

## СКОРОСТЬ ПЕРЕДВИЖЕНИЯ, ПЛОТНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ И ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ КРИСТАЛЛОВ ФТОРИСТОГО ЛИТИЯ\*)

В. Джонстон, Дж. Гилман

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Представление о дислокациях было введено в учение о пластичности кристаллов в период, когда не существовало экспериментальных методов наблюдения и изучения свойств отдельных дислокаций. Вследствие этого представление о свойствах дислокаций развивалось теоретически или создавалось на основании известного макроскопического поведения больших кристаллов. В настоящее время во многих случаях существует необходимость подтверждения справедливости постулированных или полученных теоретически представлений о свойствах дислокаций и их отношении к пластическому течению реальных кристаллов.

В последнее время удалось изолировать и исследовать отдельные дислокации методами травления<sup>1,2</sup>, декорирования<sup>3-9</sup>, электронномикроскопического<sup>10-11</sup> и рентгеновского<sup>12-16</sup> исследования. Эти методы дают возможность поставить эксперименты, позволяющие проверить выводы теории дислокаций, и с новых позиций подойти к проблеме пластичности кристаллических тел. Непосредственное изучение поведения отдельных дислокаций и небольших их групп позволяет описывать макроскопическую пластическую деформацию кристаллов с помощью экспериментально изученных свойств отдельных дислокаций. Целью данной статьи является описание результатов подобных экспериментов, проведенных на фтористом литии.

Как было показано, приложенное напряжение, вызывающее движение дислокаций во фтористом литии, вызывает одновременное зарождение и размножение значительного числа дислокаций. Механизм зарождения и размножения дислокаций неясен и не будет здесь рассматриваться. Однако можно предположить, что пластическая деформация кристалла лимитируется не недостаточным количеством дислокаций, а в основном их подвижностью, определяющей напряжением течения кристалла. Это положение, ранее не выдвигавшееся, в настоящей статье выражено в количественной форме.

В предыдущих работах основное внимание уделялось статическим эффектам (эффекту Котрелла, или напряжению, необходимому для оперирования источника Франка—Рида), так как считалось, что эти факторы определяют течение кристаллов. В данной статье будет показано, что

\*) W. G. Johnston, J. J. Gilman, Dislocation Velocities, Dislocation Densities and Plastic Flow in Lithium Fluoride Crystals, Journal of Applied Physics 30, № 2, 129—144 (1959). Перевод В. И. Саррака.

предел текучести фтористого лития определяется динамическим сопротивлением движению дислокаций. Макроскопическая пластическая деформация зависит от количества движущихся в кристалле дислокаций и от скорости их движения; в данной работе представлены результаты измерения этих величин. Впервые были измерены скорости движения отдельных дислокаций. Измерения охватывают двенадцать порядков скорости движения дислокаций и выполнены для различных условий движения дислокаций. Описание увеличения суммарной плотности дислокаций, роста отдельных полос скольжения и распределения дислокаций в деформированных кристаллах будет производиться в связи с деформацией больших кристаллов.

## II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

### А. Измерение скорости передвижения дислокаций

Для получения изолированных скользящих дислокаций и наблюдения за их передвижением использовалась описанная ранее методика<sup>2</sup>. Выявление положения дислокаций осуществлялось по фигурам травления.

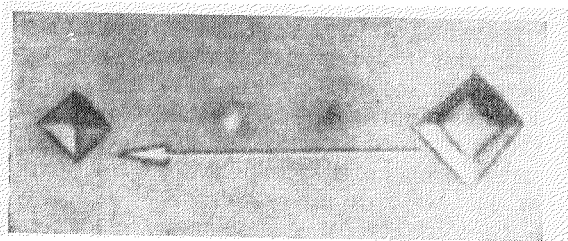


Рис. 1. Движение дислокации, выявляемое по вторичным травлениям ( $\times 600$ ).

Движение дислокаций определялось при помощи повторного травления (рис. 1). Травление кристалла, содержащего свежие скользящие дислокации, производилось дважды—до и после приложения импульса напряжения. Конечное положение дислокации отмечается небольшой резко очерченной фигурой травления пирамидальной формы; положению

дислокации до приложения напряжения соответствует большая по величине фигура травления с плоским основанием. Измерив путь, пройденный дислокацией, и зная продолжительность импульса напряжения, можно вычислить среднюю скорость движения дислокации.

### Б. Импульсы напряжения

Продолжительность импульса напряжения в каждом опыте определяется следующим условием: дислокация должна пройти измеримое расстояние ( $> 1 \mu$ ), не выйдя при этом за пределы образца, ширина которого менее 1 см. Импульсы продолжительностью от  $10^{-6}$  сек до  $10^{-5}$  сек осуществлялись с помощью трех методов, схематически представленных на рис. 2.

При продолжительности нагрузки более нескольких секунд применялось прямое нагружение образца на изгиб через четырехопорную колодку. Образцы имели размер примерно  $2 \times 6 \times 35$  мм; передвижение дислокаций исследовалось на стороне, подвергавшейся растягивающему напряжению.

Нагружение продолжительностью от нескольких секунд до нескольких миллисекунд производилось магнитным способом с помощью четырехопорной колодки. Магнитный пульсатор состоял из большого электромагнита (типа магнита, применяемого в громкоговорителе) с небольшой катушкой, снабженной масляным демпфером и вмонтированной в коль-

цевое отверстие. Катушка находится в контакте с колодкой; при прохождении прямоугольного импульса тока через катушку кристаллу передается механический импульс. Величина импульса измеряется с помощью тензометра сопротивления, приклеенного к калибровочному кристаллу и калиброванного путем изменения нагрузок. Типичные кривые импульса нагрузки представлены на рис. 3, а, б.

Для очень кратковременных импульсов (до 1 мсек) применялись ударные сжимающие нагрузки (рис. 2, с). Ударные нагрузки создавались с помощью шариков, выпускаемых из пистолета, работающего на сжатом CO<sub>2</sub> и приспособленного для стрельбы шариками для подшипников диаметром 1,58 мм. Шарик ударял в стальной наконечник, предохранявший

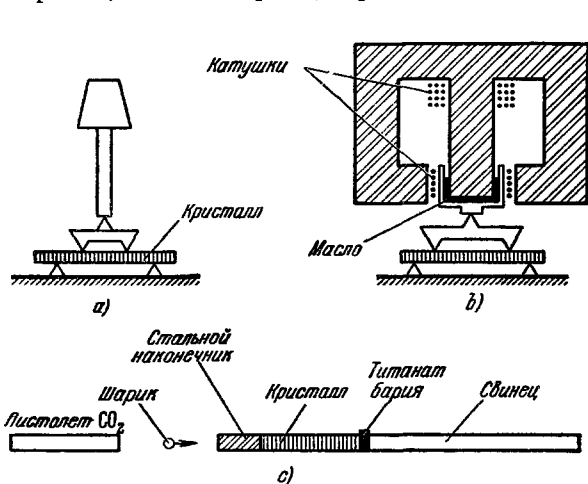


Рис. 2. Схемы трех методов нагружения кристалла. Устройства для создания импульсов напряжения: а) прямое нагружение образца на изгиб через четырехопорную колодку; б) магнитный способ импульсного нагружения образца на изгиб через четырехопорную колодку; в) создание кратковременного импульса напряжения с помощью шарика, с большой скоростью ударяющего в стальной наконечник.

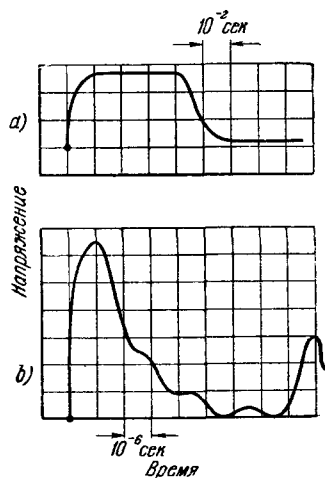


Рис. 3. Форма импульса напряжения:

а) при магнитном методе создания импульса; б) при создании импульса путем удара шарика.

