

УДК 539.4.013:548.4

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Л. Г. ОРЛОВ, Г. Ф. ШИТИКОВА

ОТНОСИТЕЛЬНО ФАКТОРОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ДЛИТЕЛЬНОСТЬ СТАДИИ ЕДИНИЧНОГО СКОЛЬЖЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ

(Представлено академиком Г. В. Курдюмовым 3 VI 1974)

При растяжении кристалла, ориентированного вначале для единичного скольжения, скольжение по вторичной (сопряженной) системе должно наступать, исходя из чисто геометрических условий, определяющих фактор Шмида, в тот момент, когда ось кристалла в результате поворота достигнет ориентировки, симметричной относительно первичной и сопряженной систем; при этом приведенные напряжения сдвига для обеих систем будут равны. Однако из литературы известно, что при испытании кристаллов очень часто наблюдаются отклонения от этого правила: сопряженная система начинает работать либо при переходе оси растяжения за симметраль («проскакивание»), либо еще до достижения симметрали. Однозначного объяснения такого явления пока нет. Нередко результаты различных исследований оказываются противоречивыми или их сопоставление затруднено вследствие того, что наблюдаемые эффекты в разных случаях могли быть вызваны действием совершенно различных факторов.

По-видимому, наиболее общим обстоятельством, определяющим соотношение скольжения по первичной и сопряженной системам, является степень упрочнения этих систем (¹, ²), но конкретные причины, приводящие к подобной ситуации, далеко еще не выяснены ни в теоретическом, ни в экспериментальном плане. В то же время известно, что на отклонение оси растяжения от симметрали при двойном скольжении влияют многие факторы: природа кристалла, химический состав, температура и скорость деформации, а также форма и размеры образца.

Размер кристалла наиболее трудно учитывать при сопоставлении данных различных работ и среди прочих механизмов его действия наименее понятен. Исследованы главным образом кристаллы с г.ц.к.-структурой. Так, работами Фури (³) для медных кристаллов показано, что на протяженность первой стадии скольжения существенно влияет изменение размера в направлении пробега краевых дислокаций. Для о.ц.к.-металлов аналогичный результат был получен в нашей работе (⁴) на монокристаллах кремнистого железа и в работе (⁵) на монокристаллах молибдена. Данные по влиянию кристаллогеометрии образца на развитие скольжения дают основание считать, что указанный фактор можно использовать для выяснения некоторых общих закономерностей, определяющих переход от единичного скольжения к двойному. С этой целью было проведено следующее исследование.

Плоские монокристаллические образцы сплава Fe — 3,2 вес. % Si, вырезанные из листа толщиной 0,5 мм с ориентировкой плоскости по (011), имели одинаковую длину 32 мм в рабочей части, но различную ширину (9 и 4 мм). Ось растяжения почти совпадала с направлением [155] (рис. 1), поэтому для скольжения наиболее благоприятно ориентированы плоскости (211), (321) и (312) с одним вектором сдвига по [111] (фактор Шмида 0,5–0,49). Сопряженные системы, симметричные первичным относительно направления [011], имеют направление сдвига [111], так-

же лежащее в плоскости широкой грани кристалла. Перед деформацией образцы были отполированы механически, а затем химически для удаления наклепанного слоя по ранее отработанной методике (6), включающей рентгенотопографический контроль качества подготовки поверхности, а также степени совершенства монокристаллов.

Растяжение образцов до различных степеней удлинения производилось при комнатной температуре на машине «Инстрон» со скоростью деформации $2,7 \cdot 10^{-4}$ сек $^{-1}$ и с записью диаграммы в масштабе 40:1. Ориентировка оси растяжения образцов после заданной степени растяжения, а также исходных, определялась в трех точках средней части рабочей длины путем съемки рентгеновских эпиграмм (расстояние образец — пленка 40 мм). Благодаря применению специального шаблона для установки образца и предварительной разметке последнего, а также использованию 30-сантиметровой сетки Вульфа и стереопроекции, определение ориентировки решетки относительно оси растяжения производилось с точностью не менее 1° . Вместе с определением угла поворота оси растяжения проводилось охватывающее всю рабочую часть образца электронно-микроскопическое исследование изменения дислокационной структуры при увеличении степени деформации с целью установления момента начала вторичного скольжения по появлению дислокаций с вектором Бюргерса $\frac{1}{2}a$ [111].

В результате исследования установлено, что узкие и широкие кристаллы данной ориентировки (ось расположена под углом 7° к симметрии [011], т. е. на 1° отклоняется от [155]) при растяжении до разрушения имеют различное удлинение: 13—14 и 25—26% соответственно. Течение начинается при одинаковой величине приведенного напряжения сдвига $\tau = 16,5$ кг/мм 2 , а разрушение происходит по достижении одного уровня истинного напряжения σ_n около 55 кг/мм 2 .

