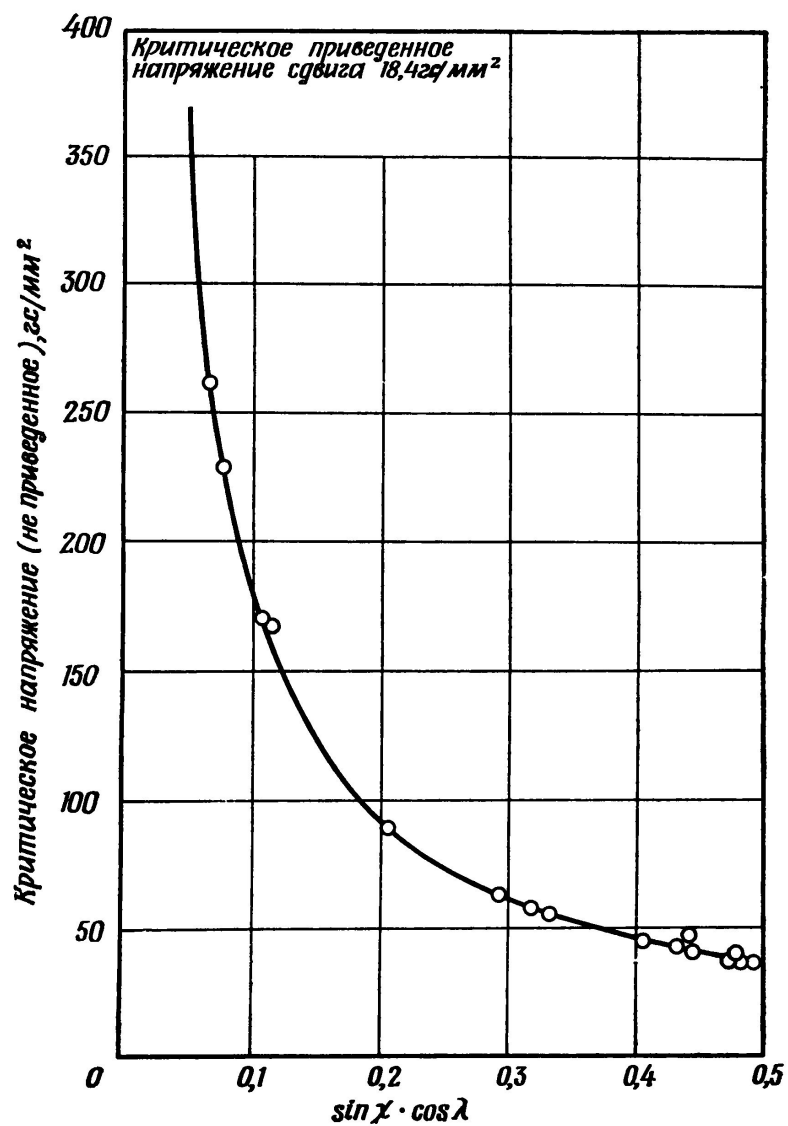
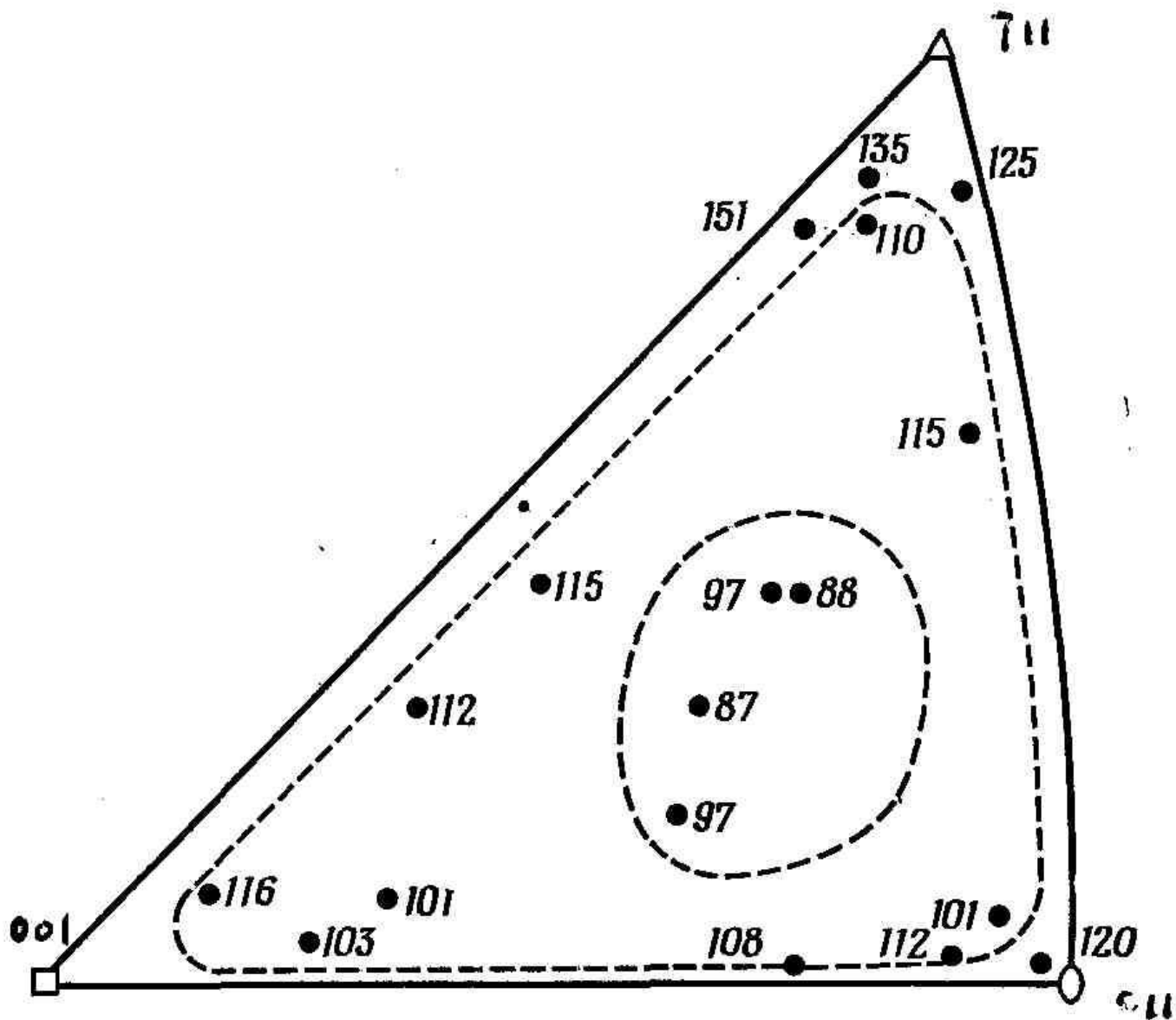


Рис. 3.11. Ориентационная зависимость напряжения течения кристаллов цинка чистоты 99,999%.

Исследования для меди показали, что кристаллы с ориентировкой, близкой к центру стереографического треугольника, дают почти постоянные значения τ_0 , но это не справедливо для ориентировок, приближающихся к границам треугольника (рис. 3.12), где становится более вероятным действие других систем скольжения. величина τ_0 является фундаментальной характеристикой механических свойств металла, поскольку она тесно связана с основным видом пластической деформации сдвига вдоль плоскостей скольжения. При применении экспериментальной методики, дающей воспроизводимые результаты, величина τ_0 остается более или менее постоянной для кристаллов одного металла данной степени чистоты и, таким образом, представляет собой отправную точку для определения влияния на механические свойства таких переменных параметров, как температура, концентрация легирующих элементов, скорость деформации и пр.



Ф и г. 2.12. Ориентационная зависимость напряжения τ_0 кристаллов меди (значения в гс/мм²) [12].

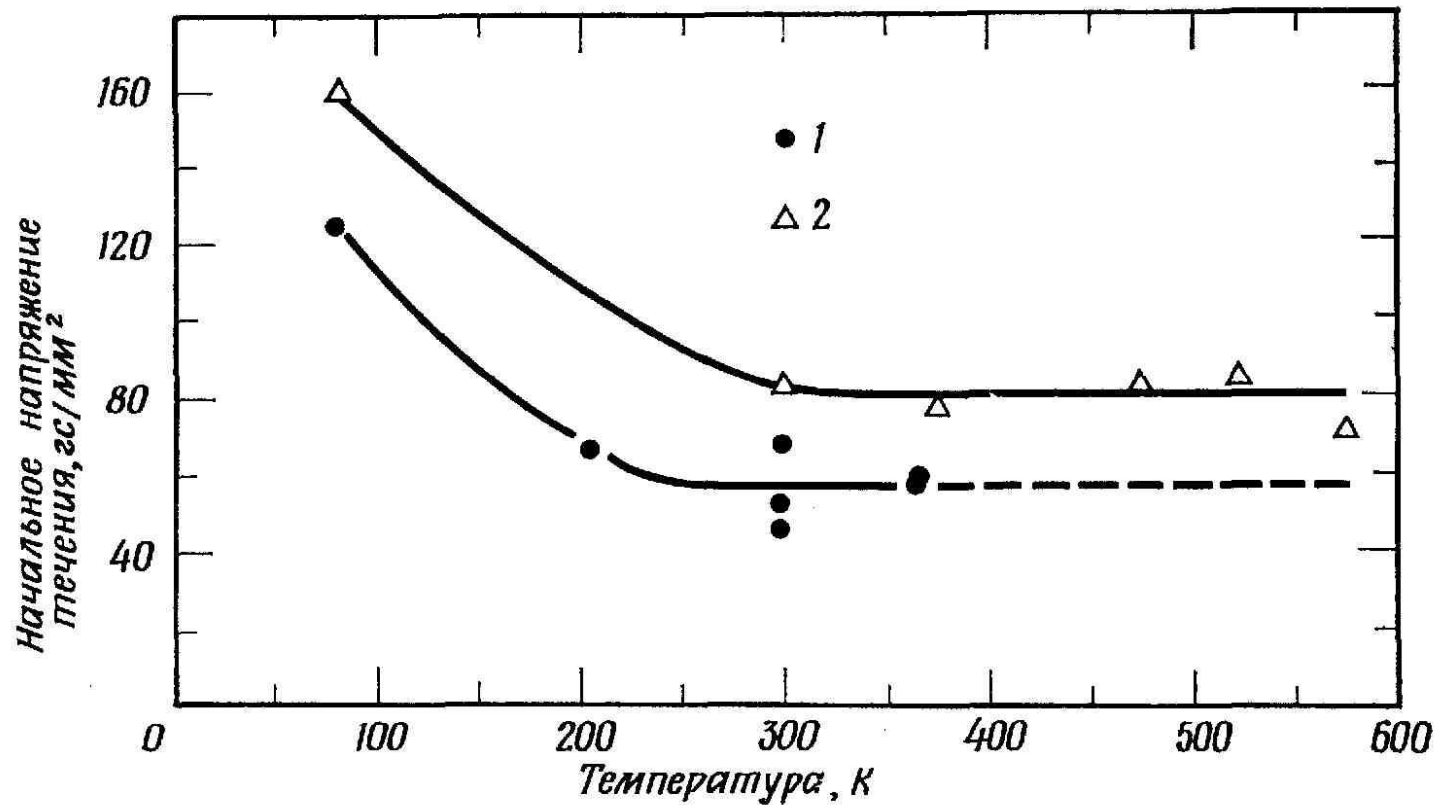
. Влияние различных переменных параметров на критическое напряжение сдвига

Величина τ_0 – весьма структурно-чувствительная величина. Наиболее важным переменным параметром является, несомненно, степень чистоты металлических кристаллов, используемых для определения τ_0 . Так, например, τ_0 для кристаллов серебра при комнатной температуре установлено, что средние значения τ_0 составляют 48, 73 и 131 гс/мм² для кристаллов чистоты 99,99, 99,97 и 99,93% соответственно.

Для кадмия чистоты 99,999% величина τ_0 равна 10–17 гс/мм², тогда как для такого же материала чистоты 99,99% эта величина составляла около 60 гс/мм².

Критическое напряжение сдвига также очень сильно зависит от температуры, при которой оно измеряется, особенно если эта температура значительно ниже точки плавления.

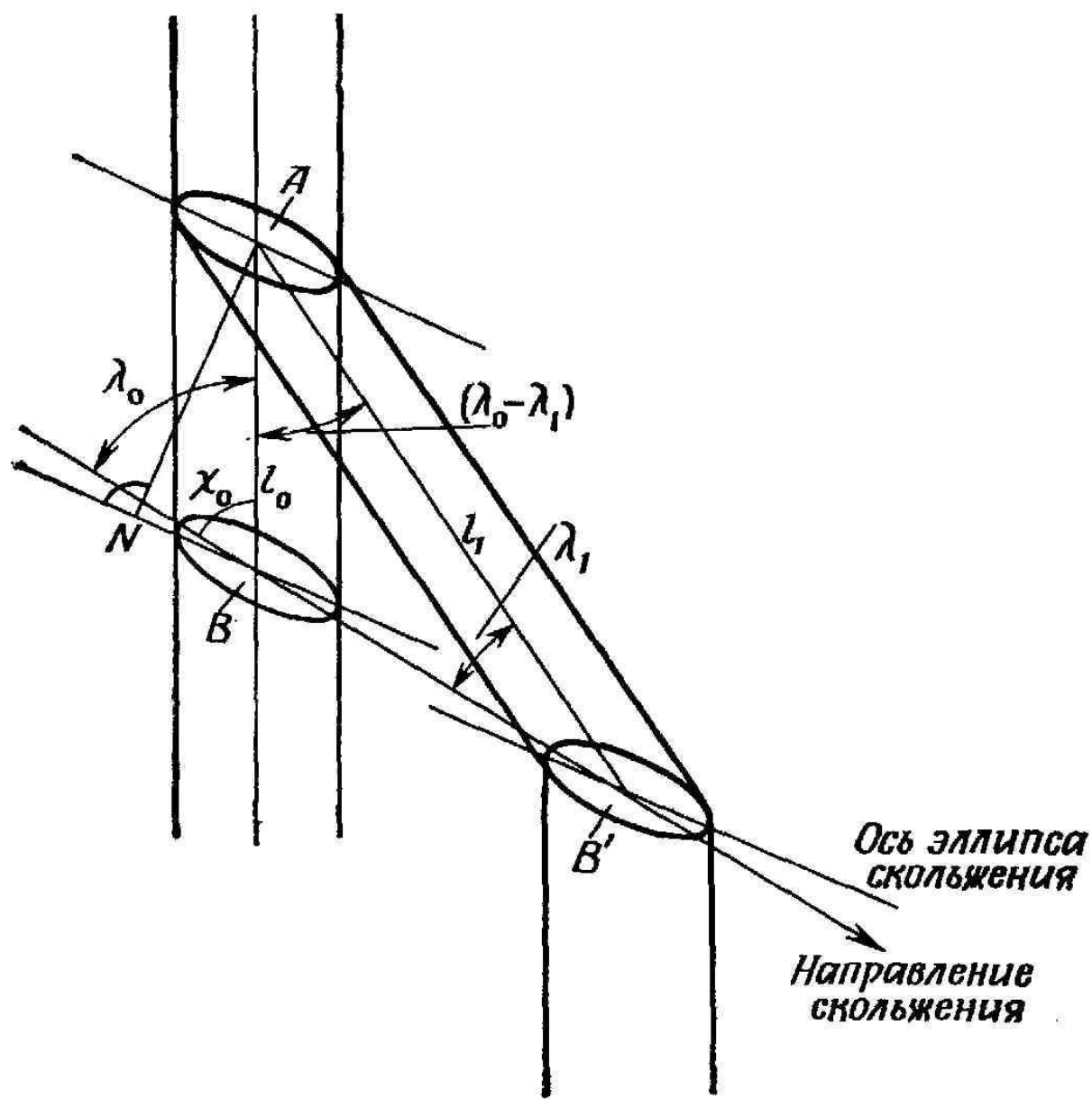
Скорость деформирования также влияет на величину τ_0 , которая возрастает при увеличении скорости. Для кристаллов кадмия, деформированных при комнатной температуре, значения τ_0 изменяются от 20 гс/мм² при скорости деформирования менее 10^{-2} с⁻¹ до 45 гс/мм² при скорости 10^{-1} с⁻¹. Высокие скорости деформирования подавляют зависимую от времени компоненту деформации (ползучесть), которая в противном случае приводила бы к пластической деформации при меньших напряжениях.



Ф и г. 2.13. Температурная зависимость напряжения τ_0 для магния [21].
 1 — Бурке и Хиббард, Конрад и Робертсон; 2 — Шмид и Зибель.

Определение сдвиговой деформации

Подобно напряжению сдвига, сдвиговая деформация является более точной характеристикой материала, чем общее удлинение в процентах; она определяется как относительное смещение двух ближайших соседних плоскостей скольжения. Во время процесса скольжения происходит изменение геометрии образца, в результате которого кристалл, первоначально круглый в поперечном сечении, становится по мере удлинения овальным. Это приводит к повороту направления скольжения в сторону оси растяжения, как это схематически показано на рис. 3.14, где положение решетки сохраняется постоянным, тогда как ось кристалла смещается.



Ф и г. 2.15. К определению сдвиговой деформации.

Если l_0 и l_1 — длина кристалла до деформации и после нее, а λ_0 и λ_1 — углы между осью кристалла и направлением скольжения до и после данной деформации соответственно, то для треугольника ABB' справедливо следующее соотношение:

$$\frac{l_1}{l_0} = \frac{\sin \lambda_0}{\sin \lambda_1}. \quad (3.2)$$

В треугольниках ABN и $AB'N$

$$AN = l_0 \sin \chi_0 = l_1 \sin \chi_1, \quad (3.3)$$

где χ_0 и χ_1 — углы между плоскостью скольжения и осью растяжения до и после деформации.