образец от разрушения. Импульс от удара проходил через наконечник длиной 12,7 мм, образец длиной 38,1 мм, датчик из титаната бария толщиной 0,25 мм и поглощался свинцовой полосой длиной 254 мм. Наконечник, кристалл, датчик и свинцовая полоса были последовательно склеены и подвешены, образуя баллистический маятник. Это позволяло определять момент, создаваемый шариком. Для того, чтобы струя CO<sub>2</sub> из пистолета не попадала на образец, на пути шариков были установлены четыре латунные заслонки с отверстиями диаметром 2,38 мм. Расстояние между заслонками составляло 19 мм. Форма импульса напряжения, зарегистрированная датчиком из титаната бария, представлена на рис. 3, б, из которого видно, что импульс состоит из главного импульса и небольшого отраженного импульса. Величина импульса напряжения определялась по его форме и баллистическому импульсу. Для этой цели импульс приблизительно выражался через половину синусоидальной волны и принималось, что между стальным наконечником и кристаллом фтористого лития имеет место идеальная акустическая проницаемость. Приводимые в работе значения напряжений составляют 80% от величины пика импульса. Напряжения изменялись применением кристаллов различного сечения и изменением скорости шарика стрельбой через препятствие, например почтовую открытку.

С помощью трех описанных здесь методов создания напряжения охватилось возможным охватить область скоростей движения дислокаций от  $10^{-9}$  см/сек до более чем  $10^5$  см/сек. Ошибка при определении скорости движения отдельной дислокации при медленном движении дислокации составляла несколько процентов; при максимальных измерявшихся скоростях движения дислокации измеренная величина могла отличаться от действительной в два раза

### В. Приготовление образцов

Исследованию подвергались оптически чистые кристаллы фтористого лития, свободные от субструктуры с большими углами разориентировки. Плотность дислокаций в этих кристаллах составляла  $\sim 5 \cdot 10^4$  см $^{-2}$ . Из каждого кристалла размером  $12,7 \times 38 \times 38$  мм выкалывалось 48 образцов. Все образцы из одного большого кристалла имели одинаковую твердость; твердость различных больших кристаллов была неодинаковой. После

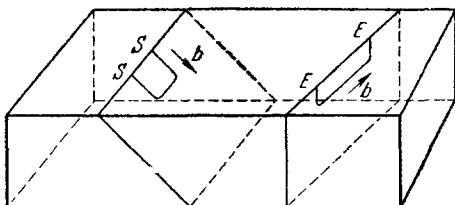


Рис. 4. Схематическое изображение двух петель дислокаций, выходящих на поверхность выколотого кристалла. Винтовые компоненты выходят в точках  $S$  и краевые компоненты — в точках  $E$ . Плоскость скола  $\{100\}$ ; плоскость скольжения  $\{110\}$ ; направление скольжения  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ .

выкалывания из большого кристалла образец подвергался химическому полированию в 2% растворе  $\text{NH}_4\text{OH}$  в воде<sup>2</sup> для удаления дислокаций, образовавшихся во время изготовления образца<sup>17</sup>. Затем на поверхности образца создавали небольшие петли дислокаций  $\{110\}$   $\langle 1\bar{1}0 \rangle$  путем следующей обработки<sup>2</sup>: стальной шарик диаметром 8 мм прокатывался вдоль образца по его поверхности. В результате такой обработки образовывались группы дислокаций. Затем химическим полированием удалялся поверхностный слой толщиной 10—15 м, в результате чего сохра-

нились только самые глубокие петли дислокаций. Дислокационные петли, исследованные в работе, были двух типов (рис. 4): в одном случае на поверхность выходили краевые, а в другом — винтовые компоненты. Разделение двух типов компонентов следует производить вследствие того, что их движение происходит с различной скоростью.

### Г. Проведение экспериментов

Кристал, содержащий свежие дислокационные петли, подвергался травлению и импульсному нагружению. Затем кристалл травился вторично, и измерялись перемещения индивидуальных дислокаций. На каждом образце измерение производилось на 40—100 дислокациях; определялось среднее расстояние  $\Delta x$ , пройденное дислокациями. При этом принимались во внимание только те дислокации, которые передвинулись за период приложения напряжения.

Особенно сильный разброс в величине расстояний, пройденных дислокациями, наблюдался при малых скоростях движения: в этом случае коэффициент вариации  $v$  составлял около 30% ( $v = (s/\Delta x) \cdot 100\%$ , где  $s$  — стандартная девиация). Таким образом, каждое приведенное значение скорости движения дислокаций представляет среднее из скоростей движения по меньшей мере 40 дислокаций (за один опыт), и коэффициент вариации может достигать 30%.

III. СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

A. Зависимость скорости движения дислокаций от напряжения

Зависимость скорости движения дислокаций от напряжения, определенная для двенадцати порядков скорости движения дислокаций, представлена на рис. 5. Скорость движения дислокаций сильно зависит от скалывающего компонента напряжения, особенно при низких напряже-

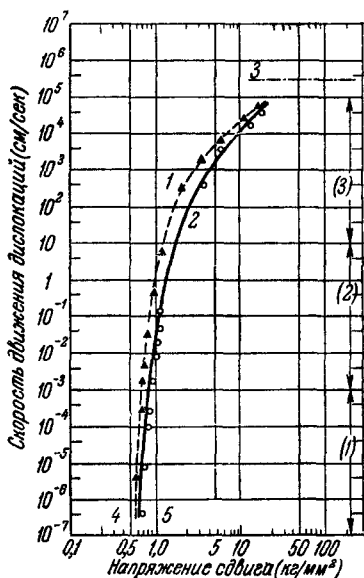


Рис. 5. График зависимости скорости движения дислокаций от скалывающей составляющей напряжения для кристалла фтористого лития, не подвергнувшегося после выращивания дополнительной обработке. Три области, на которые делится график (см. цифры с правой стороны), соответствуют трем методам нагружения, показанным на рис. 2. Предел текучести и критическое напряжение сдвига были измерены при испытании на сжатие.

1—краевые компоненты; 2—винтовые компоненты; 3—скорость сдвиговых волн  $[\bar{1}10]=3,6 \cdot 10^5$  см/сек; 4—предел текучести; 5—критическое напряжение сдвига.

ниях, когда скорость возрастает, грубо говоря, пропорционально двадцать пятой степени напряжения. Кривая скорости движения дислокаций начинает выравниваться, когда скорость приближается к скорости волн сдвига (110)  $[\bar{1}10]$  во фтористом литии. Это явление находится в соответствии с теорией, согласно которой конечная скорость винтовой дислокации определяется скоростью поперечных звуковых волн, тогда как конечная скорость краевой дислокации должна составлять 0.9 от скорости поперечных звуковых волн <sup>18</sup>.

Две кривые на рис. 5 иллюстрируют разницу в скорости движения краевых и винтовых компонентов дислокационной петли. При низких скоростях движения краевые компоненты движутся в 50 раз быстрее винтовых. При более высоких скоростях кривые сближаются, что находится в соответствии с тем, что верхний предел их почти одинаковый.

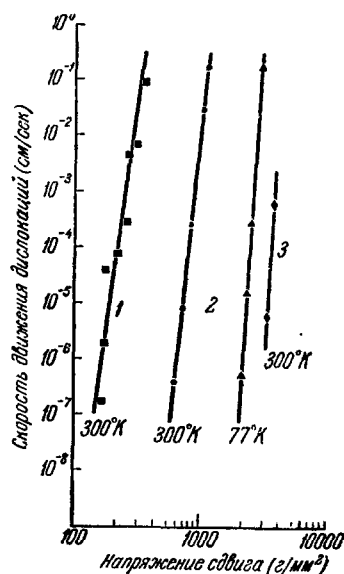


Рис. 6. График зависимости скорости движения винтовых компонентов петель дислокаций от напряжения сдвига для кристаллов различной твердости.