Электронно-микроскопическое исследование показывает, что вторичное скольжение в узких кристаллах начинается при 4% удлинения, а в широких при 8%. При этом плотность дислокаций ρ , подсчитанная для указанных состояний методом секущих, оказывается практически одинаковой: $(1,12 \pm 0,13) \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ для широких и $(1,03 \pm 0,15) \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ для узких кристаллов. Распределение дислокаций также аналогично: плотные дислокационные сгущения с расстояниями 0,3—1 мкм между ними, состоящие в основном из краевых дислокаций, на фоне длинных отрезков почти чисто винтовой ориентации.

Из кривых растяжения следует, что такие состояния достигаются приблизительно при одном уровне напряжений сдвига (~ 18 кг/мм 2). Эти результаты хорошо согласуются, поскольку известно, что плотность дислокаций определяется величиной действующих напряжений: по данным для многих металлов величины τ и $\rho^{1/2}$ связаны линейной зависимостью.

Изменение положения оси растяжения исследованных кристаллов по рентгеновским данным представлено на рис. 2. В узких образцах ось поворачивается к началу вторичного скольжения не более чем на 3° от исходного положения (точка 2), а в широких на 6° (точка 1), приближаясь к симметрии. Точно симметричной ориентировки ось растяжения достигает у узких кристаллов несколько позже, чем у широких (при 12% удлинения против 10% соответственно). Последнее объясняется, по-видимому, тем, что более раннее включение сопряженной системы в узких образцах замедляет поворот оси растяжения. В то же время очевидно, что поскольку ось растяжения продолжает поворачиваться к симметрии и после начала вторичного скольжения, то, следовательно, скольжение по

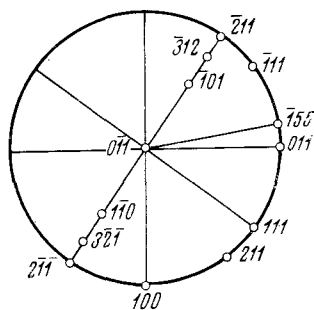


Рис. 1. Стереографическая проекция на плоскость широкой грани кристаллов (011)

первичным системам протекает более интенсивно, чем по сопряженным.

Таким образом, момент включения вторичного скольжения в кристаллах разной ширины характеризуется одинаковым уровнем упрочнения первичной системы, но в то же время различным геометрическим положением систем относительно оси растяжения и различной величиной приведенного напряжения сдвига в сопряженной системе (причем у узких кристаллов эта величина меньше).

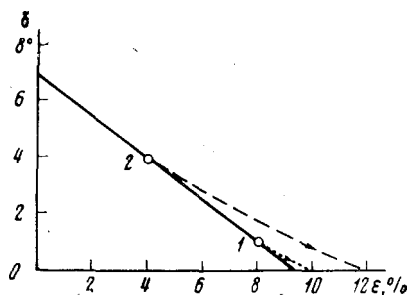


Рис. 2

Рис. 2. Изменение положения оси растяжения кристаллов от степени деформации. δ — угол между осью растяжения и направлением [011]. Штриховой линией показан ход изменения угла δ в узких кристаллах после включения сопряженных систем в точке 2, пунктиром — то же для широких кристаллов, соответственно от точки 1

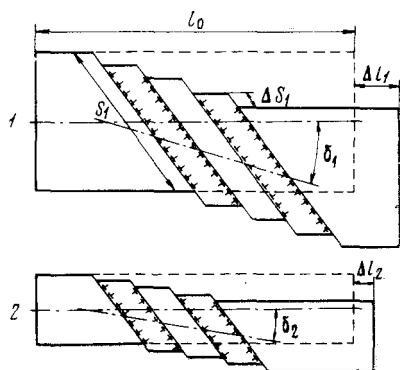


Рис. 3

Рис. 3. Связь размера кристалла S вдоль направления сдвига со сдвиговой деформацией, поворотом оси растяжения и распределением дислокаций (схема)