Из треугольника ABB' имеем

$$BB' = \frac{l_1 [\sin (\lambda_0 - \lambda_1)]}{\sin \lambda_0}.$$

Так как сдвиговая деформация ε равна BB'/AN , можно записать

$$\varepsilon = \frac{l_1}{l_0 \sin \chi_0} \frac{\sin (\lambda_0 - \lambda_1)}{\sin \lambda_0}. \quad (3.4)$$

Используя соотношения (3.2) и (3.3), можно исключить отсюда λ_1 , тогда

$$\varepsilon = \frac{1}{\sin \chi_0} \left(\sqrt{\left(\frac{l_1}{l_0}\right)^2 - \sin^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0 \right). \quad (3.5)$$

Таким образом, если известны первоначальная ориентировка элементов скольжения (χ_0 и λ_0) и величина удлинения, то можно определить сдвиговую деформацию. Если же известны конечные положения элементов скольжения, то ε можно определить по формуле

$$\varepsilon = \frac{\cos \lambda_1}{\sin \chi_1} - \frac{\cos \lambda_0}{\sin \chi_0}. \quad (3.6)$$

Кривые напряжение – деформация металлических кристаллом

Всю кривую напряжение – деформация кристалла лучше всего строить в координатах: приведенное напряжение сдвига – приведенная сдвиговая деформация, которые определены в предыдущих параграфах. Такой способ уменьшает в значительной степени различие кривых, получаемых от кристаллов разной ориентировки. Если кривые напряжение – деформация для ряда металлов построить таким способом (рис. 3.18), то можно установить некоторые различия между гранецентрированными кубическими металлами, с одной стороны, и такими типичными гексагональными металлами, как кадмий, цинк и магний, – с другой. Из рис. 3.15 видно, что во всех случаях приведенное напряжение сдвига увеличивается с ростом деформации. В этом состоит явление *деформационного упрочнения*, или *наклепа*, которое играет главную роль при деформации кристаллов.

Степень упрочнения г.ц.к. металлических кристаллов много больше, чем степень упрочнения гексагональных металлов – кадмия, цинка и магния; однако это различие менее выражено, если сопоставлять металлы с близкими точками плавления, например алюминий и магний. Гексагональные металлы способны претерпевать очень большие сдвиговые деформации, но только в том случае, если кристаллы ориентированы подходящим образом.

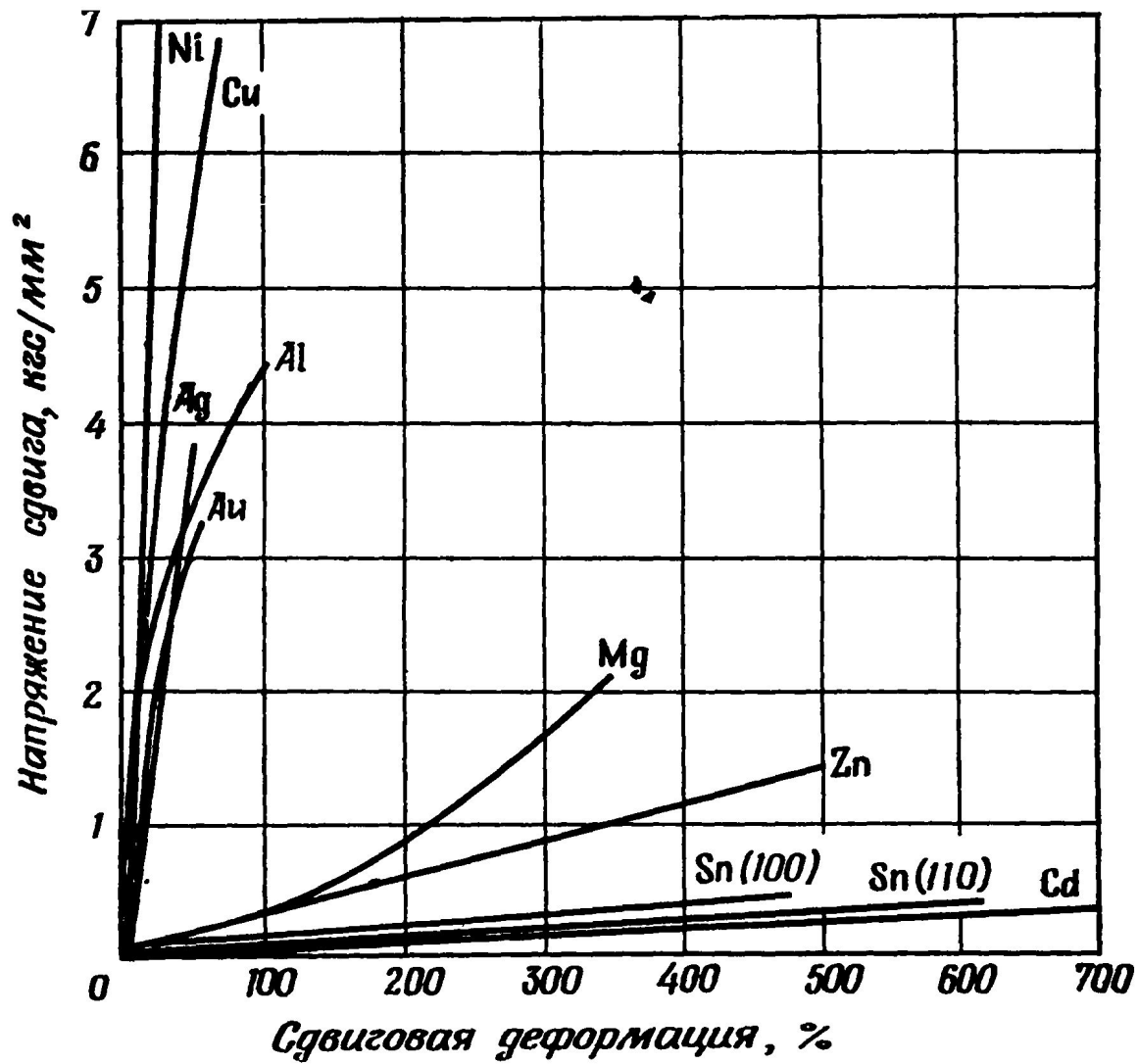
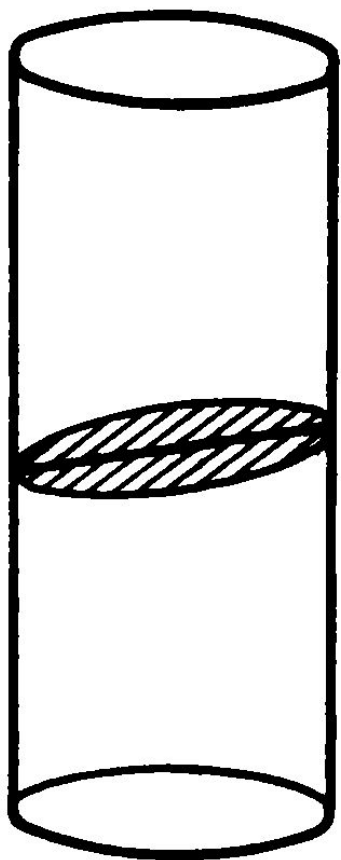


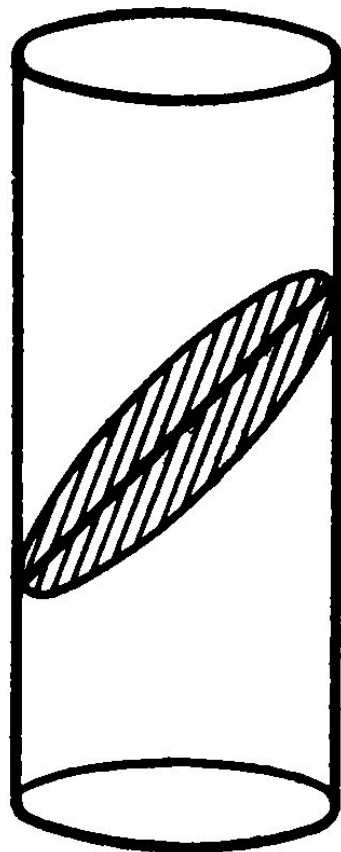
Рис. 3.15. Кривые напряжение сдвига — сдвиговая деформация металлических кристаллов

Гексагональные металлы. Геометрическое рассмотрение

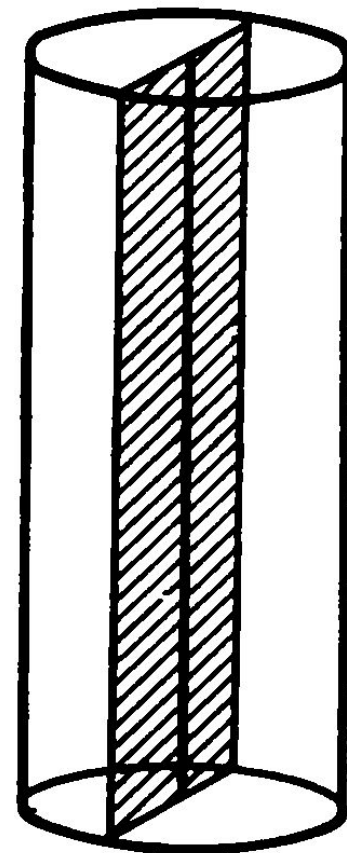
При комнатной температуре гексагональные металлов с плотной упаковкой (ГПУ) деформируются в основном путем скольжения по базисной плоскости, так что на большей части процесса деформации действует только одна система скольжения. Вид кривой напряжение – деформация очень сильно зависит от ориентировки базисной плоскости относительно оси растяжения до деформации, что определяет в значительной степени величину пластической деформации, испытываемой кристаллом до разрушения



a



б



в

Рис. 3.16. Три ориентировки базовой плоскост

Граиецентрированные кубические кристаллы.

Геометрическое рассмотрение

Поведение граиецентрированных кубических кристаллов при деформации отличается от «идеального» поведения гексагональных металлов цинка и кадмия, так как в первых имеется гораздо больший выбор возможных систем скольжения и раньше или позже в пластическую деформацию помимо первичной включаются и другие системы скольжения.

Система, по которой начинается деформация, называется *первичной*; это всегда такая система, для которой приведенное напряжение сдвига наибольшее. Если ориентировка кристалла известна, то значения углов χ_0 и λ_0 для всех двенадцати возможных систем скольжения можно измерить по стереографической проекции и, таким образом, рассчитать фактор Шмида $\sin \chi \cos \lambda$. *Действующая система скольжения имеет наибольший фактор Шмида. Поэтому выбор системы скольжения зависит от ориентировки кристалла относительно оси приложенного напряжения.*⁵⁹

В кристалле подвергаемом растяжению, плоскость скольжения поворачивается таким образом, что направление скольжения приближается к оси растяжения. Чем больше возможный поворот плоскости скольжения, тем больше будет результирующая пластическая деформация. Очевидно, что кристалл, ориентированный так, как показано на рис. 3.16, а, будет давать наибольшую пластическую деформацию, тогда как кристалл с ориентировкой, показанной на рис. 3.16, в, совершенно не способен к скольжению по базисной плоскости; в случае ориентировки, соответствующей рис. 3.16, б, приведенное напряжение сдвига максимально, а сдвиговая деформация имеет умеренную величину.

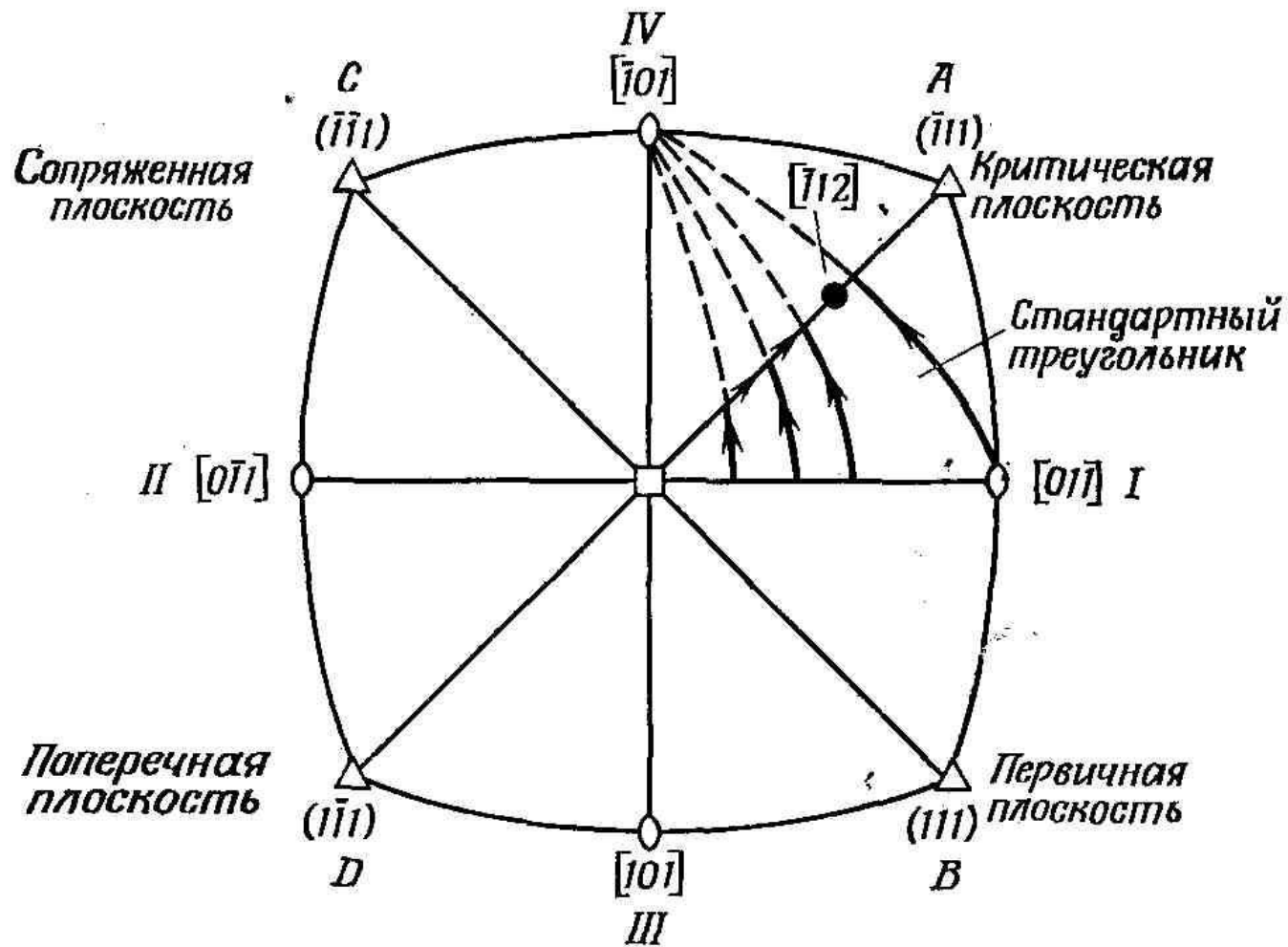


Рис. 3.17. Поворот оси кристаллов при скольжении; действие вторичных систем скольжения.

Имеется четыре полюса (111), обозначенные буквами *A*, *B*, *C*, *D* и соответствующие выходам нормалей к октаэдрическим плоскостям скольжения, и шесть направлений скольжения от I до VI. Если взять обычный стандартный треугольник *WAI*, то видно, что в пределах его границ действует система *BIV*; это означает, что при деформации растяжения, когда ось растяжения лежит в данном треугольнике, плоскостью скольжения является плоскость *B*, а направлением скольжения – направление *IV*.

Стереографическая проекция позволяет проследить за поворотом кристалла, происходящим во время деформации. При испытаниях на растяжение имеется тенденция к повороту направления скольжения к оси растяжения; однако при рассмотрении проекции можно считать, что ось растяжения поворачивается к направлению скольжения *IV*.

Как показано на рис. 3.8 и 3.17, система $(-111) [011]$ является сопряженной системой скольжения, а $(111) [-101]$ – первичной системой. Двойное скольжение служит причиной дальнейшего движения оси образца вдоль границы $[001] - [-111]$ треугольника по направлению к полюсу $[-112]$, который находится на середине расстояния между двумя действующими направлениями скольжения $[-101]$ и $[011]$ и лежит на большом круге, соединяющем эти полюса. Когда ось растяжения достигает этой ориентировки, она сохраняется в таком положении до образования на образце локализованной шейки и происходящего затем разрушения.

Таким образом, наступление двойного скольжения вследствие прекращения поворота оси кристалла к направлению скольжения приводит в конечном итоге к значительно меньшему растяжению кубических кристаллов по сравнению с гексагональными, для которых при повороте ось достигает положений, лежащих в пределах нескольких градусов от направления скольжения при скольжении только по одной системе. Для кубических кристаллов сдвиговая деформация редко достигает величины 100%, что резко отличается от поведения кристаллов цинка, кадмия и магния.

Кристаллы с осями, лежащими на границах треугольника, составляют особую группу, поскольку критические напряжения сдвига у них одинаковы более чем для одной системы скольжения; поэтому пластическая деформация начинается не по одной плоскости скольжения. На рис. 3.18 приведены данные о числе ожидаемых действующих систем скольжения..

Наиболее сложным случаем является ориентировка [001], для которой одинаково благоприятны не менее чем четыре системы скольжения; хотя, как следует из рис. 3.8, ориентировка в центре проекции указывает на действие восьми систем скольжения, это отвечает четырём плоскостям с двумя направлениями скольжения в каждой. из которых одновременно может использоваться только одно. Множественное скольжение, происходящее в кристалле алюминия, ориентированном для растяжения вдоль кубической оси, показано на рис. 3.19.