1—в разупроченном состоянии; 2—без дополнительной обработки после выращивания кристалла; 3—после облуживания нейтронами.

Представленные на рис. 5 данные являются типичными для кристалла, который после выращивания не подвергался дополнительной обработке. С изменением твердости, которая меняется от кристалла к кристаллу, кривые зависимости скорости движения дислокации от напряжения сдвигаются по оси абсцисс. Это явление видно на рис. 6, на котором представлены кривые скорости движения винтовых дислокаций в кристалле, подвергнувшемся упрочняющей или разупрочняющей обработке. Аналогичные кривые имеются для краевых дислокаций.

### Б. Р а в н о м е р н о с т ь   д в и ж е н и я   д и с л о к а ц и й

Примененный метод измерения скорости движения дислокаций не позволяет установить, каким образом происходит движение дислокаций—равномерно или путем отдельных скачков. Однако можно показать, что при низких скоростях движение может быть неравномерным.

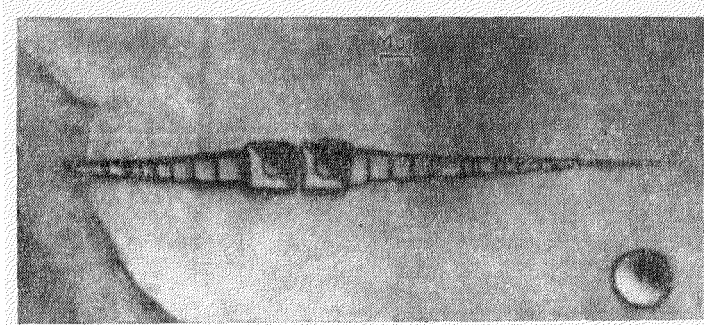


Рис. 7. Дислокационная петля, расширяющаяся под действием нагрузки в кристалле, погруженном в раствор травителя. Нагрузка прилагалась в течение трех минут ( $\times 450$ ).

Образец, содержащий свежие петли дислокаций, был помещен в раствор травителя и в течение трех минут подвергался действию нагрузки. Медленное распространение дислокационных петель регистрировалось травлением. Одна такая петля показана на рис. 7; здесь две большие фигуры травления в центре указывают исходное положение концов петли. Передвижение обоих концов петли было неравномерным и состояло из многочисленных последовательных скачков, длина которых составляла несколько микрон. Разная глубина фигур травления в каждом ряду свидетельствует о различных промежутках времени между скачками.

Скачкообразное движение, видимое на рис. 7, может быть связано с прерывистым движением дислокаций; оно может быть также следствием взаимодействия дислокаций с фигурами травления, которые могут закреплять выходы дислокационной линии на поверхности кристалла. Однако, так как наклон боковых граней фигуры травления составляет всего  $15^\circ$  и отсутствуют дополнительные данные, маловероятно, чтобы фигуры травления являлись препятствием для движения дислокаций.

Верхний предел того расстояния, на протяжении которого происходит ускорение дислокации под действием приложенного напряжения, можно определить на основании следующего. После одного импульса продолжительностью 400 мсек под воздействием напряжения  $1000 \text{ г/мм}^2$  среднее расстояние, на которое передвинулись винтовые дислокации, составляло 18  $\mu$ ; после десяти импульсов по 40 мсек среднее расстояние, пройденное дислокациями, составляло 17  $\mu$ . Таким образом, в пределах

точности эксперимента средняя скорость при передвижении на 1,7  $\mu$  такая же, как и при передвижении на расстояние в десять раз больше. Таким образом, можно сделать вывод, что путь, на котором происходит ускорение движения дислокации, значительно меньше чем 1,7  $\mu$ .

При сдвиговой составляющей напряжения выше 800 г/мм<sup>2</sup> во всех опытах происходило движение всех свежих дислокаций; при напряжении 700 г/мм<sup>2</sup> двигалось только 20% свежих дислокаций; при 650 г/мм<sup>2</sup> двигалось только 2—3%, а при 600 г/мм<sup>2</sup> за 10<sup>5</sup> сек движения на расстояние 1  $\mu$  не происходило. Представленные на рис. 5, 6, 8 и 9 данные во всех случаях соответствуют средним скоростям тех дислокаций, которые двигались в ходе испытания. Таким образом, при понижении уровня приложенного напряжения понижается средняя скорость движущихся дислокаций и, кроме того, некоторая их часть остается неподвижной. Ниже некоторого значения (определенного с точностью до 10%) во фтористом литии совершенно не происходит движения дислокаций. Во время движения скорость краевых компонентов во много раз выше скорости винтовых компонентов, но оба типа дислокаций, очевидно, прекращают движение при одинаковом уровне напряжения.

**В. Температурная зависимость скорости движения дислокаций**

Температурная зависимость скорости движения дислокаций исследовалась путем измерения скорости при неизменном напряжении в функции от температуры. Полученные на двух кристаллах данные для винтовых дислокаций представлены на рис. 8, из которого видно, что в пределах точности опыта скорость меняется экспоненциально от 1/T. Наклон обеих прямых почти одинаковый, и скорость можно выразить следующим уравнением:

$$v_s = f(\sigma) e^{-E/kT} \quad (+25^\circ \text{C} > T > -50^\circ \text{C}), \quad (1)$$

где  $E \cong 0,7 \text{ эв}$  и  $\sigma$  — напряжение. Тот факт, что наклоны у обеих прямых одинаковые, свидетельствует о том, что  $E$  не является функцией напряжения. Однако следует учесть, что представленные на рис. 8 прямые получены не на одном кристалле при различных напряжениях, а на разных кристаллах, так как измерение на одном кристалле температурной зависимости скорости в широком интервале напряжений затруднительно.

На рис. 6 представлены прямые, характеризующие влияние температуры на скорость движения дислокаций в зависимости от напряжения; при сравнении кривых, полученных при испытании при разных температурах кристалла, не подвергавшегося после выращивания дополнительной обработке, видно, что прямая при 77° К сдвинута вправо по сравнению с прямой 300° К.

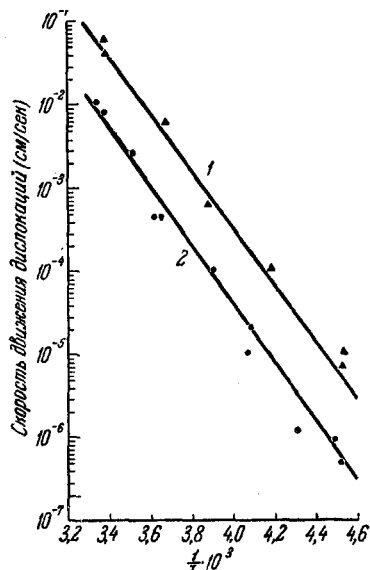


Рис. 8. График зависимости скорости движения дислокаций от температуры в кристалле, разупрочненном путем термической обработки, и в кристалле, не подвергавшемся после выращивания дополнительной обработке.  
1 — разупрочненный кристалл, 300 г/мм<sup>2</sup>; 2 — кристалл, не подвергавшийся обработке, 1100 г/мм<sup>2</sup>.

## Г. Влияние облучения

Нарушения, создаваемые во фтористом литии облучением нейтронами, электронами, гамма-лучами или рентгеновскими лучами, влияют на движение дислокаций двумя путями: облучение вызывает статическую блокировку скользящих дислокаций, присутствующих во время облучения, и увеличивает динамическое сопротивление движению свежих дислокаций, вводимых после облучения.