Как можно объяснить такой не тривиальный факт? То, что для одного материала и одних условий деформирования он связан с единственным переменным параметром настоящего опыта — размером кристалла в направлении сдвига, очевидно, не вызывает сомнений. Экспериментальные результаты показывают, что этот размер, влияя на продолжительность стадии единичного скольжения, обуславливает различную скорость упрочнения широких и узких кристаллов, если ее выразить как отношение $d\sigma/d\varepsilon$ или $d\tau/d\gamma$. У узких кристаллов скорость упрочнения приблизительно вдвое выше, поскольку одинаковый прирост напряжения приходится на вдвое меньшую величину деформации, причем как в случае измерения удлинения ε , так и в пересчете на сдвиговую деформацию γ , поскольку последняя, вычисляемая по общепринятым формулам для единичного скольжения (см., например, (7), стр. 31), пропорциональна ε . Однако интересно обратить внимание на следующее обстоятельство, которое иллюстрирует рис. 3. При различных величинах ε (и γ) широких и узких кристаллов (и соответственно угла поворота оси растяжения δ), достигаемых к моменту включения сопряженной системы, величина относительного сдвига по плоскостям скольжения, выражаемая как отношение абсолютного сдвига ΔS к исходному размеру S кристалла вдоль направления сдвига, оказывается одинаковой.

Каков смысл величины $\Delta S/S$? Не впадая в противоречие с известными экспериментальными и теоретическими данными, можно утверждать, что количество вышедших на поверхность дислокаций пропорционально количеству оставшихся в кристалле (по крайней мере на стадии единичного скольжения). Если последние для упрочнения считать равномерно распределенными по плоскостям скольжения, как изображено на рис. 3 (хотя принципиального значения для наших рассуждений это не имеет), то нетрудно видеть, что при одной и той же величине $\Delta S/S$ в широком

кристалле абсолютное число вышедших на поверхность и оставшихся внутри дислокаций во столько же раз больше, чем в узком, во сколько первый шире второго. В то же время плотность дислокаций на единицу площади (или объема) внутри этих кристаллов одинакова. Таким образом, вполне естественно, что данные состояния достигаются при одной величине напряжений сдвига.

Достижение одинаковой плотности дислокаций в узких кристаллах за меньшее по сравнению с широким время, пропорциональное длине пути скольжения S , означает, по-видимому, что источники дислокаций не распределены равномерно в объеме кристалла, а являются, в основном, поверхностными и действуют именно на тех гранях кристалла, от которых при зарождении дислокационной полунетли «входит» в кристалл краевая компонента, т. е. при данной ориентировке — на узких. В таком случае потенциальное количество активных источников в кристаллах различной ширины одинаково. Скорость заполнения объема кристалла дислокациями также одинакова: она определяется скоростью движения дислокаций и скоростью их размножения в процессе скольжения, когда уже действуют такие, например, механизмы, как двойное поперечное скольжение.

Таким образом, полученные результаты показывают, что начало вторичного скольжения определяется в первую очередь не геометрической эквивалентностью положения сопряженной системы относительно первичной, а уровнем упрочнения последней, который, в свою очередь, обусловлен достижением некоторой критической плотности дислокаций с соответствующим их распределением. По-видимому, эти условия, отвечающие определенной величине $\Delta S/S$, обеспечивают такую пороговую степень упрочнения первичной системы, которая еще не запирает скольжение по ней, но активизирует источники по сопряженным. Возможный механизм последнего показан в работе (8).

Из экспериментальных данных следует также, что величина абсолютного сдвига ΔS , не отнесенная к длине пути скольжения S или отнесенная только к длине образца l_0 (т. е., по сути дела, величина γ), равно как и пропорциональная этому отношению величина $\epsilon = \Delta l/l_0$, не являются (или не всегда являются) корректными характеристиками деформационного поведения и упрочнения материала; скорее они отражают поведение конкретного образца, и это надо учитывать при сопоставлении таких данных, полученных на образцах, различающихся по размерам и форме.

Авторы выражают благодарность Л. М. Утевскому и А. Н. Орлову за обсуждение работы и полезные замечания.

Институт металловедения и физики металлов
Центрального научно-исследовательского
института черной металлургии
им. И. П. Бардина
Москва

Поступило
30 V 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Ф. Р. Н. Набарро, З. С. Базинский, Д. Б. Холл, Пластичность чистых монокристаллов, М., 1967. ² Р. Бернер, Г. Кронмюллер, Пластическая деформация монокристаллов, М., 1969. ³ J. T. Fourie, Phil. Mag., v. 15, 487 (1967); v. 17, 735 (1968). ⁴ Л. Г. Орлов, Г. Ф. Шитикова, ФТТ, т. 14, в. 2, 602 (1972). ⁵ D. Vesely, Scripta Met., v. 6, № 8, 753 (1972). ⁶ В. И. Большаков, Л. Г. Орлов, ФТТ, т. 12, в. 3, 745 (1970). ⁷ Р. Хоникомб, Пластическая деформация металлов, М., 1972. ⁸ А. Н. Орлов, В. Н. Перевезенцев, Физ. мет. и металловед., т. 33, в. 3, 463 (1972).