Рис. 3.18. Действующие системы скольжения при особых ориентировках

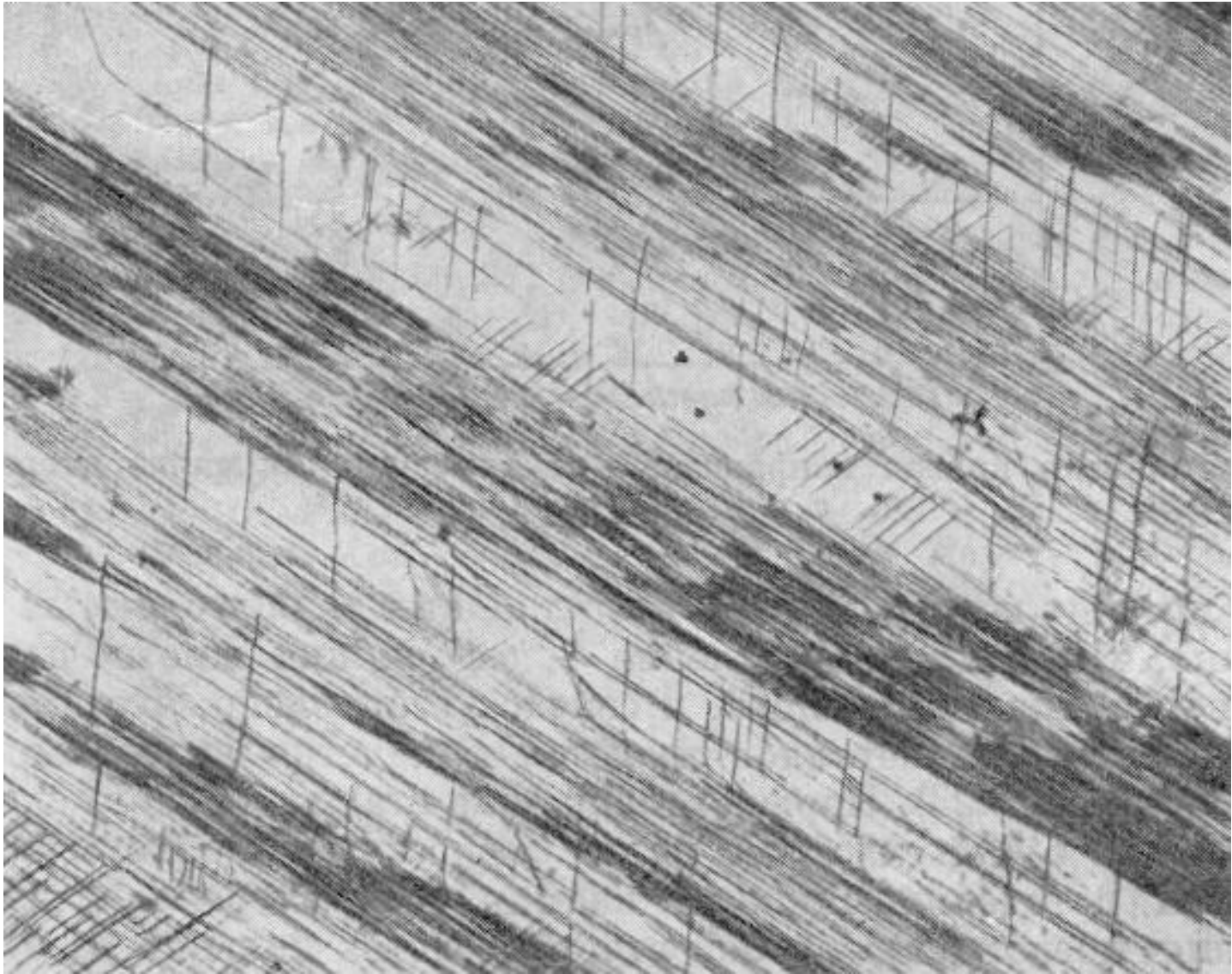


Рис. 3.19. Множественное скольжение в кристалле алюминия (X100).

. Кривые напряжение-деформация гранцентрированных кубических кристаллов

Первоначально было показано, что кривые напряжение сдвига – сдвиговая деформация для гранцентрированных кубических металлов, в частности алюминия, имеют приблизительно параболический вид, определяемый соотношением

$$\tau = k\varepsilon^{1/2},$$

где τ – напряжение сдвига и ε – сдвиговая деформация.

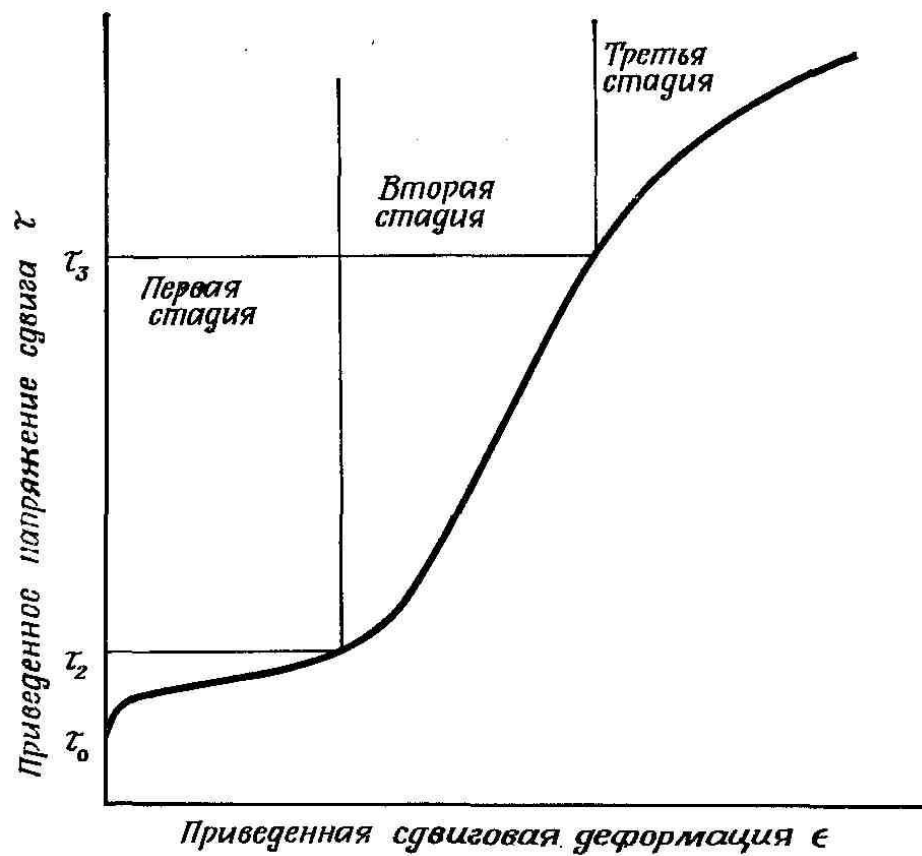
При деформации кристаллов г. ц. к. металлов имеются три четко выраженные стадии упрочнения (рис. 3.20).

Первая стадия, или стадия «легкого скольжения», представляет собой участок с малой скоростью линейного упрочнения, напоминающий поведение цинка и кадмия при умеренной деформации. Вторая стадия представляет собой второй участок линейного упрочнения, скорость которого значительно больше, чем на первой стадии.

Вторая стадия часто прекращается из-за раннего наступления третьей стадии, которая отвечает периоду уменьшения скорости упрочнения; для алюминия при комнатной температуре третья стадия является преобладающей и, вероятно, приближается к параболической кривой упрочнения.

Показано, что поведение чистых металлических кристаллов при деформации невозможно представить единой кривой напряжение — деформация. Для различных металлов относительная доля трех стадий упрочнения изменяется, и даже для одного металла наблюдаются существенные изменения, которые необходимо учитывать.

Хотя различные стадии упрочнения обусловлены структурными изменениями в металле во время деформации, корреляция между наступлением той или другой стадии и смещением оси растяжения к границе $[001]$ — $[111]$ стереографического треугольника отсутствует. Когда начинается двойное скольжение, очевидных изменений на кривых напряжение — деформация не наблюдается. Однако при выборе «симметричной» ориентации, например $[001]$, деформационное упрочнение кристаллов с самого начала идет значительно быстрее, чем для тех, у которых оси растяжения находятся в середине стандартного треугольника.



Ф и г. 2.23. Типичная кривая напряжение — деформация кристалла чистого металла с г. ц. к. решеткой.

ДЕФОРМАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

1. Деформация кристаллов с гранецентрированной кубической решеткой

Кривые напряжение — деформация для монокристаллов невозможно охарактеризовать одной типичной кривой или одним параметром упрочнения, а необходимо исследовать все факторы, которые изменяют поведение кристаллов при упрочнении. Наиболее важными из этих факторов являются:

- конкретный металл,
- степень его чистоты,
- ориентировка кристалла,
- температура деформации,
- размеры и форма кристалла,
- условия на поверхности.

1. Первая стадия упрочнения

Эта стадия характеризуется малым линейным упрочнением; иногда она может отсутствовать, а в других случаях обеспечивает более 40% сдвиговой деформации. Как явление, имеющее общий характер

Металл и степень его чистоты. Существование первой стадии упрочнения четко установлено на кристаллах алюминия, меди, золота, серебра и никеля; однако при аналогичных условиях испытания протяженность первой стадии для этих металлов не одинакова.

Так, например, первая стадия для кристаллов алюминия при комнатной температуре продолжается до 4–5% сдвиговой деформации, тогда как для кристаллов меди деформация на этой стадии может превышать 20%. Такое различие нельзя отнести за счет разницы в степени чистоты металлов. Примеси могут заметно влиять на протяженность первой стадии, но при этом существенное значение имеет характер распределения в кристалле. В общем случае, когда примеси образуют вторую фазу даже при малой их концентрации, они приводят к сокращению или полному исчезновению первой стадии упрочнения.

Для не очень чистого алюминия, на котором проводились первые эксперименты с монокристаллами, первой стадии не существовало, поскольку находившиеся в нем примеси (прежде всего кремний и железо) образовывали дисперсные выделения других фаз. Эти малые включения вызывают локализованное скольжение по другим, отличным от первичной, системам скольжения, благодаря чему устраняется первая стадия упрочнения. Указанный эффект проиллюстрирован на рис. 4.1, где приведены кривые напряжение — деформация для двух кристаллов алюминия разной чистоты, но одинаковой ориентировки.

Сходный эффект увеличения протяженности первой стадии кривой упрочнения еще сильнее выражен для монокристаллов более концентрированных твердых растворов, для которых подобный характер упрочнения может быть преобладающим на всей кривой напряжение — деформация. Рис.4.2.

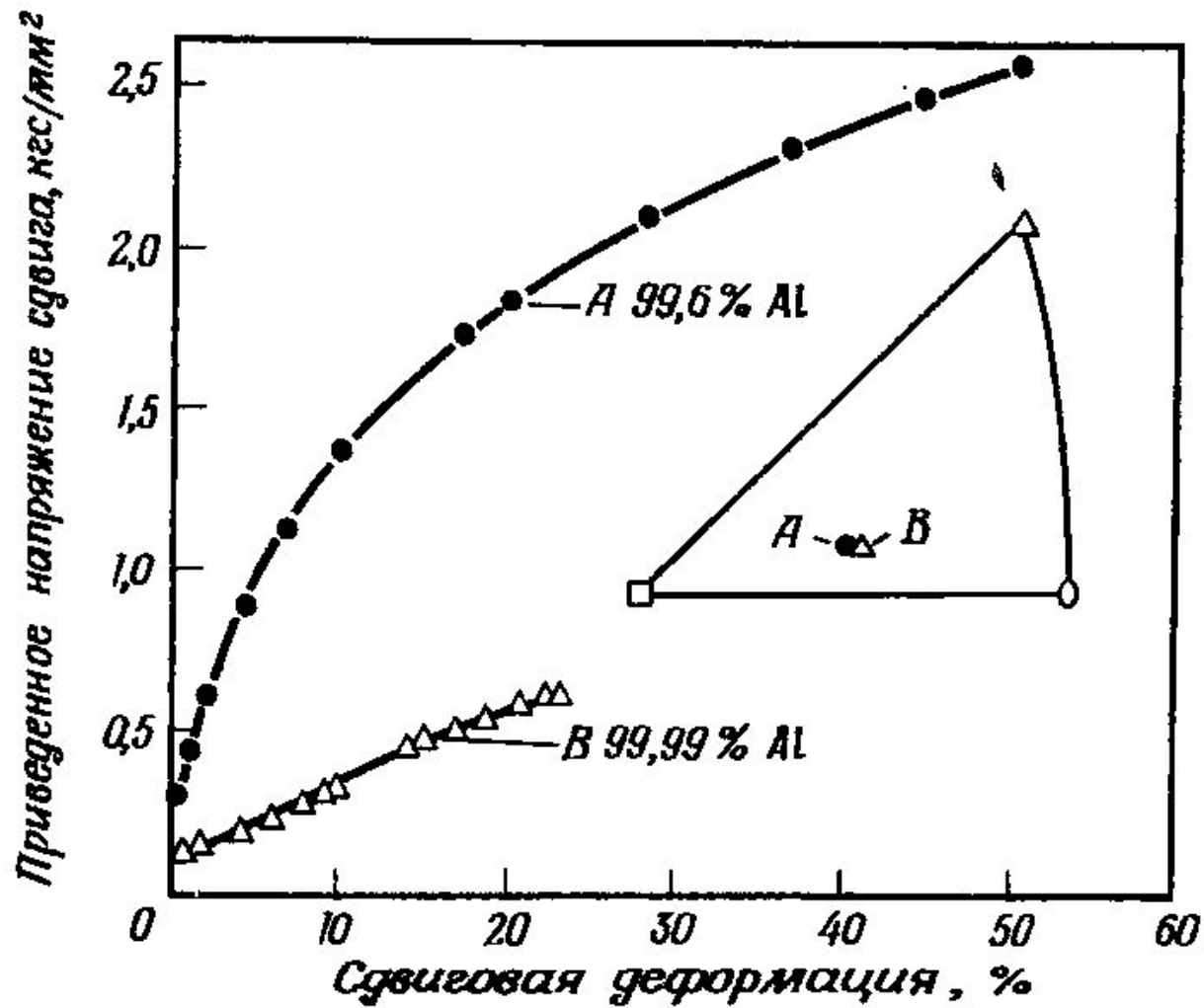
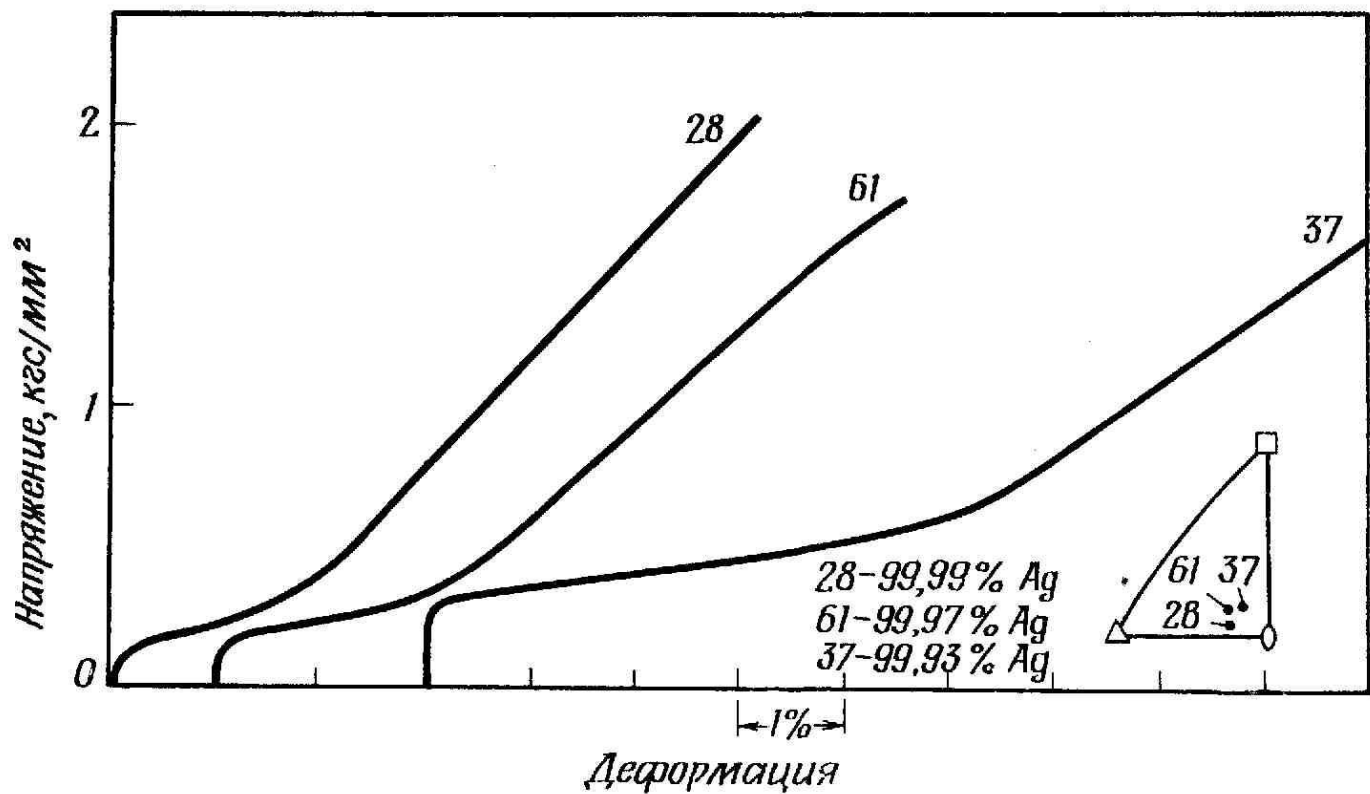
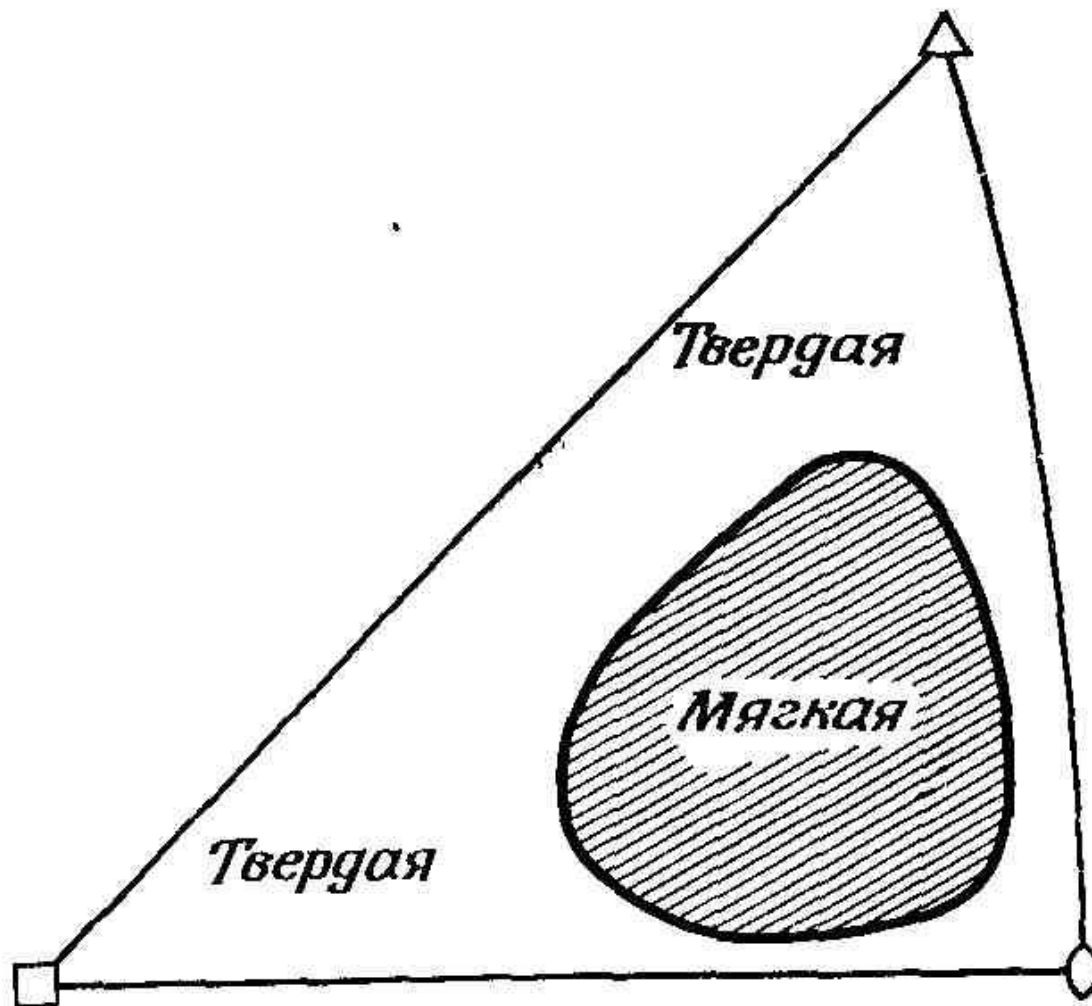