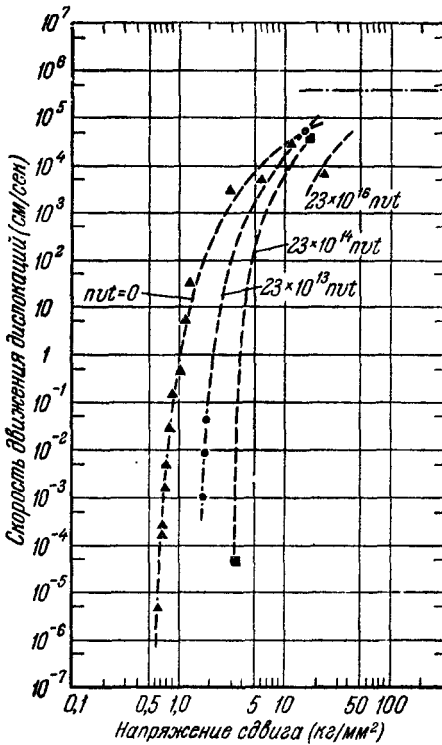


Рис. 9. Влияние нейтронного облучения на скорость движения краевых компонентов дислокационной петли.

Передвижение свежих дислокаций, введенных в кристалл до облучения, происходит при определенном минимальном напряжении. Для передвижения тех же дислокаций, оказавшихся заблокированными после облучения, требуется более высокое напряжение, а после значительных степеней облучения деформация кристалла может происходить без движения заблокированных дислокаций. После незначительного смещения заблокированная дислокация продолжает движение при напряжении, при котором происходит движение свежей дислокации, причем это напряжение ниже напряжения, необходимого для устранения блокировки. Изучение статической блокировки выходит за рамки настоящего исследования; здесь достаточно отметить, что такая блокировка наблюдается экспериментально.

Длительное облучение упрочняет кристаллы фтористого лития<sup>19</sup>, повышая напряжение движения свежих дислокаций (рис. 6). Представляют особый интерес следующие два аспекта явления динамического сопротивления движению дислокаций. Во-пер-

вых, это явление становится заметным только в том случае, если облучение создает в кристалле значительно большие по величине дефекты, чем отдельные точечные дефекты. Во-вторых, повышенное сопротивление движению дислокаций наблюдается как при высоких, так и при низких скоростях движения.

При небольших дозах облучения, когда по данным изучения оптической абсорбции радиационные нарушения состоят из точечных дефектов, заметного увеличения сопротивления движению дислокаций не происходит<sup>19</sup>. Сопротивление движению дислокаций начинает расти при такой степени облучения, когда оптические исследования выявляют присутствие центров окраски, состоящих из многочисленных точечных дефектов.

На рис. 9 представлены кривые, характеризующие влияние облучения нейтронами на скорость движения дислокаций в зависимости от напряжения. При всех скоростях движения дислокаций в облученном кристалле требуются более высокие напряжения для движения свежих дислокаций; такое влияние облучения наблюдается даже при скоростях



движения около  $10^5$  см/сек. При столь высоких скоростях движения влияние нарушений, вносимых облучением, должно быть связано с созданием динамического сопротивления движению дислокаций, так как в этих условиях действие блокирующего механизма, при котором движущаяся дислокация тянет за собой свою атмосферу, невозможно.

#### Д. Влияние примесей

Влияние примесей на движение дислокаций во фтористом литии также проявляется двойко—в статической блокировке и в повышении динамического сопротивления движению дислокаций. Скользящие дислокации, введенные при комнатной температуре, оказываются заблокированными в результате старения в течение нескольких часов при  $100^\circ\text{C}$ . Это явление связано, по-видимому, с присутствием примесей (рис. 10).

Два образца, один из которых содержал свежие петли дислокаций, были подвергнуты старению при  $100^\circ\text{C}$  и охлаждены до комнатной температуры, после чего во второй образец были введены свежие дислокации. Было измерено напряжение, необходимое для движения свежих дислокаций, а также самое низкое напряжение, при котором начиналось движение какой-либо из дислокаций, существовавших в кристалле до того, как он был подвергнут старению. Старение не изменило сопротивления движению дислокаций, введенных в кристалл после старения. Однако дислокации, существовавшие до старения, после кратковременного старения оказались прочно заблокированными. После того, как такая дислокация оказывалась разблокированной в результате приложения достаточно высокого напряжения, она продолжала двигаться при напряжении, при котором происходило движение свежих дислокаций. (Отметим, что образцы в этом эксперименте были выколоты из кристалла, который был мягче, чем кристалл, использованный в опытах по измерению скорости движения дислокаций.)

Кристаллы фтористого лития в состоянии поставки после одинаковой термообработки имеют различную твердость. Очевидно, это связано с различным содержанием примесей в кристаллах. Различие в твердости связано с тем, что для движения свежих дислокаций в различных кристаллах требуются различные напряжения.

Твердость кристаллов данной степени чистоты меняется в зависимости от термообработки. Очень медленно ( $1^\circ\text{C}/\text{час}$ ) охлажденные от  $250^\circ\text{C}$  кристаллы отличаются высокой твердостью. Кристаллы, охлажденные от этой же температуры за несколько минут, относительно мягки. Твердость кристаллов после этих двух видов термообработки может различаться в пять раз. Из этого явления следует сделать вывод: атомы примесей, присутствуя в кристалле в виде скоплений или выделений, создают большее динамическое сопротивление движению дислокаций, чем в случае, когда они присутствуют в виде отдельных атомов.

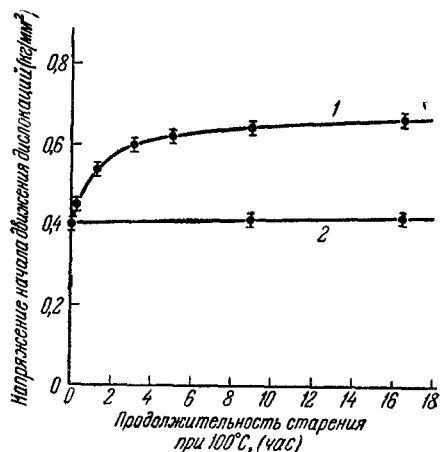


Рис. 10. Блокировка дислокаций в результате старения при низкой температуре.

1—дислокации после старения; 2—свежие дислокации.

### Е. Зависимость между прочностью кристаллов и напряжением, необходимым для движения дислокаций

Движение свежих дислокаций в твердом кристалле фтористого лития происходит при более высоком напряжении, чем в мягком кристалле. На это поведение не влияют образовавшиеся при росте кристалла или прочно заблокированные дислокации, движения которых в ходе пластической деформации не происходит.

Зависимость между твердостью (прочностью) кристалла и минимальным напряжением, необходимым для движения свежей дислокации, представлена на рис. 11. Различной прочности кристаллов достигали путем термообработки—для снижения прочности и облучения нейтронами—для повышения. Затем в кристаллы вводили свежие дислокации и измеряли минимальное напряжение, необходимое для их движения.



Рис. 11. График зависимости напряжения движения свежей дислокации от прочности кристалла.

Кристалла. Константа пропорциональности не равна единице, так как в случае чистого изгиба максимальное напряжение, соответствующее критическому моменту изгиба, на 50% выше напряжения течения при простом растяжении или сжатии. Это было установлено опытами по растяжению, сжатию и изгибу образцов из одного кристалла и находится в соответствии с анализом Рида<sup>20</sup>. Приведенные в настоящей работе опыты отвечают рассмотренному Ридом случаю напряжения течения при испытании на растяжение, равного напряжению, необходимому для движения дислокаций. Это достигалось тем, что до приложения нагрузки кристаллы подвергались пескоструйной обработке, в результате чего в них образовывалось избыточное количество свежих дислокаций.

### Ж. Обсуждение результатов, полученных при исследовании скорости движения дислокаций

Рассмотрим показательный случай пластической деформации фтористого лития при деформации сжатием. На оси абсцисс графика на рис. 5 отмечены предел текучести\*) и критическое напряжение сдвига\*\*) при

\*) Под пределом текучести здесь понимается напряжение, при котором начинается отклонение от линейности кривой в координатах напряжение—деформация.

\*\*) Критическое напряжение сдвига—почти неизменное напряжение, при котором наблюдается значительная пластическая деформация.

деформации кристалла сжатием со скоростью около  $5 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$ . Предел текучести лежит незначительно выше минимального напряжения, при котором происходит движение дислокаций. Несколько большее критическое напряжение сдвига определяется не только напряжением, необходимым для движения дислокаций, но и зависимостью скорости движения дислокаций от напряжения, скорости деформации кристалла и количества присутствующих скользящих дислокаций. Соотношения между этими величинами обсуждаются ниже.