Рис. 4.1. Влияние степени чистоты монокристаллов алюминия на вид кривых напряжение сдвига – сдвиговая деформация.



4.2. Влияние растворенных примесей на кривые напряжение — деформация кристаллов серебра [11].

Ориентировка кристалла. Для кристаллов различных ориентировок как протяженность первой стадии, так и скорость упрочнения на ней изменяются в широких пределах. Предельное различие в поведении кристаллов проявляется при «мягкой» и «твердой» ориентировках. В первом случае ориентировка кристаллов отвечает заштрихованной области стереографического треугольника (рис. 4.3), находящейся далеко от сторон треугольника, в особенности от стороны $[001]$ – $[-111]$, которой во время деформации приближается ось растяжения. Таким образом, к «мягким» кристаллам относятся кристаллы, наименее подходящие для возбуждения скольжения по сопряженной системе, которая имеет в «мягкой» области треугольника небольшие приведенные напряжения сдвига. Различие между «мягкими» и «твердыми» кристаллами заключается в степени вероятности протекания скольжения по другим системам, даже если кристаллы не достаточно точно ориентированы для осуществления множественного скольжения.



Ф и г. 4.3. Области «мягкой» и «твердой» ориентировок на стереографическом треугольнике.

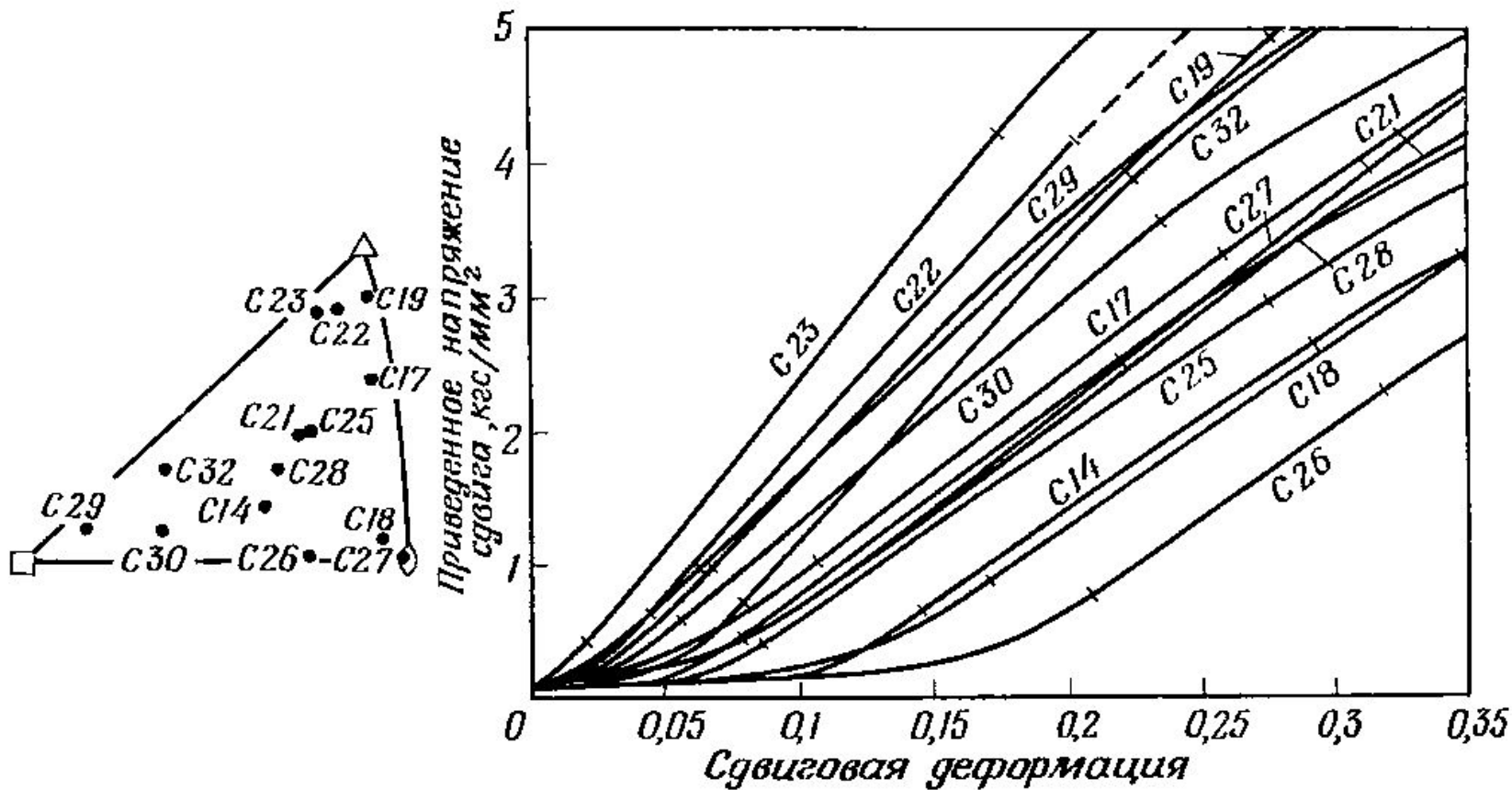


Рис. 4.4. Кривые приведенное напряжение сдвига – сдвиговая Деформация кристаллов меди для разных ориентировок.

Детально исследована скорость упрочнения на первой стадии в зависимости от ориентировки для кристаллов меди. Коэффициент θ_1 (отношение $d\tau/d\varepsilon$ на первой стадии) увеличивается в соответствии с тем, как уменьшается протяженность этой стадии; максимальные значения θ_1 получаются для ориентировок вблизи $[-111]$ и $[001]$, а минимальные – вблизи $[011]$ (рис. 4.5).

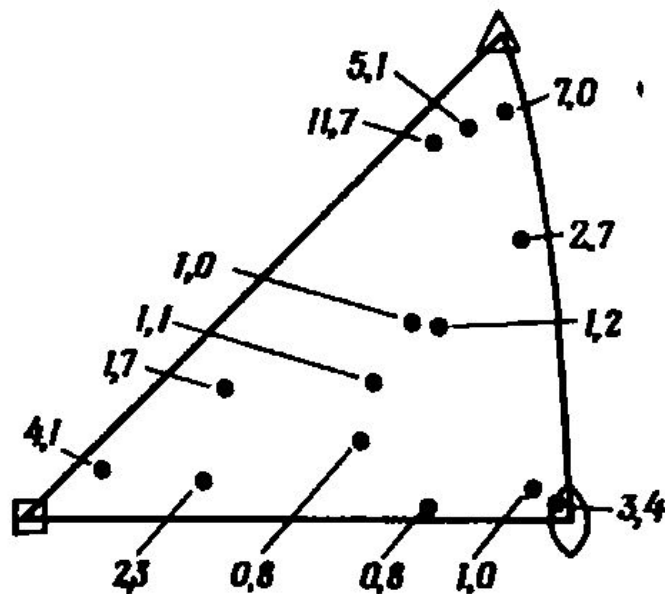


Рис. 4.5. Коэффициенты упрочнения кристаллов меди чистоты 99,98% (в кгс/мм²) на первой стадии для разных ориентировок⁸¹

Протяженность первой стадии упрочнения определяется, очевидно, возможной степенью поворота оси кристалла во время испытаний на растяжение. Однако конец первой стадии не отвечает совпадению оси растяжения с симметричной границей $[001] - [-111]$ на стереографическом треугольнике, поскольку еще до достижения этой точки вступают в действие другие системы, ограничивающие скольжение по первичной системе, что существенно изменяет скорость упрочнения. Если предотвратить поворот оси образца во время скольжения, то в результате можно получить значительно более протяженную первую стадию упрочнения.

Это достигается двумя путями:

1. Испытаниями на сдвиг без наличия растягивающей или сжимающей компонент.
2. Деформацией с чередованием растяжения и сжатия (усталостное нагружение с большой степенью деформации).

Температура. В большинстве случаев при понижении температуры деформации протяженность первой стадии упрочнения возрастает. Изменение связано с повышением критического напряжения сдвига для скольжения и поэтому действует в том же направлении, что и увеличение количества примесей в твердом растворе. Когда критическое напряжение сдвига τ_0 повышается на первичной системе скольжения, оно увеличивается также и на различных вторичных системах. Таким образом, в предположении, что $dt/d\varepsilon$ не изменяется, требуются большие степени деформации, прежде чем будут достигнуты эти новые значения критических напряжений сдвига и первая стадия упрочнения закончится.

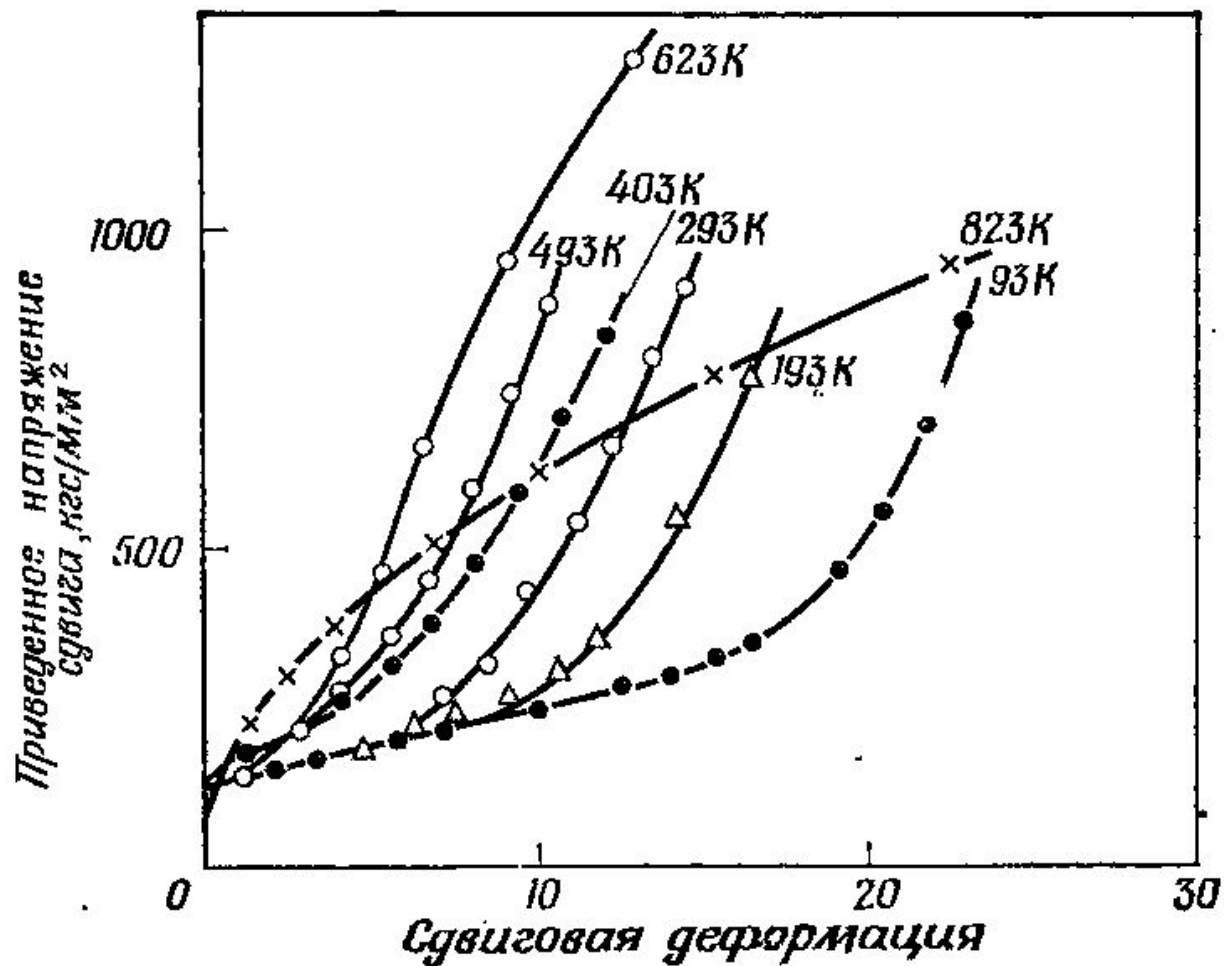


Рис. 4.6. Влияние температуры на вид кривых приведенное напряжение сдвига – сдвиговая деформация одинаково ориентированных кристаллов меди

Размеры и форма кристалла. Имеется много данных, указывающих свойствах кристаллов одного металла близкой ориентировки и степени чистоты можно объяснить только изменениями размера и формы образца. Размерный эффект достаточно подробно изучили Сунуки и др. на кристаллах меди чистоты 99.98% очень близкой ориентировки, но с радиусом сечения, изменяющимся от 0.1 до 0.89 мм.

Типичные результаты подобных исследований показаны на рис. 4.7 где видно, что стадия легкого скольжения для кристалла с радиусом сечения 0,89 мм простирается до деформации 16%, а для кристалла с радиусом 0,105 мм превышает 40%. В общем случае коэффициент θ_i при изменении размера кристалла не изменяется. Имеются данные, подтверждающие, что низкая скорость упрочнения на первой стадии обусловлена далий длиной пробега дислокаций при скольжении, вследствие чего большая их часть, достигая поверхности, выходит из кристалла и исчезает, а не задерживается в его объеме.

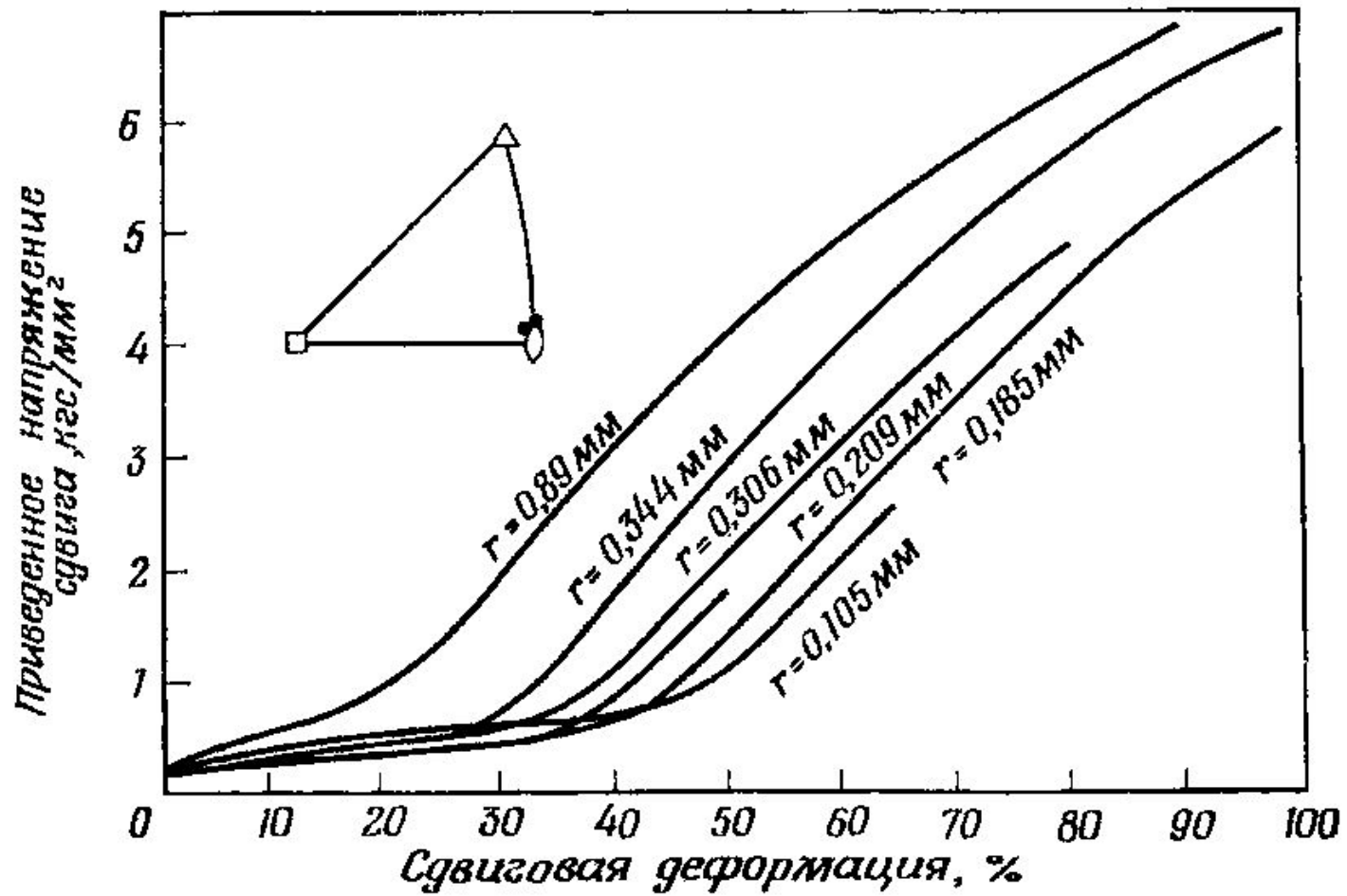


Рис. 4.7. Влияние величины образца на протяженность первой стадии упрочнения кристаллов меди.

Форма кристалла может оказывать значительное влияние на процесс деформации. Например, в алюминиевых кристаллах прямоугольного сечения первой действующей системой скольжения не обязательно является система с небольшими приведенными напряжениями сдвига, а может быть та система, для которой путь пробега дислокаций сквозь кристалл является наименьшим. Недавно Мак-Киннон. показа, что из двух одинаково ориентированных кристаллов алюминия разного сечения, первый из которых имеет короткий, а второй – длинный путь пробега дислокаций по первичной плоскости скольжения, для первого кристалла стадия легкого скольжения длиннее.

Условия на поверхности. Кристаллы серебра характеризуются значительно меньшей протяженностью стадии легкого скольжения, когда их поверхность покрыта тонкой пленкой окисла. Много экспериментов, иллюстрирующих подобную роль окисной пленки, было проведено на цинке и кадмии – металлах с гексагональной структурой. При нанесении на поверхность медных кристаллов тонкого металлического слоя первая стадия упрочнения также сокращается или устраняется. Подобные эксперименты на кристаллах меди, выполненные, показывают, что в случае «мягких» кристаллов электролитически осажденный слой серебра толщиной $4 \cdot 10^{-4}$ см сокращает протяженность первой стадии. Последующий отжиг, приводящий к диффузии серебра в медь, весьма существенно увеличивает область легкого скольжения, что согласуется с описанными выше данными для твердых растворов.

Тот факт, что на этот процесс может влиять длина пути скольжения или состояние поверхности, показывает, что дислокации в кристаллах пробегают относительно большие расстояния без встречи с препятствиями. Высокая плотность внутренних препятствий (например, скольжение по другим системам) должна приводить к увеличению скорости упрочнения, как, например, в случае кристаллов с симметричной ориентировкой. С другой стороны, малая плотность препятствий означает, что поверхность играет значительную роль как макроскопический барьер, особенно в том случае, если окисная пленка препятствует полному уходу дислокаций из кристалла.

Микроструктура на первой стадии

Для обычных исходных кристаллов меди типичное значение плотности дислокаций составляет около 10^6 см^{-2} . но она может быть снижена до 10^4 см^{-2} путем термоциклического отжига. К моменту достижения напряжений на уровне микроскопического предела текучести до **75%** всех существовавших в исходном кристалле дислокаций уже сдвинулись из первоначального положения, приводя к микротечению, т. е. к малой пластической деформации ниже напряжений макроскопического течения, и, таким образом, начало первой стадии деформации для всех кристаллов происходит при плотности дислокаций не ниже чем 10^8 см^{-2} . На первой стадии возникают длинные тонкие линии скольжения, которые равномерно покрывают поверхность кристаллов (рис. 4.8), но с приближением к концу области легкого скольжения можно, хотя и не совсем четко, различить следы скольжения по другим системам. Вторичное скольжение более развито во внутренних областях деформированного α_0 кристалла.

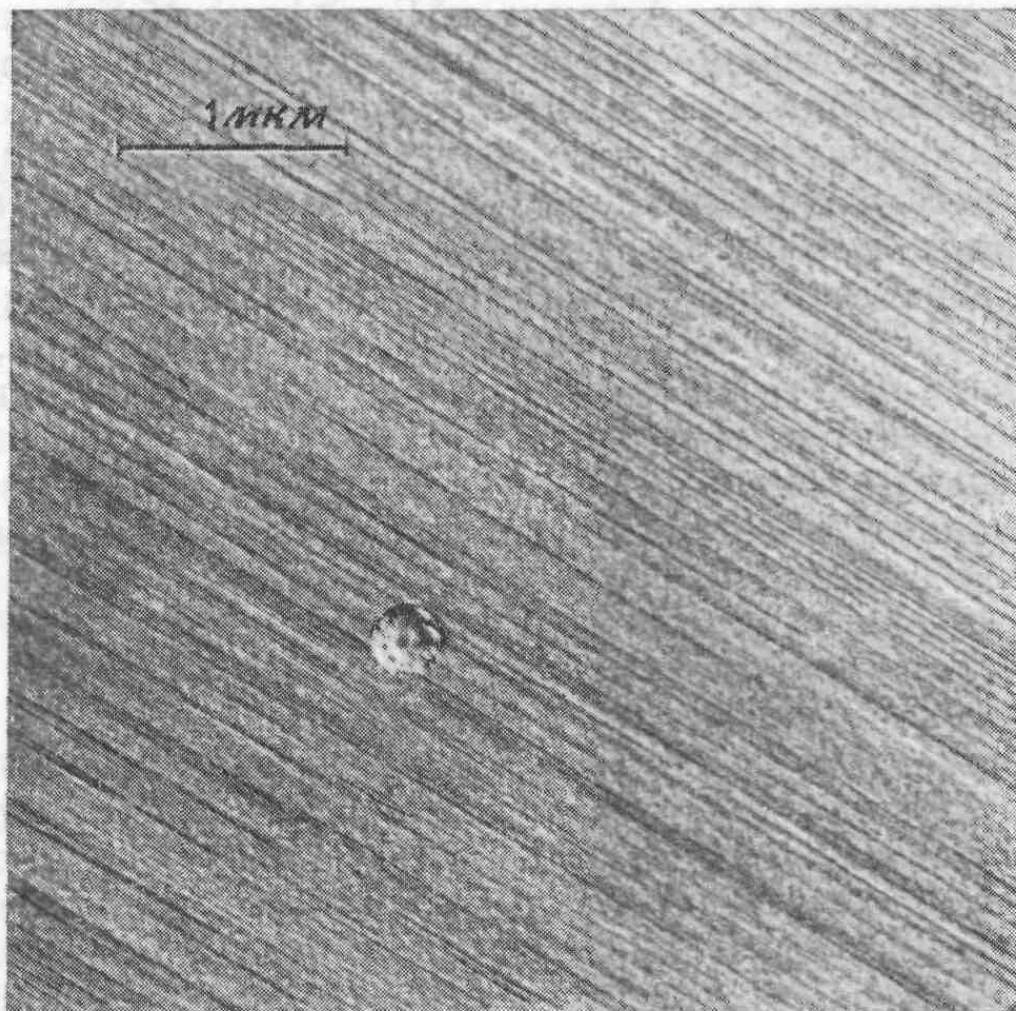


Рис. 4.8. Линии скольжения на первой стадии деформации кристаллов меди¹ (электронная микрофотография, реплика).

В то время как на поверхности можно было видеть только первичную систему скольжения, внутри кристалла выявлялись по меньшей мере три системы. Другое доказательство скольжения по вторичным системам дает изучение неоднородностей такого типа, как, например, полосы сброса и полосы вторичного скольжения, которые развиваются даже на первой стадии деформации; оба типа полос являются областями, имеющими преимущественные условия для протекания скольжения по вторичным системам.

Дислокации скапливаются у субграниц на первичных плоскостях скольжения. На ранней стадии имеется также существенное увеличение количества дислокаций на плоскости поперечного скольжения. Типичное распределение ямок травления для кристалла меди после удлинения на 1,5% показано на рис. 4.9. На этой стадии средняя длина пробега L , рассчитанная из соотношения $\epsilon = NbL$, где N – плотность дислокаций в $1/\text{см}^2$, равна 1 – 2 мм.



Рис. 4.9. Ямки травления на поверхности кристалла меди, деформированного на 1,5% растяжением (X140)

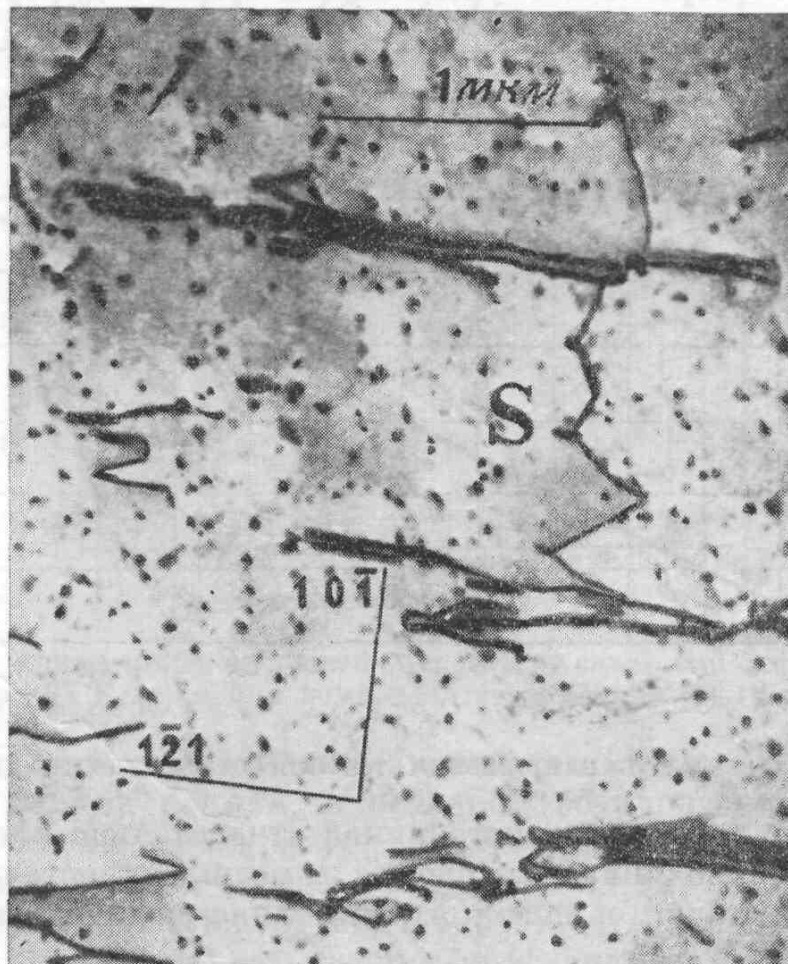


Рис. 4.10. Тонкий срез параллельно первичной плоскости скольжения кристалла меди, деформированного на первой стадии (электронная микрофотография).

. Плотность дислокаций

Все методы выявления дислокации в металлах показывают, что плотность дислокаций возрастает с увеличением степени деформации. На величину критического

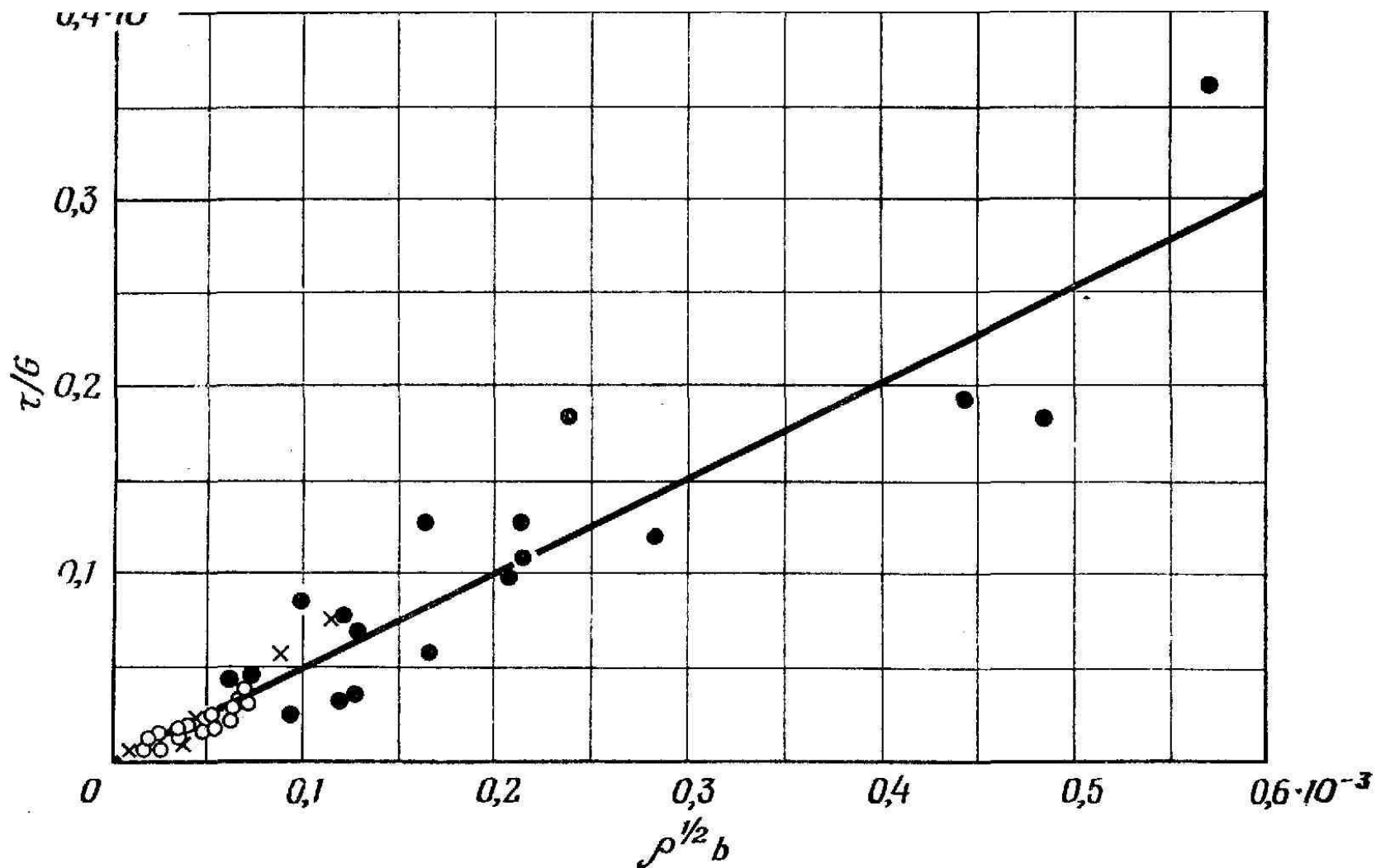
$$\rho = 2,8 \cdot 10^8 \varepsilon. \quad (4.2)$$

$$\tau = \frac{1}{2} G b \rho^{1/2},$$

где ρ – плотность дислокаций, τ – напряжение течения и G – модуль сдвига.

На рис. 4.11 приведена зависимость τ/G от $\rho^{1/2}$; взаимосвязь этих величин можно достаточно точно представить прямой линией с наклоном 0.5. Имеется прямая пропорциональность между плотностью дислокаций ρ и сдвиговой деформацией ε :

$$\tau = \frac{1}{2} G b \rho^{1/2} ,$$



Ф и г. 4.11. Зависимость напряжения течения от плотности дислокаций

Вторая стадии упрочнения

Коэффициент упрочнения на этой стадии θ_{II} примерно в десять раз больше θ_I . Значительно большее упрочнение металлов с гранецентрированной кубической структурой по сравнению с кристаллами гексагональных металлов, таких, как цинк и кадмий, в основном обусловлено второй стадией упрочнения. При низких температурах вторая стадия упрочнения преобладает на кривой напряжение — деформация и поэтому представляет существенно важное явление. Следует подчеркнуть, что вторая стадия обычно начинается тогда, когда ось растяжения кристалла находится еще внутри стереографического треугольника, достаточно далеко от его сторон: наступление второй стадии не совпадает с началом двойного скольжения по достижении границы $[001] — [-111]$ треугольника.