Для того, чтобы дислокация двигалась со скоростью, близкой к скорости звука, необходимы довольно высокие напряжения. Скорости движения дислокаций, наблюдаемые при обычных скоростях деформации ( $10^{-6}$ — $10^{-5} \text{ сек}^{-1}$ ), ниже  $10^{-2} \text{ см/сек}$ , так как происходит движение большого количества дислокаций одновременно.

Скорость движения дислокаций сильно зависит от приложенного напряжения, особенно при низких скоростях, наблюдаемых в обычных условиях опыта. Наоборот, напряжение течения почти не зависит от скорости движения дислокаций, и зависимость напряжения течения от скорости деформации должна быть незначительной. Это положение подтверждено экспериментально<sup>2</sup>. Резкое изменение скорости деформации в 10 раз приводило к десятикратному увеличению скорости движения дислокаций; напряжение же течения увеличивалось только на несколько процентов.

Скорость движения дислокаций сильно меняется с температурой; значительно слабее изменяется при этом напряжение течения вследствие чрезвычайно быстрого изменения скорости движения дислокаций с изменением напряжения. Температурная зависимость скорости движения дислокаций позволяет предположить, что процесс, лимитирующий движение дислокаций, имеет энергию активации около  $0,7 \text{ эв}$ . Эта величина сравнима с энергией активации подвижности вакансии иона лития во фтористом литии, равной  $0,65 \text{ эв}$ <sup>21</sup>. Однако следует отметить, что температурная зависимость измерялась в узком температурном интервале (от  $+20$  до  $-50^\circ \text{ C}$ ) и экстраполяция до  $-196^\circ$  не может с достаточной точностью предсказать поведение дислокаций при столь низкой температуре. Таким образом, нельзя считать окончательно установленным, что движение дислокаций определяется одним или несколькими процессами и соответственно энергиями активации. Наконец, данные о природе этого процесса отсутствуют, поэтому обсуждение величины энергии активации было бы преждевременным.

В области низких напряжений краевые компоненты дислокационных петель во фтористом литии движутся в 50 раз быстрее, чем винтовые компоненты. Наблюдения над металлами также подтверждают, что краевые дислокации движутся быстрее винтовых. Чен и Понд<sup>22</sup> обнаружили, что полосы скольжения, образованные краевыми дислокациями, росли в алюминии быстрее, чем полосы скольжения, образованные винтовыми дислокациями. Лоу и Гард<sup>23</sup> на основании изучения формы дислокационных петель в кремнистом железе сделали вывод, что краевые компоненты движутся значительно быстрее винтовых.

Высокая прочность блокировки дислокаций примесями в результате низкотемпературного старения (при  $100^\circ \text{ C}$ ) находится в соответствии с нашими более ранними наблюдениями, согласно которым образовавшиеся при росте кристалла дислокации в ходе деформации не передвигаются. Препятствие для движения таких прочно заблокированных дислокаций представляет также то обстоятельство, что обычно они лежат не на плоскостях скольжения, а на случайных плоскостях и не связаны с единственной плоскостью. Небольшие дислокационные петли призматической

формы, образующиеся при охлаждении, также являются прочно заблокированными, и напряжение, необходимое для того, чтобы заставить действовать их как источники дислокаций, выше, чем можно было бы предположить, исходя из одного размера дислокационной петли.

#### IV. ПЛОТНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ

Значительная макроскопическая скорость деформации связана с движением в кристалле огромного количества дислокаций. Так, при критическом напряжении сдвига в кристаллах фтористого лития скорость дислокаций достигает  $10^{-3}$  см/сек; это значит, что плотность движущихся дислокаций при обычной скорости деформации  $10^{-5}$  сек $^{-1}$  составляет около  $4 \cdot 10^5$  см $^{-2}$ . Большое значение имеет также пространственное распределение дислокаций в кристаллах. Дислокации, сжатые в плотную сетку, неспособны передвигаться с большой скоростью и, следовательно, обеспечивают высокую скорость деформации. Максимальный вклад в скорость деформации дислокации вносят при равномерном их распределении в кристалле, благодаря которому они испытывают минимальное действие полей внутренних напряжений. Ниже будет описан процесс роста дислокационных структур во фтористом литии без анализа механизма образования дислокаций.

##### А. Размножение петель дислокаций

Отдельная дислокационная петля во фтористом литии, расширяясь под действием напряжения, размножается путем образования новых петель внутри исходной. Этот описанный ранее<sup>2</sup> процесс схематически изображен на рис. 12. Новые петли размножаются так же, как и исходная петля, и в результате образуется широкая полоса скольжения.

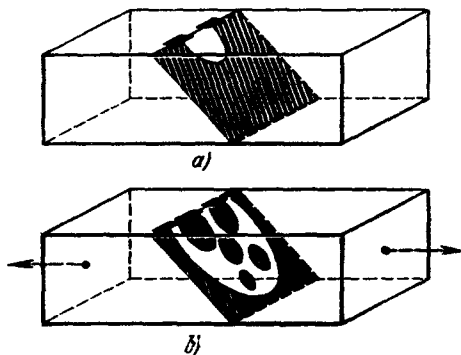


Рис. 12. Схема процесса размножения дислокаций во фтористом литии:

*a)* кристалл содержит скользкую дислокационную петлю, выходящую на поверхность; *b)* исходная маленькая петля расширилась под действием напряжения, и внутри нее образовалось много новых петель.

На рис. 13 показан процесс движения и размножения одного конца дислокационной петли; видно, что скорость размножения сильно зависит от уровня приложенного напряжения. В результате процесса, изображенного на рис. 12, с течением времени увеличение числа новых дислокаций происходит при неизменном напряжении. Влияние напряжения и времени будет описано ниже.

Отдельные дислокационные петли типа, представленного на рис. 12, были введены в несколько кристаллов; рост петель происходил при различных уровнях напряжения. Во всех случаях исходная петля доводилась до диаметра около 0,5 мм; затем определялась линейная плотность (число фигур травления на сантиметр) новых фигур травления, образовавшихся на линии пересечения плоскости скольжения с поверхностью в ходе роста исходной петли. Так как поведение кристаллов с низким пределом текучести (мягких кристаллов) несколько отличалось от поведения кристаллов с более высоким пределом текучести (твердых кристаллов), то изучались оба типа кристаллов. На рис. 14 представлены соответствующие

кривые линейной плотности дислокационных петель в функции приложенного напряжения, под действием которого происходило распространение исходной петли. Не исключено, что данные для высоких плотностей дислокаций не точно соответствуют плотности дислокаций в кристалле, находящемся под действием напряжения. Дело в том, что дислокации в полосах скольжения с высокой плотностью дислокаций оказывают воздействие друг на друга, в результате которого после снятия нагрузки, возможно, будет происходить процесс стягивания и исчезновения некоторых петель дислокаций.

Степень развития процесса размножения дислокаций сильно зависит от уровня приложенного напряжения. В случае твердого кристалла при изменении напряжения в 1,4 раза плотность новых дислокаций изменялась в  $10^3$  раз. При больших напряжениях плотность дислокаций достигает очень высоких значений (при напряжении  $20 \text{ кг/см}^2$  плотность новых дислокаций составляет  $10^4 \text{ см}^{-1}$ ). С другой стороны, если дислокация распространяется при напряжении, немного превышающем минимальное необходимое для ее движения напряжение, образования новых петель не происходит даже при расширении исходной петли до диаметра  $0,5 \text{ м.м.}$

Как видно из рис. 14, в кристаллах с различной твердостью размножение дислокаций при данном напряжении происходит неодинаково, и, следовательно, степень развития процесса размножения дислокаций определяется не только уровнем напряжения. Если плотность петель откладывать в функции скорости движения дислокаций, а не в функции напряжения, то кривые для твердого и мягкого кристаллов ложатся значительно ближе, чем кривые на рис. 14. Однако самое лучшее совпадение кривых для разных кристаллов наблюдается в том случае, если плотность петель откладывать в функции  $\sigma/v$  ( $b$ —вектор Бюргерса,  $v$ —скорость движения дислокаций) (рис. 15). Это произведение представляет скорость рассеяния энергии на  $1 \text{ см}$  длины дислокации.