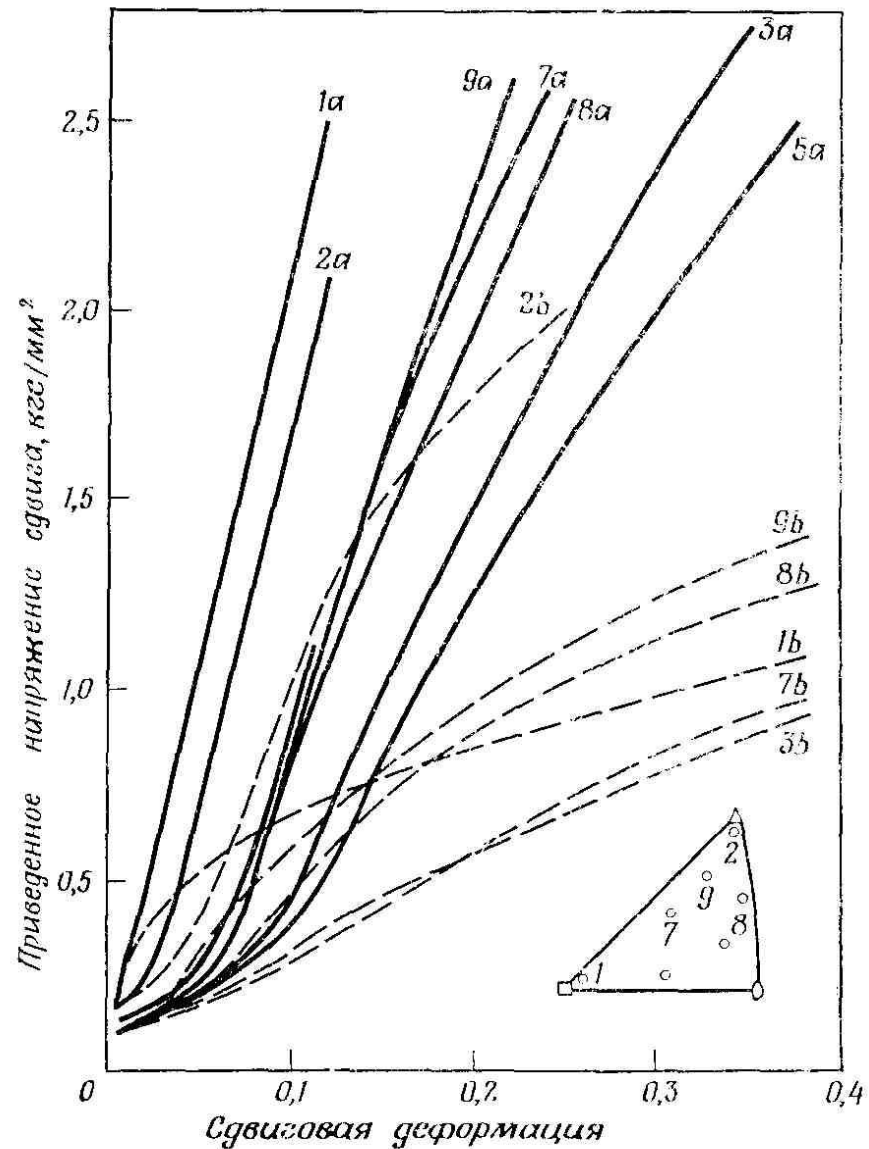


Рис. 4.12. Кривые приведенное напряжение сдвига – сдвиговая деформация кристаллов алюминия при 77 К (а) и при комнатной температуре (б).

Металл. В алюминии при комнатной температуре не существует хорошо выраженной второй стадии упрочнения, и первая стадия сливается с третьей (рис. 4.12). Напротив, кристаллы меди при комнатной температуре имеют четко выраженную вторую стадию (рис. 4.4), поскольку в противоположность алюминию переход к третьей стадии происходит только при высоком уровне напряжений. Для алюминия вторая стадия упрочнения хорошо изучена при 77 К, когда третья стадия значительно уменьшена (рис. 4.12).

Ориентировка. Имеется определенная ориентационная зависимость коэффициента упрочнения на второй стадии, но она не столь ярко выражена.

Однако ориентационная зависимость сохраняет и для кристаллов с осью растяжения, близкой к углу $[011]$ стереографического треугольника, коэффициент упрочнения на второй стадии меньше, чем для кристаллов, ориентированных вблизи симметричной границы $[001] - [-111]$ Это отчетливо видно на рис. 4.4 для кристаллов меди, деформируемых при комнатной температуре, но такое поведение типично также для других металлов, таких, как серебро, никель, а при подходящей температуре (например, 77 К) и для алюминия

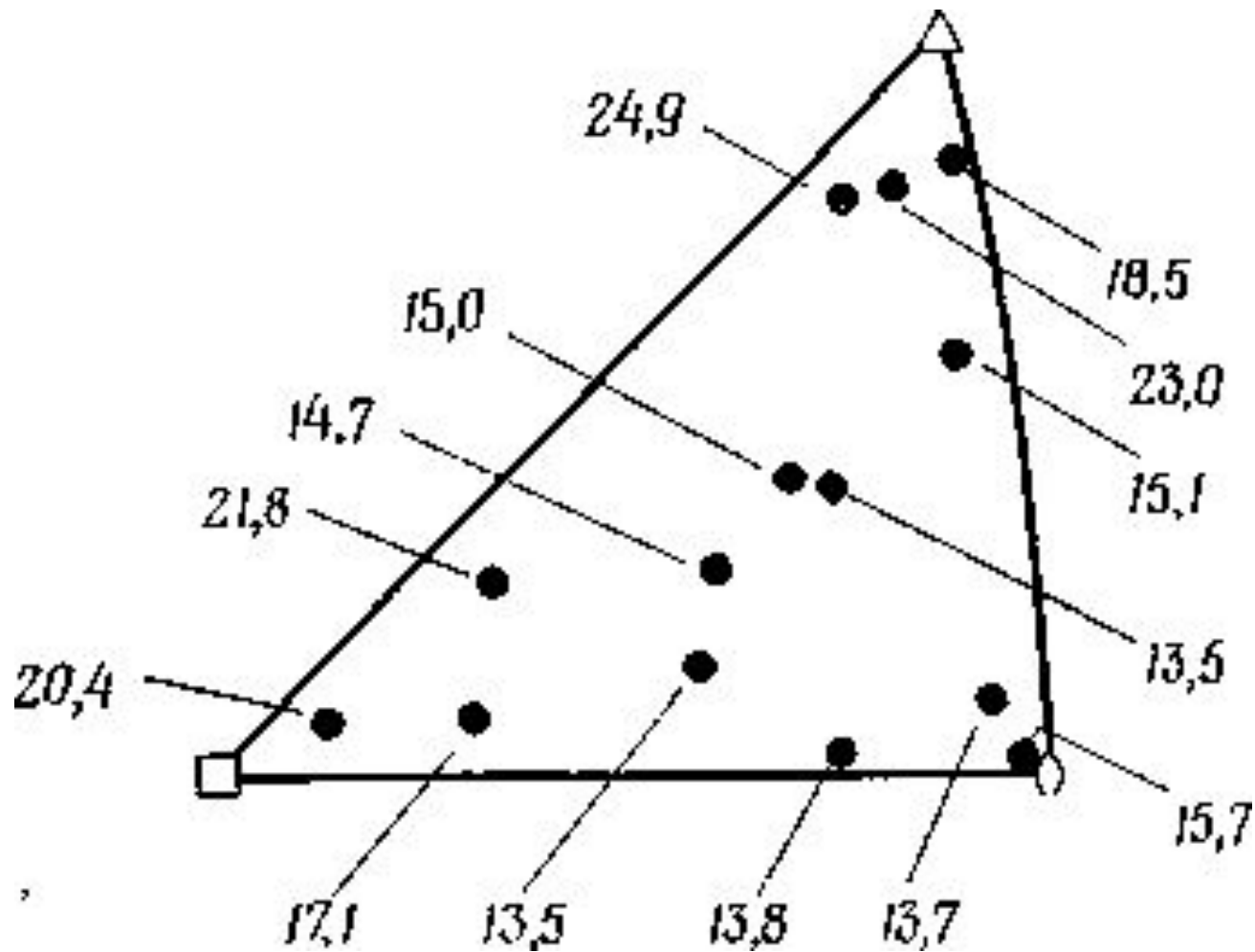


Рис. 4.13. Коэффициенты упрочнения (в кг/мм^2) кристаллов меди различной ориентировки на второй стадии

Температура. Температура оказывает значительное влияние на протяженность второй стадии упрочнения, но коэффициент упрочнения при других постоянных факторах нечувствителен к температуре (рис. 4.6). Переход от второй к третьей стадии связан с тем более высокими напряжениями, чем ниже температура, пока при очень низких температурах вторая стадия не становится преобладающей на большей части кривой: напряжение – деформация. И наоборот, повышение температуры делает третью стадию все более четко выраженной, вплоть до того, что вторая стадия полностью устраняется и кривая упрочнения по существу состоит из одной третьей стадии.

Размеры, форма кристалла и условия на поверхности.

Было отмечено некоторое влияние размеров и формы кристалла на кривые напряжение – деформация на второй стадии, но эти эффекты малы по сравнению с теми, которые наблюдаются на первой стадии. Установлено на меди, что для «мягких» кристаллов, т. е. с ориентировкой вблизи [011] или центра треугольника, размерного эффекта нет. Однако вблизи [001] существует определенное влияние размера кристалла: малые кристаллы упрочняются быстрее, чем большие. С другой стороны, Показано, что кристаллы алюминия с большим путем скольжения упрочняются легче, чем кристаллы с малым путем скольжения.

Роль поверхностных пленок или электролитически осажденных слоев на второй стадии упрочнения также значительно меньше, чем на первой стадии; при испытании медных кристаллов не было обнаружено влияния электролитически осажденного слоя серебра на коэффициент θ_{II} , но после отжига, обусловившего протекание диффузии, коэффициент θ_{II} заметно уменьшился.

Микроструктура на второй стадии. Во время второй стадии картина линий скольжения сильно зависит от ориентировки кристалла, особенно если ось растяжения находится близко к симметричной границе стереографического треугольника, когда в дополнение к скольжению по первичной плоскости наблюдается скольжение по одной или большему числу вторичных плоскостей скольжения. Такие кристаллы всегда имеют более высокую скорость упрочнения, чем более «мягкие» кристаллы с осью растяжения вблизи угла [011] стандартного треугольника.

С помощью электронной микроскопии было показано, что длина линий скольжения обратно пропорциональна сдвиговой деформации на второй стадии:

$$L_s = \frac{\Lambda}{\varepsilon - \varepsilon'}, \quad (4.2)$$

Где L_s – длина линии скольжения на поверхности кристалла, на которую выходят *краевые* дислокации (т. е. L_s связана с длиной скольжения *винтовых* дислокаций), Λ – константа, ε – полная деформация и ε' – деформация в конце первой стадии упрочнения.

Эти результаты показывают, что высота линии скольжения, рассчитанная из деформации и L_s , почти постоянна и не зависит от деформации.

На второй стадии продолжается формирование дислокационной ячеистой структуры. В то время как на отдельных микрофотографиях структура может очень сильно различаться, просмотр большого числа участков вдоль действующей плоскости скольжения показывает, что имеются области, свободные от дислокаций, окруженные дислокационными сгущениями, располагающимися преимущественно вдоль направлений типа $[110]$ (рис. 4.14).

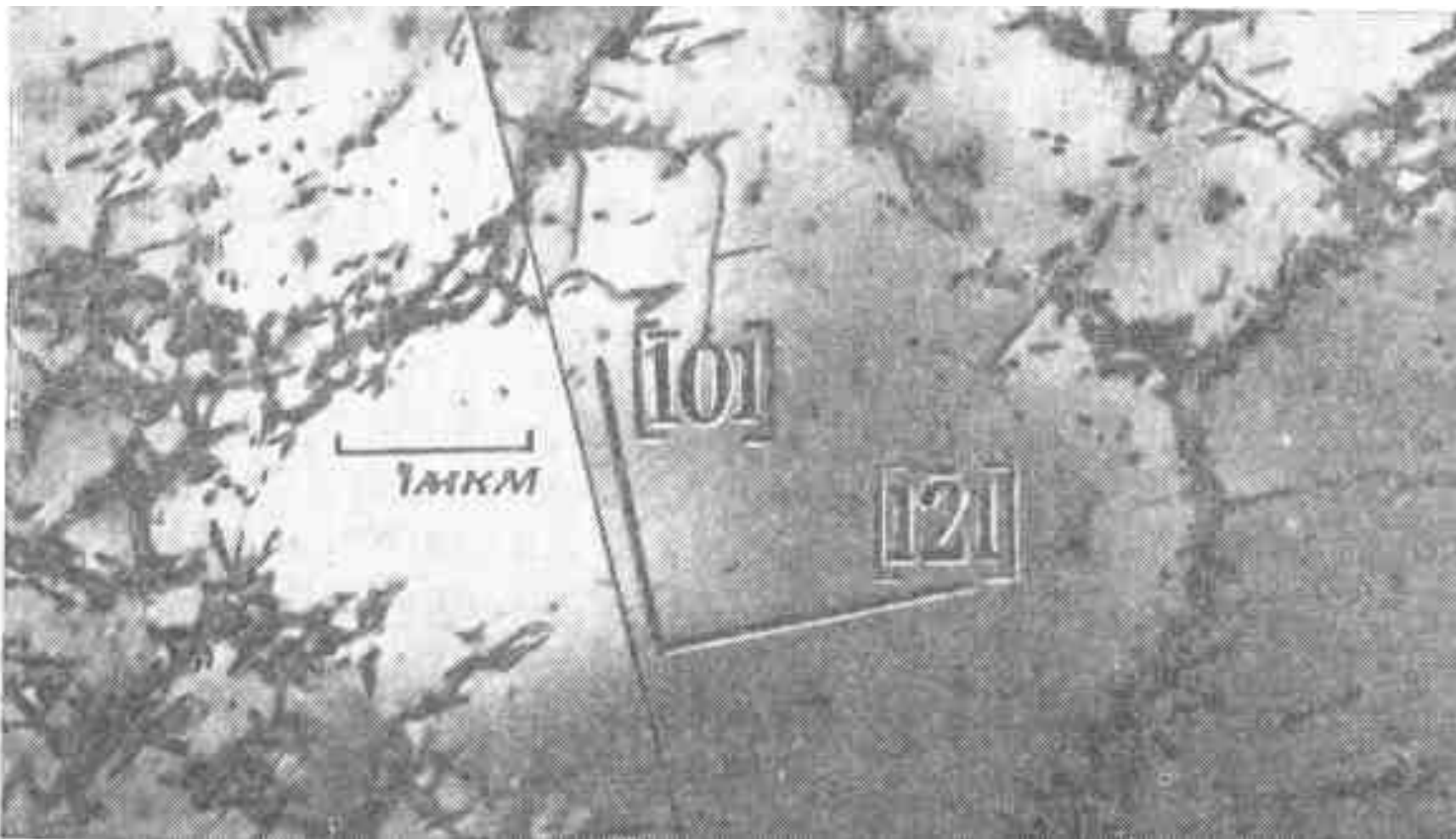


Рис. 4.14. Тонкий срез параллельно плоскости: скольжения кристалла меди, деформированного на второй стадии (электронная микрофотографии).

Одной из главных установленных при этом особенностей было наличие вытянутых линейно конфигураций дислокаций, названных дислокационными «косами», поскольку они были расположены в основном в одном измерении, в противоположность плоским образованиям, лежащим по субграницам. При детальном исследовании оказалось, что «косы» состоят из множества малых дислокационных петель и малых диполей. Типичные размеры "кос": диаметр 2 – 4 мкм и длина 15 мкм. Плотность и длина "кос" сравнимы с теми же параметрами линий скольжения, наблюдаемых на поверхности, и возможно, что они являются существенной особенностью процесса упрочнения.

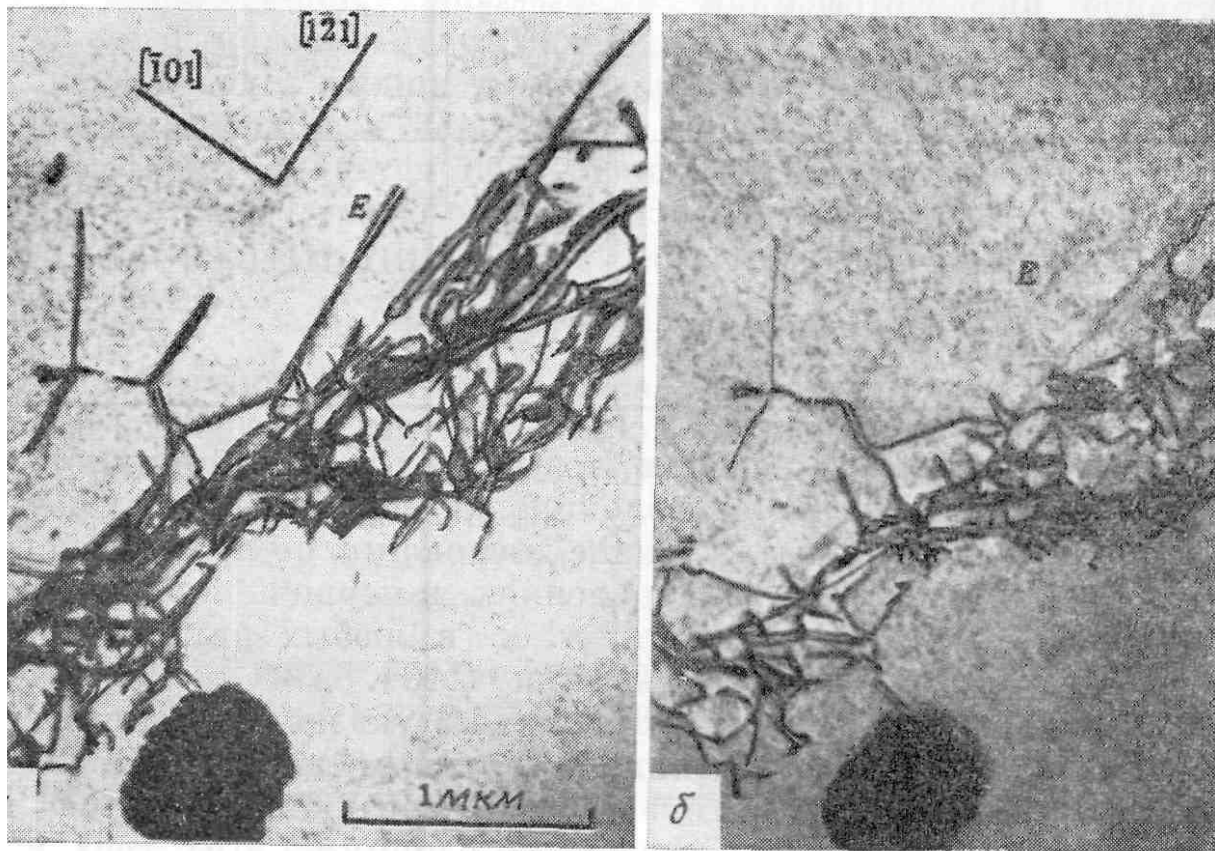


Рис. 4.15. Сечение параллельно плоскости скольжения кристалла меди, деформированного на второй стадии (электронные микрофотографии при двух различных условиях дифракции)

Роль вторичного скольжения на первой и второй стадиях

Экспериментальные результаты показывают, что вид кривых напряжение – деформация на первой и второй стадиях очень сильно зависит от ориентировки кристалла. Кристаллы с "мягкой" ориентировкой, которые дают не только самый длинный участок легкого скольжения, но и наименьшее значение коэффициента θ_1 на первой стадии деформируются полностью по первичной системе. Поведение этих кристаллов на первой стадии очень близко к поведению должным образом ориентированных кристаллов кадмия или цинка.

"Мягкие" кристаллы с ориентировкой в области $[011]$ стандартного треугольника наименее подходящи для проявления случайного вторичного скольжения и поэтому в них наименее удовлетворительные условия для образования барьеров Ломер – Коттрелла, которые являются результатом взаимодействия первичных дислокаций с определенными, подходящим образом ориентированными вторичными дислокациями. Зегер и др. полагают, что чем выше приведенные напряжения сдвига по вторичной системе, тем более благоприятны условия для локализованного скольжения по этой системе. Их анализ показывает, что в общем возникновение барьеров Ломер – Коттрелла более вероятно тогда, когда ориентировка смещается от области вблизи $[110]$ к границе $[001] - [-111]$.

Третья стадия упрочнения

Эта стадия представляет собой параболическую часть кривой напряжение – деформация, следующую за второй стадией, и характеризуется постепенным уменьшением скорости упрочнения. Она значительно менее чувствительна к влиянию переменных, рассмотренных для первой и второй стадии, за исключением температуры, которая существенным образом определяет механизмы, характерные для этой стадии.

Температура. Третья стадия упрочнения становится тем более выраженной, чем выше температура деформации, и при высоких температурах преобладает на всей кривой напряжение – деформация (рис. 4.6).

Кристаллы алюминия даже при комнатной температуре дают очень ограниченную вторую стадию, тогда как третья стадия весьма развита. При температурах ниже 100 К третья стадия почти совсем исчезает (рис. 4.12), и высокие характеристики упрочнения при низких температурах достигаются благодаря преобладанию второй стадии.

Таким образом, представляется вполне вероятным, что на третьей стадии действуют термически активируемые механизмы. Из представленных данных очевидно также, что для алюминия требуется более низкая температура для перехода к третьей стадии, чем для меди, или иначе при данной температуре алюминий переходит к третьей стадии упрочнения при значительно более низких напряжениях, чем медь. Напряжение тш начала третьей стадии упрочнения быстро уменьшается с повышением температуры по логарифмическому закону (4.4)

$$\ln \left(\frac{\tau_{III}}{G} \right) = \ln \left[\frac{\tau_{III}(0)}{G(0)} \right] - \frac{U}{RT},$$

где $\tau_{III}(0)$ и $G(0)$ – напряжение и модуль сдвига при 0 К. Эта температурная зависимость подтверждается для кристаллов меди, серебра, золота, никеля, алюминия и свинца, а также для некоторых сплавов на основе меди. 115

С началом третьей стадии картина линий скольжения претерпевает заметное изменение, и тонкие линии замещаются четко выраженными грубыми полосами скольжения. Этот факт объясняется тем, что алюминий при этой температуре деформируется по существу по третьей стадии.

Установлено, что развитие грубого скольжения в меди и алюминии связано с наступлением третьей стадии, и изучили тонкую структуру путем исследования реплик с поверхности под электронным микроскопом. Показано, что на этой стадии деформации линии скольжения сливаются друг с другом, образуя полосы, которые сравнительно коротки (рис. 4.18) и соединяются путем скольжения по другим системам. Соединяющее скольжение (например, в А), называемое "поперечным скольжением".

Плоскость поперечного скольжения есть также $\{111\}$. и направление скольжения совпадает с направлением скольжения в первичной плоскости.

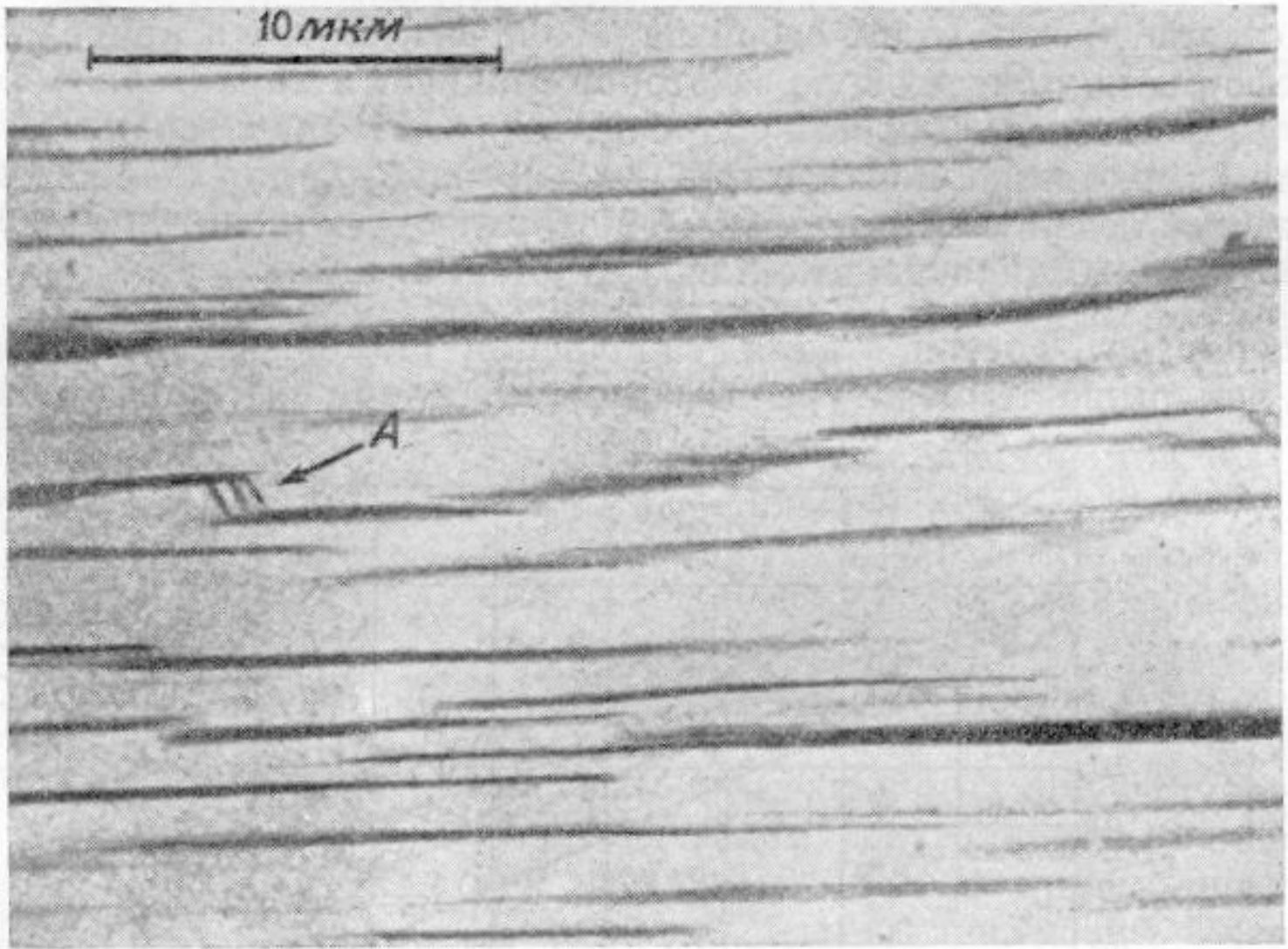


Рис. 4.18. Полосы скольжения на поверхности кристалла меди, деформированной, на третьей стадии (электронная микрофотография, реплика) .

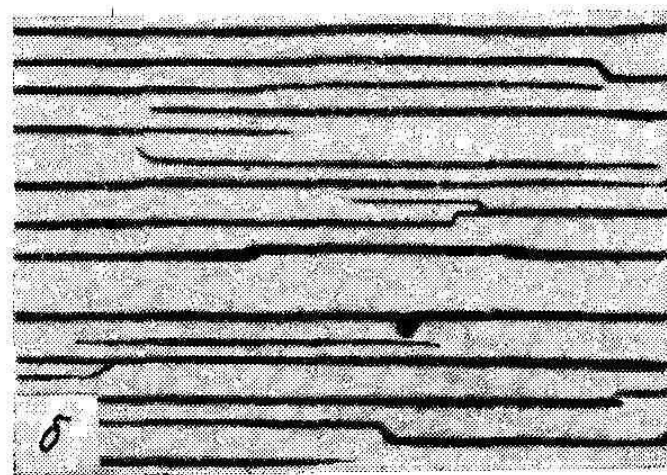
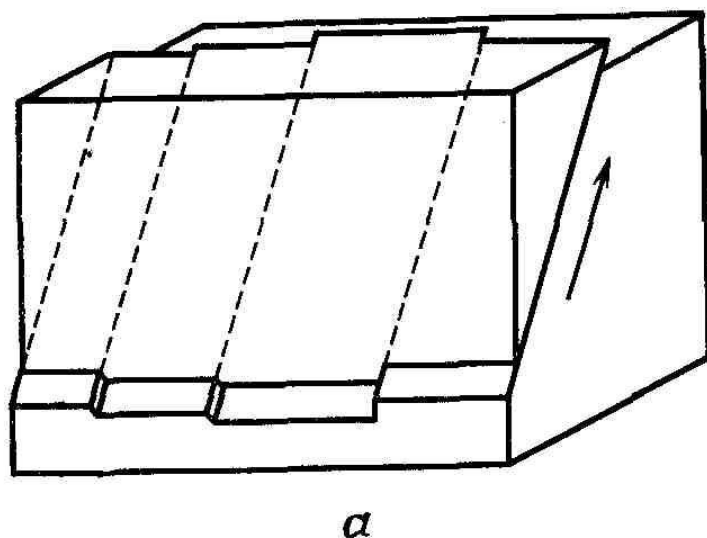


Рис. 19. Модель поперечного скольжения (а) и микрофотография кристалла алюминия, соответствующая верхней грани модели (б) (X300)

На рис. 4.19, а показана модель процесса, где плоскость скольжения вследствие частого поперечного скольжения становится очень волнистой. На полосах скольжения, наблюдаемых на грани, нормальной направлению скольжения, поперечное скольжение видно отчетливо (рис. 4.19. б), но полосы выглядят совершенно прямыми, когда они наблюдаются на гранях, содержащих направление скольжения.

Для краевой дислокации в первичной плоскости скольжения переход на другую возможную октаэдрическую плоскость (с тем же направлением скольжения) очень труден, поскольку такой акт должен включать неконсервативное движение, т. е. переползание дислокации. С другой стороны, для винтовой дислокации или винтовой компоненты дислокационной петли такой переход не представляет трудностей, если, только другая плоскость имеет общее с первой направление скольжения, так что дислокация будет обладать *тем же* вектором

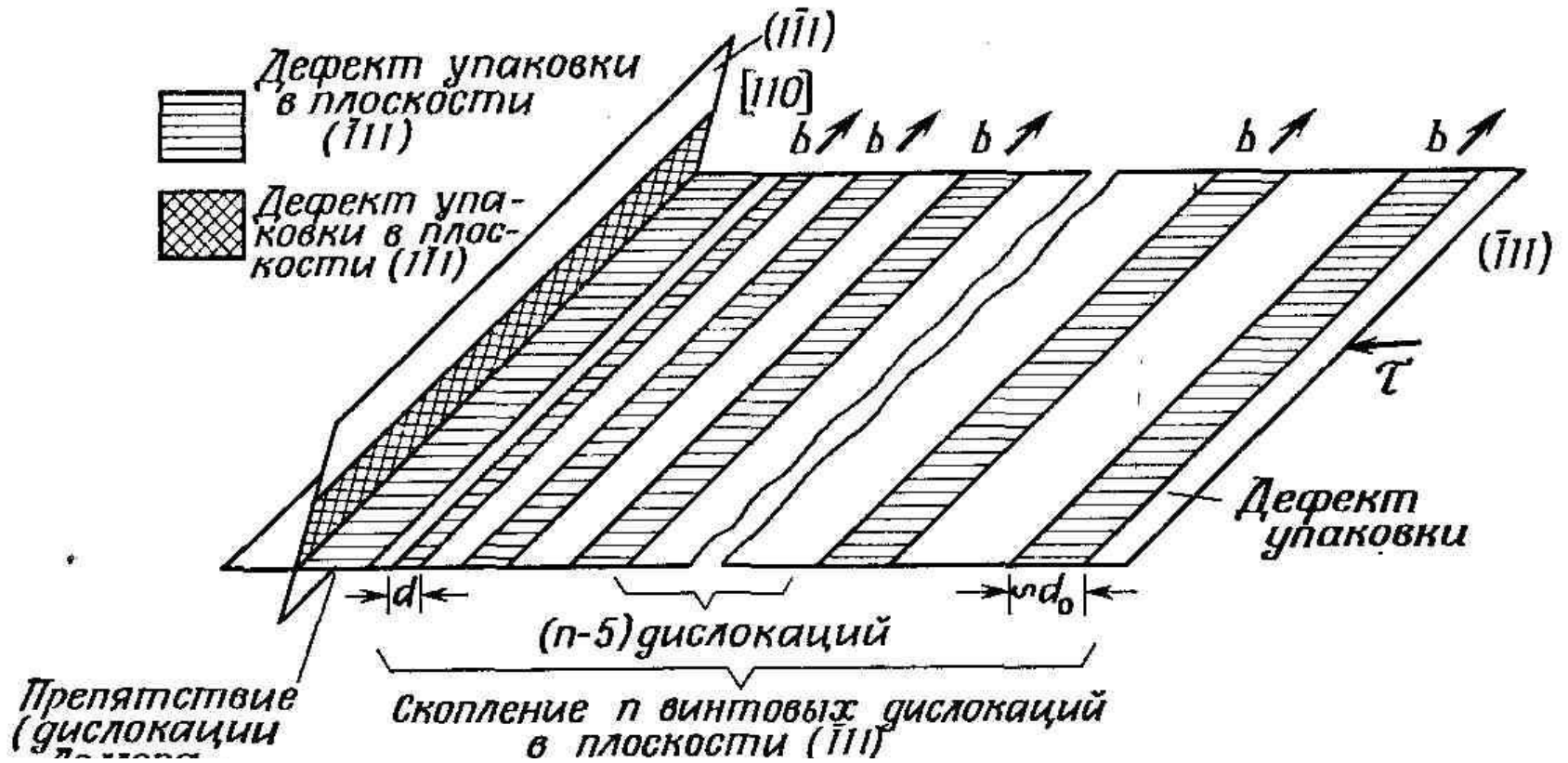


Рис. 4.20. Скопление винтовых дислокаций у барьера
Ломер – Коттрела.

Способ, требующий наименьшей энергии, включает образование стяжки на лидирующей дислокации длиной, например, $2b_0$, которая, будучи по своему характеру винтовой, способна перейти путем поперечного скольжения на сопряженную плоскость скольжения (1-11), содержащую то же направление скольжения [110], что и первичная плоскость скольжения (-111).

Как только петля сжатой винтовой дислокации начинает двигаться по новой плоскости поперечного скольжения, она снова может свободно расщепляться, образуя двойную петлю, ограниченную частичными дислокациями и содержащую слой дефекта упаковки (рис. 4.21). Когда петля уходит достаточно далеко от исходного препятствия, она может под действием приложенных напряжений снова расщепиться и вернуться обратно в первоначальную систему скольжения, но на плоскость, отстоящую на некотором расстоянии от первичной плоскости скольжения.

Для процесса сжатия дислокации и движения по плоскости поперечного скольжения необходима энергия активации, величина которой зависит от размера стяжки. Для алюминия получено расчетным путем значение энергии активации, близкое к 1,0 эВ; это показывает, что в данном металле поперечное скольжение должно быть частым при напряжениях около 100 гс/мм² и температуре немного выше комнатной.