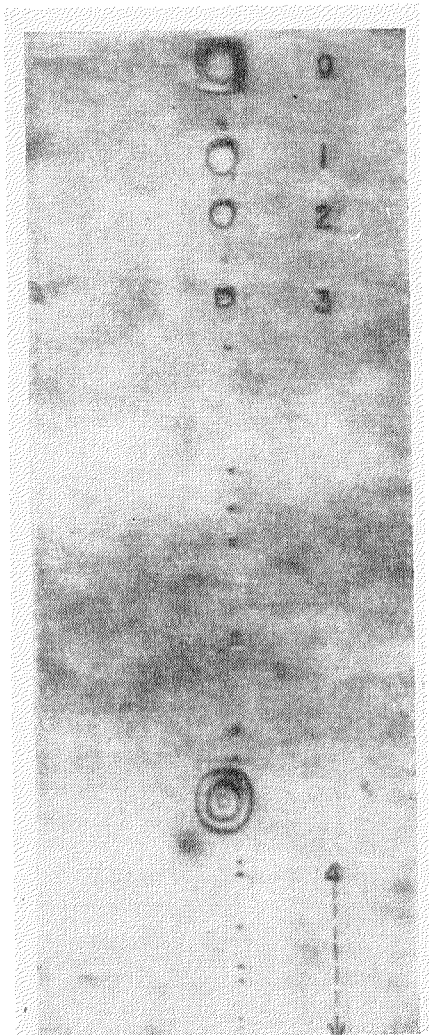


Рис. 13. Влияние напряжения на размножение дислокаций. Большая фигура травления в верхней части рисунка соответствует исходному положению дислокации. Дислокация передвигалась под действием трех импульсов напряжения величиной  $1540 \text{ г/мм}^2$ ; продолжительность действия напряжения —  $10 \text{ сек.}$  Судя по тому, что присутствует только по одной дислокации данной величины, размножения дислокаций при этом не произошло. Дополнительный десятисекундный импульс напряжения, равный  $1680 \text{ г/мм}^2$ , вызвал появление многочисленных новых дислокаций, и исходная дислокация вышла из предела сфотографированного участка в нижней части снимка. Травление кристалла производилось после каждого импульса напряжения.  $\times 300$  (при репродуцировании увеличено на 30%).

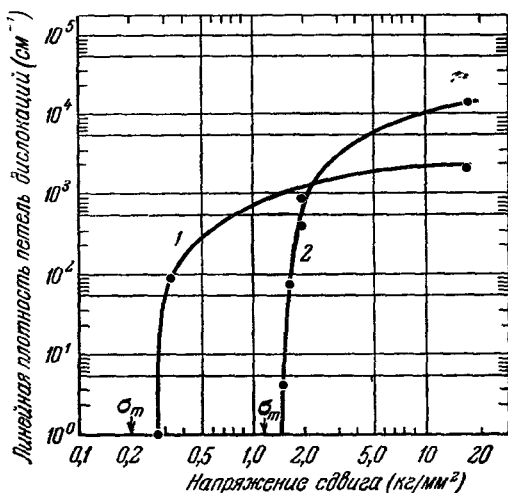


Рис. 14. Влияние напряжения на размножение дислокаций. Линейная плотность петель дислокаций представлена в функции напряжения для полос скольжения, образовавшихся при расширении единичных петель дислокаций до диаметра 0,5 м.м при различных уровнях напряжения. Наблюдавшиеся дислокации соответствовали винтовым компонентам петель. Предел текучести твердого кристалла—1350 г/мм<sup>2</sup>, мягкого кристалла—300 г/мм<sup>2</sup>. Стрелками на оси абсцисс отмечено минимальное напряжение, при котором начинается движение в каждом кристалле.

1—«мягкий» кристалл; 2—«твердый» кристалл.

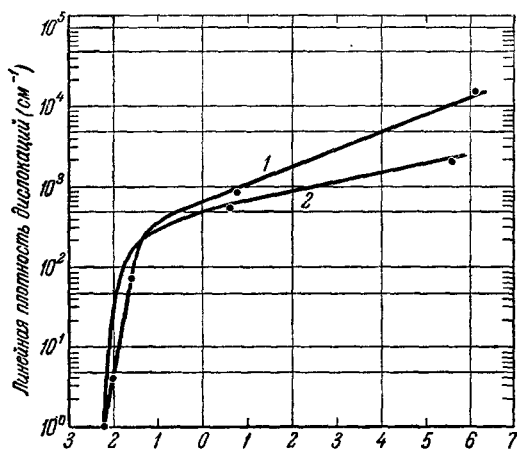


Рис. 15. График зависимости процесса размножения дислокаций в пределах единичной петли от скорости рассеяния энергии на дислокацию. По оси абсцисс отложен  $\ln \sigma bv$  (эрг/см·сек).

Данные из рис. 14 представлены в функции  $\sigma bv$ , где  $\sigma$ —напряжение,  $b$ —вектор Бюргерса,  $v$ —скорость движения дислокаций. 1—«твердый» кристалл, 2—«мягкий» кристалл.

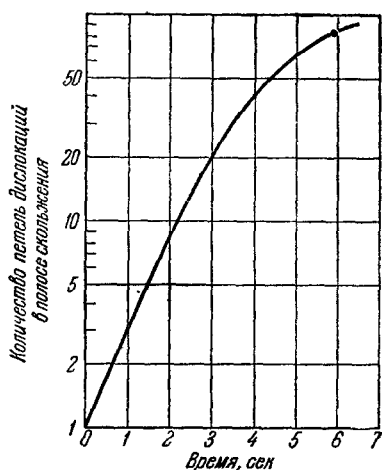


Рис. 16. Рост полосы скольжения из единичной петли. Количество новых дислокаций внутри расширяющейся петли представлено в функции времени. Скорость движения концов дислокационной петли  $v=1,2 \cdot 10^{-2}$  см/сек; приложенное напряжение  $\sigma=1640$  г/мм<sup>2</sup>.

Если дислокационная петля находится под действием постоянного напряжения, достаточно высокого, чтобы происходил процесс появления новых дислокаций, плотность петель на плоскости скольжения растет со временем. На рис. 16 представлены данные для типичной полосы скольжения в том же «твердом» кристалле, что и на рис. 14 и 15. Эти данные свидетельствуют о том, что в начале процесса размножения число дислокаций растет со временем по экспоненциальному закону.

### Б. Рост полос скольжения

После того, как отдельная дислокационная петля полностью прошла через кристалл и размножение дислокаций дошло до такой степени, что дислокации, образующие одну полосу скольжения, находятся на расстоянии примерно 2 микрон друг от друга, начинается увеличение толщины полосы скольжения. Качественно этот процесс показан на рис. 17. В ходе поперечного утолщения полосы плотность дислокаций внутри полосы сохраняется неизменной и составляет около  $10^7/\text{см}^2$ . Плотность дислокаций внутри полосы скольжения начинает расти только после того, как поверхность кристалла окажется полностью покрытой полосами скольжения.