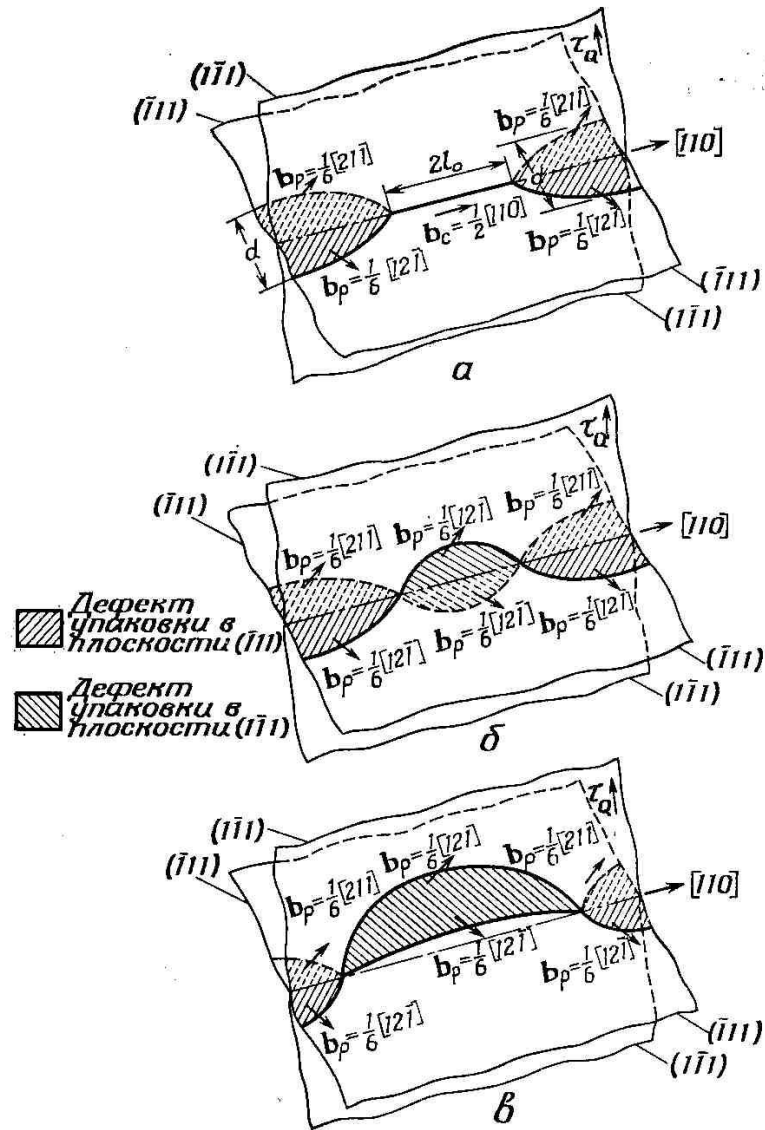


Рис. 4.21. Поперечное скольжение участка растянутой винтовой дислокации путем образования стяжки.

выражение для сдвигового напряжения, необходимого для нового расщепления двух частичных дислокаций в модели плоского скопления:

$$\tau = \frac{1}{n} \left(\frac{\sqrt{2}}{4\pi} G - \frac{2\gamma}{b} \right),$$

где n – число дислокаций в скоплении; отсюда видна зависимость напряжения T от энергии дефекта упаковки γ .

$$\tau = \frac{1}{n} \left(\frac{V\sqrt{2}}{4\pi} G - \frac{2\gamma}{b} \right),$$

Геометрические аспекты скольжения в объёмноцентрированных кубических металлах

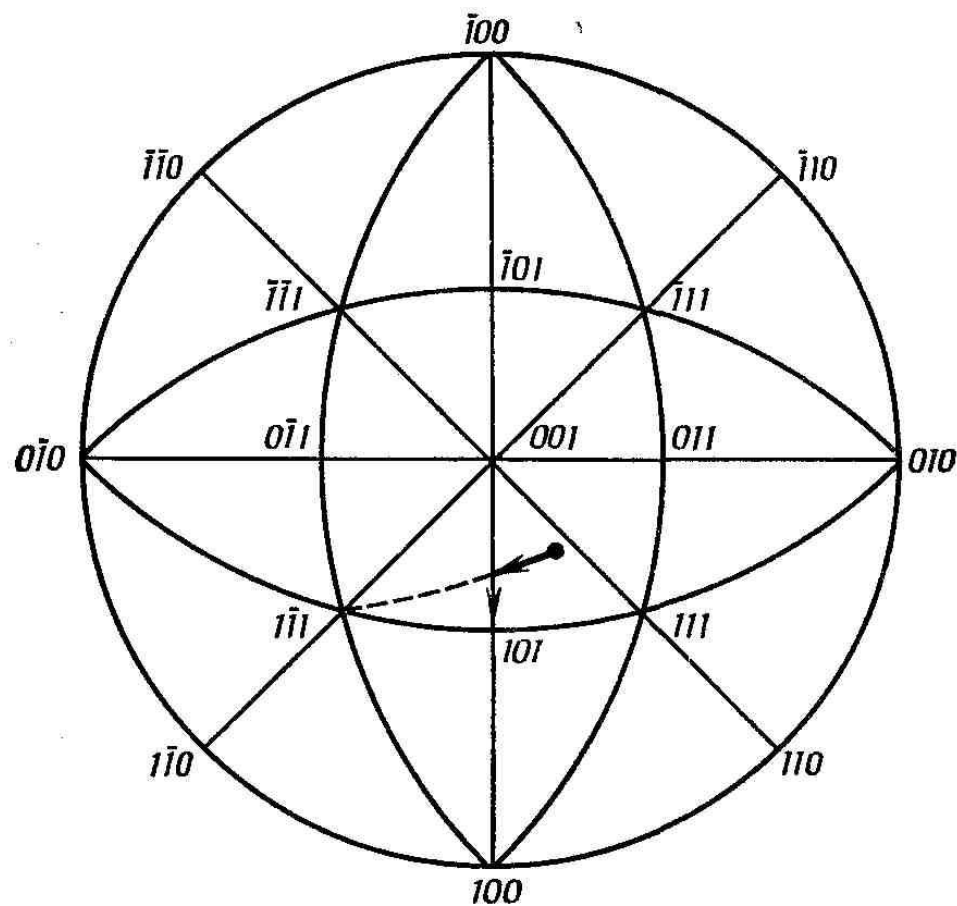
Для описания поворота осей во время скольжения сделаем упрощенное предположение, согласно которому скольжение полностью происходит по плоскостям $\{110\}$ в направлениях $\langle 111 \rangle$.

На рис. 4.24 показан поворот, который имеет место, когда кристалл деформирован растяжением и скольжение идет по первичной системе $(011) [111]$.

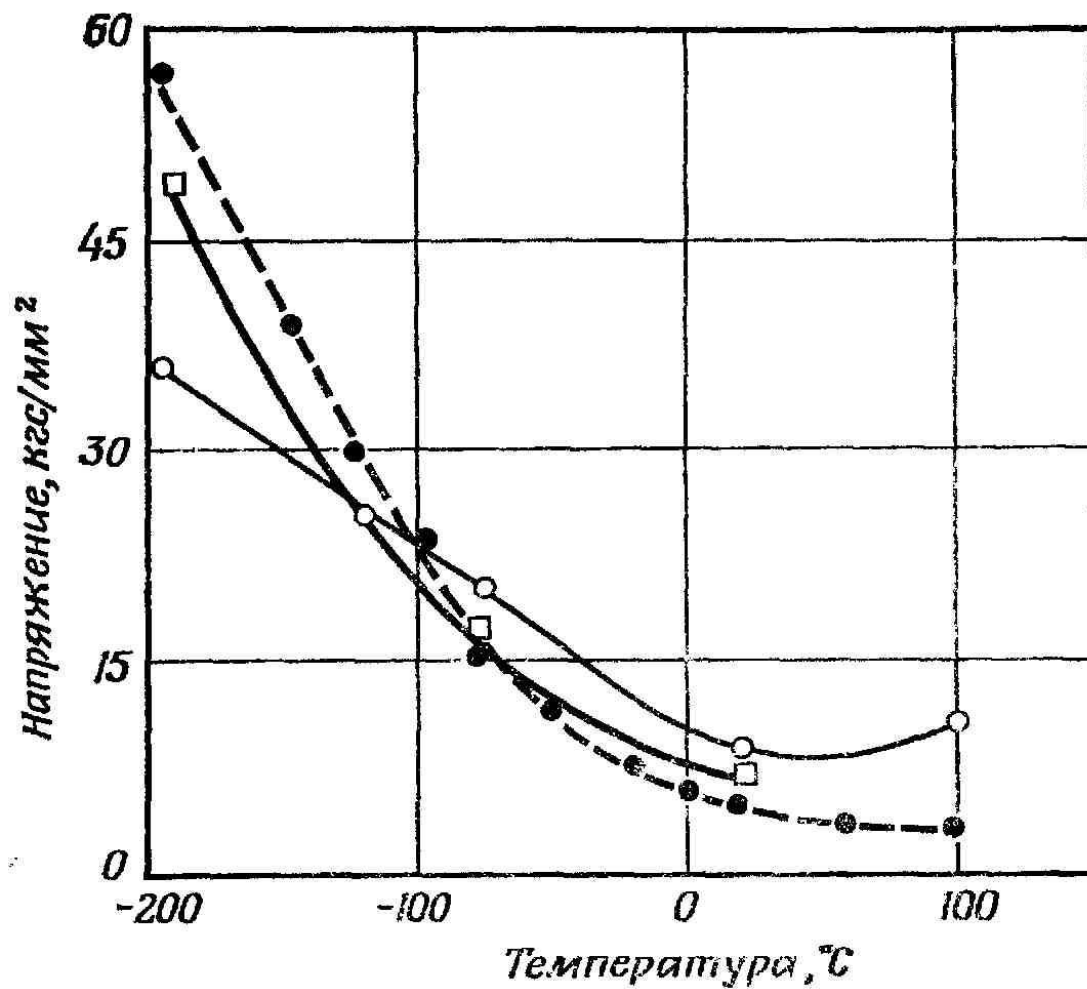
1] до тех пор, пока не достигается граница $[001] - [101]$, после чего, кроме первичной системы, действует сопряженная система $(111) - [111]$ и ось растяжения движется вдоль симметричной границы к $[101]$.

Напряжение течения

В противоположность гранецентрированным кубическим металлам напряжения течения, или критические приведенные напряжения сдвига, объёмноцентрированных кубических монокристаллов заметно зависят от температуры, особенно при низкой. На рис. 4.25 показана температурная зависимость напряжений течения трех групп кристаллов железа. Температурная чувствительность напряжений течения о. ц. к. кристаллов объяснялась, с одной стороны, наличием примесей внедрения, а с другой — температурно-зависимыми силами Пайерлса – Набарро.



Ф и г. 4.24. Поворот оси растяжения образца во время деформации о. ц. к. металла.



Ф и г. 4.25. Температурная зависимость напряжений течения кристаллов чистого железа трех групп [59].

Исследованы следующие возможные дислокационные механизмы, которые могли бы объяснить сильную температурную зависимость напряжения течения: преодоление сил Пайерлса –Набарро;

отрыв дислокаций от атмосфер примесных атомов;

прорыв через тонкие выделения;

неконсервативное движение дислокационных ступенек;

поперечное скольжение.

Последовательно используя термодинамические соображения, пришли к заключению, что силы Пайерлса – Набарро являются эффективным фактором, контролирующим скорость движения дислокаций и приводящим к сильной температурной зависимости напряжений течения. Однако для достаточно удовлетворительного разрешения этого вопроса необходимы дальнейшие эксперименты на о. ц. к. кристаллах с предельно низким содержанием примесей.

Кривые напряжение–деформация объёмноцентрированных кубических кристаллов

На начальной части кривой напряжение – деформация о. ц. к. кристаллов часто наблюдается острый перегиб вследствие наличия резкого предела текучести, который обусловлен присутствием таких примесей внедрения, как углерод, азот или кислород. Последующая форма кривой упрочнения также чувствительна к таким примесям; это было показано на кристаллах ниобия тождественной ориентировки, но с различным числом проходов зоны плавления при их приготовлении методом зонной очистки (рис. 4.27). На кривой упрочнения для наиболее чистого кристалла не обнаруживался предел текучести, и по величине напряжений эта кривая находилась на самом низком уровне.

Наиболее общим свойством кривых упрочнения о. ц. к. металлов является возможность представить их в виде параболы:

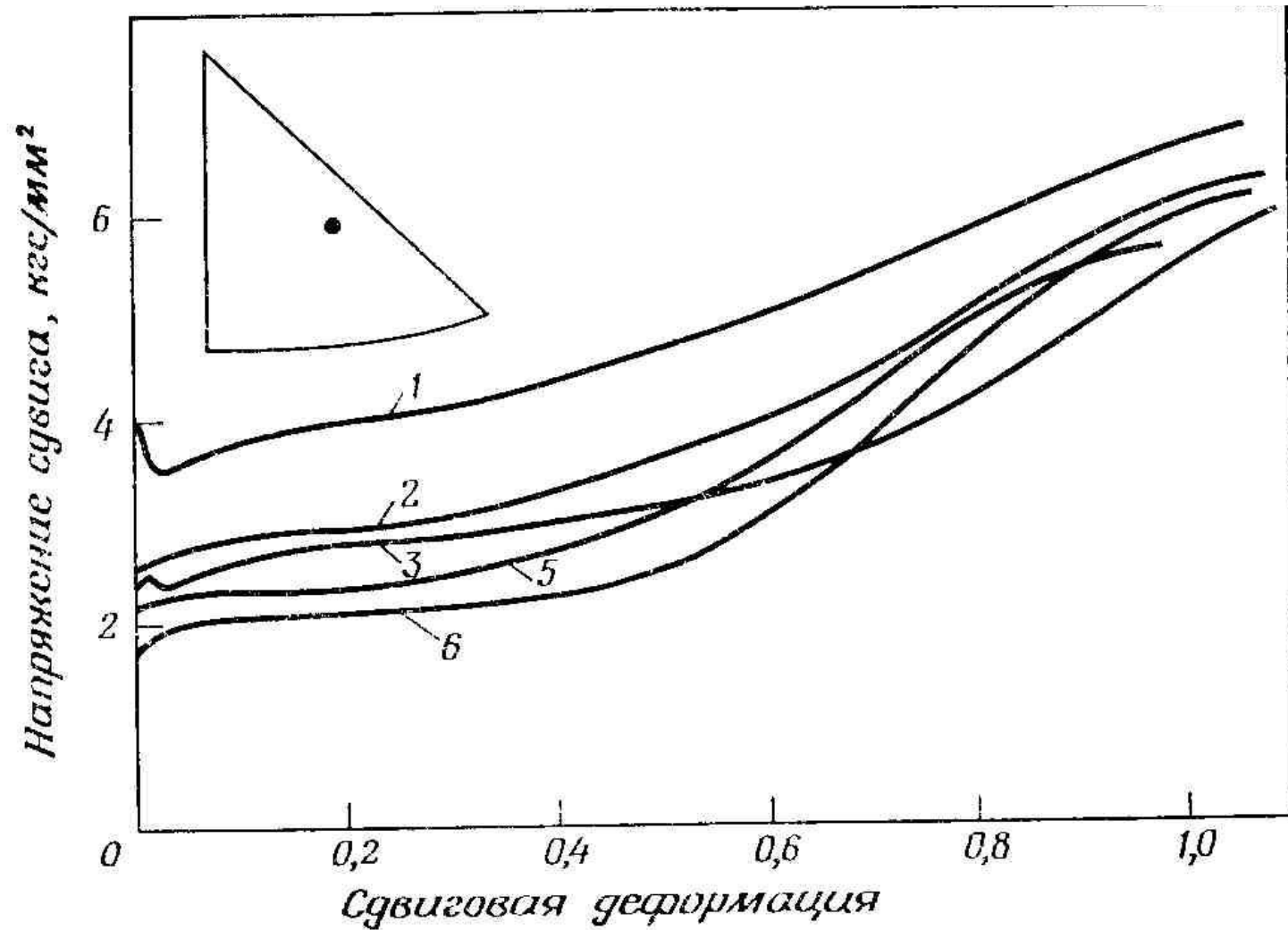


Рис. 4.27. Кривые напряжение – деформация кристаллов ниобия различной степени чистоты при 295 К (указано число проходов зоны)

Кристаллы ниобия деформируются до более высоких степеней деформации, чем большинство других о. ц. к. кристаллов, и при этом проявляются три стадии упрочнения (рис. 4.27), которые на первый взгляд похожи на подобные изменения в случае ГЦК. кристаллов. Однако было обнаружено, что наступление более крутой второй стадии весьма точно отвечает появлению двойного скольжения в отличие от случая ГЦК. металлов. Это наблюдение согласуется с тем фактом, что протяженность первой стадии упрочнения увеличивается с удалением от симметричной границы $[001] - [101]$ и, по крайней мере, внешне эквивалентна ориентационной зависимости легкого скольжения в ГЦК. кристаллах.

Дислокации в объёмноцентрированной кубической решетке

Направлением скольжения в ОЦК кристалле всегда является наиболее плотно упакованное направление $\langle 111 \rangle$, а самый короткий вектор в решетке равен, $a/2 \langle 111 \rangle$. По-видимому, наиболее важной дислокационной реакцией является реакция типа

$$\frac{1}{2} a [111] + \frac{1}{2} a [1\bar{1}1] = a [100],$$

так как дислокации типа $a \langle 100 \rangle$ часто наблюдаются в дислокационных сетках.

Другая реакция, предложенная Крюссароде, имеет вид

$$\frac{1}{2} a [111] \rightarrow \frac{1}{3} a [111] + \frac{1}{6} a [111].$$

Движение дислокаций в ОЦК кристаллах изучалось как косвенно – по ямкам травления, так и непосредственно – методом электронной микроскопии. В железе с 3% кремния краевые компоненты дислокаций пробегают значительно большие расстояния, чем винтовые, что подтверждается наблюдениями картины скольжения, так как винтовые компоненты длинные и обычно расположены вдоль направления $\langle 111 \rangle$. Однако винтовые компоненты очень легко совершают поперечное скольжение, так что линии скольжения расширяются. Такое явление наблюдалось также и на ниобии. Простая дислокационная картина, видимая после деформации на 1 – 2%, быстро перерождается в ячеистую структуру, где стенки ячеек содержат сложно-переплетенные скопления дислокаций, плотности которых увеличиваются до деформаций порядка 20%. В железе при очень низких температурах ячеистая структура развивается значительно труднее, т. е. при более