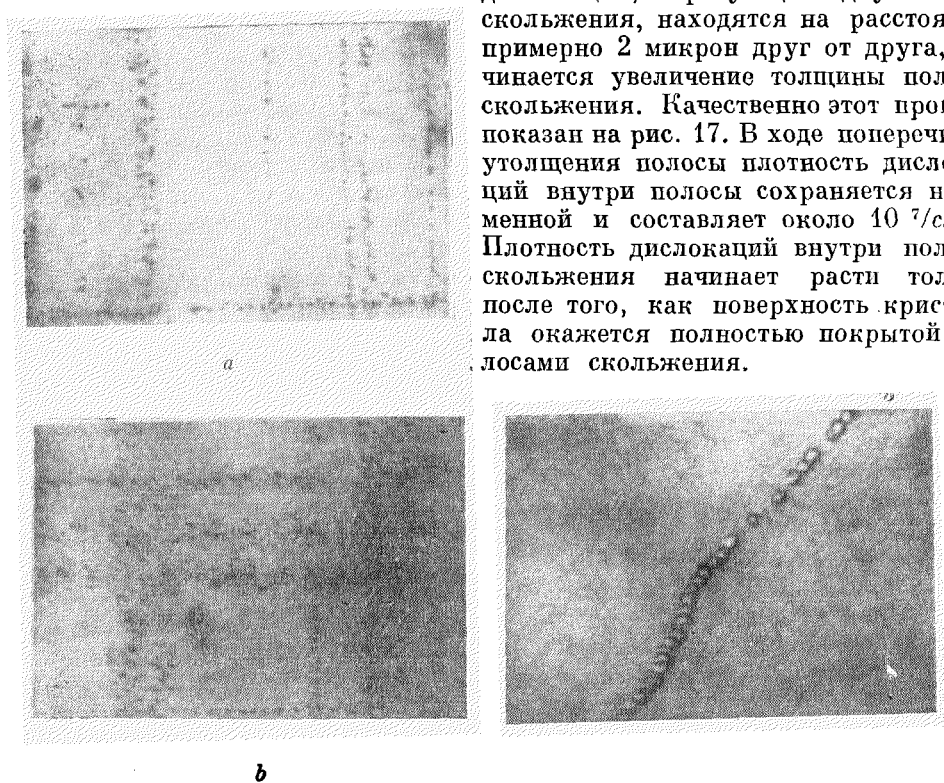


Рис. 17. Поперечный рост полос скольжения во фтористом литии. Фотографирование кристалла производилось после различной степени деформации сжатием. Плотность винтовых дислокаций в полосе скольжения  $\sim 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ .  
 а) деформация 0,03%; б) деформация 0,9%; в) деформация 8,0%. ( $\times 250$ )

1. Зависимость от степени деформации. Увеличение ширины полос скольжения линейно связано со степенью макроскопической деформации. Эта зависимость представлена на рис. 18 для тех же кристаллов («твердого» и «мягкого»), результаты исследования которых сообщались выше. Скорость роста полосы скольжения в твердом кристалле меньше, чем в мягком кристалле, но в обоих случаях имеет место линейная зависимость.

Изменение ширины отдельной полосы скольжения в ходе деформации хорошо видно на примере изменения формы полос скольжения в изогнутом кристалле. Полосы скольжения, расположенные на гранях кристалла,

перпендикулярных оси изгиба, имеют клинообразную форму. Деформация в изогнутом кристалле линейно меняется с изменением расстояния до нейтральной плоскости; из этого следует, что ширина полосы скольжения линейно меняется с деформацией.

2. Влияние температуры и напряжения. Вид полос скольжения в кристаллах фтористого лития меняется в зависимости от температуры и уровня напряжения, при которых происходит деформация кристалла. Влияние температуры видно из рис. 19. Можно отметить следующие два явления: 1) плотность дислокаций в полосе скольжения выше после деформации при  $-196^\circ$ , чем после деформации при  $25^\circ \text{C}$ , и 2) полосы, состоящие из фигур травления, более четко очерчены после деформации при низкой температуре.

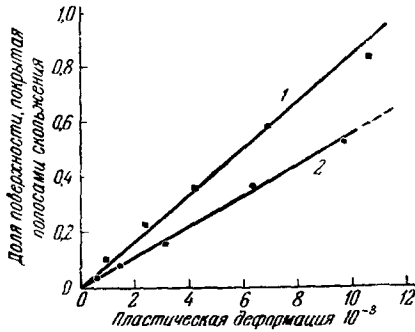


Рис. 18. Поперечный рост полос скольжения в ходе пластической деформации. Предел текучести мягкого кристалла  $\sigma_y \cong 300 \text{ г/мм}^2$ ; плотность дислокаций в растущей полосе скольжения  $n_b \cong 7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ ; для твердого кристалла  $\sigma_y \cong 1350 \text{ г/мм}^2$  и  $n_b \cong 3,4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ .  
1 — «мягкий» кристалл; 2 — «твердый» кристалл.

Действие повышения твердости кристалла весьма сходно с действием понижения температуры деформации. Так, полосы скольжения «мягкого» кристалла на рис. 18 имели плотность дислокаций  $\sim 7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$  ( $\sigma_y = 300 \text{ г/мм}^2$ ), тогда как полосы скольжения в «твердом» кристалле имели плотность дислокаций  $\sim 3,4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$  ( $\sigma_y = 1350 \text{ г/мм}^2$ ). Эти величины можно сравнить с плотностями, полученными в результате испытания кристалла при двух температурах. После деформации при  $77^\circ \text{K}$  полосы скольжения имели плотность  $\sim 3,6 \cdot 10^7$  ( $\sigma_y = 1100 \text{ г/мм}^2$ ) и после деформации при  $298^\circ \text{K}$  плотность составляла  $\sim 8,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$  ( $\sigma_y = 220 \text{ г/мм}^2$ ). Наблюдаемое соответствие свидетельствует о том, что при низкотемпературном испытании важное значение имел уровень напряжения.

Таким образом, можно сделать вывод, что повышение уровня напряжения способствует появлению более резко очерченных и более плотно заполненных полос скольжения и что предельная плотность дислокаций внутри полосы скольжения во время первой стадии деформации линейно меняется с уровнем напряжения.

## В. Изменение плотности дислокаций с деформацией

Плотность дислокаций измерялась в деформированных на 0,1—10% сжатием кристаллах; скорость деформации составляла  $5 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$ . Средняя плотность дислокаций определялась путем подсчета числа фигур травления по серии оптических и электронных микрофотографий, снятых с поверхности по длине образца. Хотя при невысоких степенях деформации фигуры травления были сконцентрированы внутри полос скольжения, измерялась средняя плотность дислокаций по всему образцу, а не локальная плотность дислокаций. Плотность дислокаций, как это видно из рис. 20, грубо говоря, прямо пропорциональна степени деформации:

$$n \cong 10^9 \cdot \epsilon \text{ дисл./см}^2 \text{ при } 10^{-3} < \epsilon < 10^{-1}. \quad (2)$$

Это выражение, очевидно, несправедливо при очень малой или значительной деформациях, но является хорошим приближением в указанной области деформаций. Спроулл, Мосс и Вейнсток<sup>24</sup> получили значения  $1,8 \cdot 10^7$



и  $4,6 \cdot 10^7$  дисл/см<sup>2</sup> после деформаций  $\sim 0,02$  и  $0,04\%$  соответственно. Эти результаты находятся, очевидно, в хорошем соответствии с данными, приведенными в настоящей статье.

Прямое измерение плотности дислокаций в зависимости от степени пластической деформации производили также Патель и Александер<sup>25</sup>,

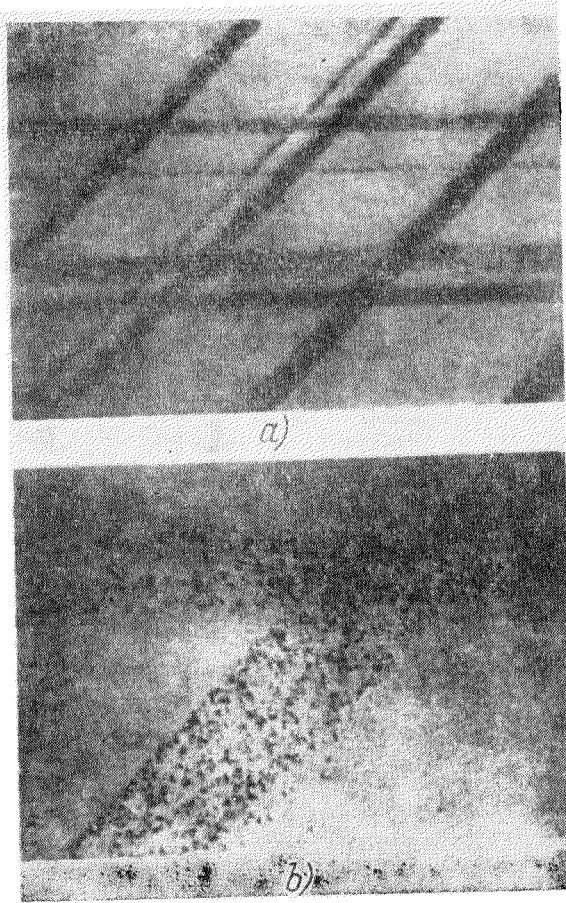


Рис. 19. Полосы скольжения, образовавшиеся в одном и том же кристалле при  $-196^\circ$  и  $+25^\circ$  С. Деформация в обоих случаях  $-0,36\%$ .

а) температура деформации  $-196^\circ$ ,  $\sigma_{II} = 1100$  г/мм<sup>2</sup>,  $n_s \approx 3,6 \cdot 10^7$  см<sup>-2</sup>; б) температура деформации  $+25^\circ$  С;  $\sigma_{II} = 220$  г/мм<sup>2</sup>,  $n_s \approx 8,5 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup>.  $\times 300$  (при репродуцировании увеличено в 1,5 раза).

которые подсчитывали количество фигур травления на кристаллах германия, деформированных сжатием при  $600^\circ$  С. Эти данные приведены на рис. 20 для сравнения. Во фтористом литии плотность дислокаций прямо пропорциональна деформации; в германии же плотность дислокаций увеличивается с ростом степени деформации более быстро — почти пропорционально деформации в степени  $3/2$ .

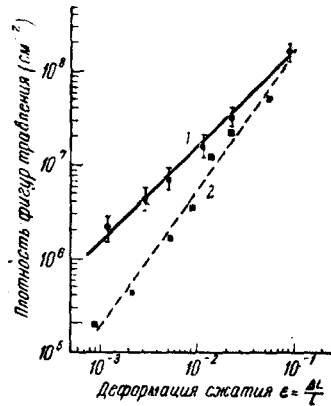


Рис. 20. График зависимости плотности фигур травления от степени пластической деформации кристаллов фтористого лития. Для сравнения приведены данные Пателя и Александера<sup>25</sup>.

1 — фтористый литий,  $n \approx 10^{10}$ ; 2 — германий (Патель и Александер).

#### Г. Обсуждение результатов раздела IV — плотность дислокаций

Полученные данные свидетельствуют о том, что число дислокаций и их распределение в деформированном кристалле определяются несколькими факторами, среди которых можно назвать суммарную степень деформации, скорость деформации и твердость кристалла. Хотя детально механизм влияния этих факторов пока неизвестен, некоторые его стороны в настоящее время понятны качественно. В частности, скорость размножения

отдельной дислокационной петли и предельная плотность дислокаций в пределах растущей полосы скольжения, очевидно, являются прямым следствием способа размножения и взаимодействия дислокаций.

Протравленная поверхность кристалла представляет собой одномерную картину плоскости скольжения, качественно аналогичную двумерной картине благодаря исключительно удлиненной форме дислокационной петли. Такая одномерная картина позволяет установить, что новые дислокации появляются в тех точках, через которые прошли концы расширяющейся петли. Если  $\delta$ —число новых петель дислокаций, возникших на длине  $1 \text{ см}$  пути движения исходной петли, то скорость изменения числа петель составит

$$dN = 2\delta N dx, \quad (3)$$

где  $dx$ —линейное расстояние, пройденное каждой дислокацией,  $N$ —суммарное число дислокаций, а множитель 2 учитывает тот факт, что каждая дислокационная петля имеет два конца (или две движущиеся дислокации). Так как  $dx = v dt$ , где  $v$ —скорость движения дислокации, то

$$dN = 2\delta v N dt$$

и

$$N = N_0 e^{2\delta v t}. \quad (4)$$

Таким образом, суммарное число петель в растущей полосе скольжения увеличивается со временем по экспоненциальному закону. Этот вывод находится в соответствии с представленными на рис. 16 данными (на рис. 16  $\delta \cong 40 \text{ см}^{-1}$ ).

В ходе роста трехмерной полосы скольжения, кроме размножения дислокаций, происходит их взаимодействие. Взаимодействие дислокаций заключается в том, что при встрече двух дислокаций противоположного знака они либо закрепляют друг друга, либо аннигилируют. Поскольку, как указывалось выше, скорость размножения дислокаций пропорциональна их плотности  $n$ , то скорость процесса взаимодействия, очевидно, пропорциональна  $n^2$ , так как взаимодействие определяется вероятностью встречи двух дислокаций. Таким образом, окончательно скорость изменения плотности дислокаций выражается следующим уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha n - \beta n^2, \quad (5)$$

откуда

$$n = \frac{\alpha e^{\alpha t}}{\alpha + \beta (e^{\alpha t} - 1)}. \quad (6)$$

Таким образом, в результате взаимодействия  $n$  достигает предельного значения  $\alpha/\beta$  при очень больших значениях  $t$ . После достижения предельного значения дальнейшее увеличение плотности дислокаций не происходит. Экспериментально установлено, что предельная плотность зависит от твердости кристалла и составляет около  $10^7 \text{ дисл./см}^2$ .

По достижении плотностью дислокаций в полосе скольжения величины порядка  $10^7 \text{ см}^{-2}$  дальнейшее увеличение суммарной плотности дислокаций происходит путем поперечного роста полос скольжения при неизменной локальной плотности дислокаций в пределах каждой полосы скольжения. Поскольку ширина полос скольжения линейно зависит от макроскопической деформации, между суммарной плотностью дислокаций и деформацией также существует линейная зависимость. Дальнейшее увеличение локальной плотности дислокаций происходит после того, как полосы скольжения, придя в соприкосновение друг с другом, полностью покроют поверхность кристалла.

### V. СВЯЗЬ МЕЖДУ СВОЙСТВАМИ ОТДЕЛЬНЫХ ДИСЛОКАЦИЙ И МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

Попробуем связать полученные при исследовании свойств дислокаций данные с пластической деформацией больших кристаллов. Подход к этому вопросу, безусловно, будет слишком упрощенным вследствие недостаточной ясности некоторых сторон процесса деформации. Тем не менее такая постановка вопроса, как нам кажется, будет способствовать более глубокому пониманию процессов пластической деформации кристаллов.

Выражение для скорости пластической деформации кристалла можно написать следующим образом:

$$\dot{\epsilon} = bnv, \quad (7)$$

где  $b$ —вектор Бюргерса,  $n$ —число дислокаций на единицу площади поверхности и  $v$ —средняя скорость дислокаций. В присутствии только чисто краевых и чисто винтовых дислокаций скорость деформации определяется двумя скоростями:

$$\dot{\epsilon} = b(n_s v_s + n_e v_e), \quad (8)$$

где  $v_s$ —скорость движения винтовой и  $v_e$ —краевой дислокаций. Краевые компоненты дислокационной петли движутся примерно в 50 раз быстрее винтовых компонентов, поэтому относительная плотность винтовых и краевых дислокаций должна равняться

$$n_s/n_e = v_e/v_s \cong 50. \quad (9)$$

Суммарное число дислокаций составит

$$n = (n_s + n_e) = n_s + \frac{n_s}{50} \cong n_s, \quad (10)$$

и уравнение (8) можно переписать следующим образом:

$$\dot{\epsilon} \approx 2bnv_s. \quad (11)$$

Если учесть эмпирическую зависимость между плотностью дислокаций и степенью деформации ( $n \cong 10^9 \epsilon$ ), то в первом приближении получаем

$$\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^9 b \epsilon v_s. \quad (12)$$

Для данных степени и скорости деформации можно вычислить скорость движения дислокаций и определить из рис. 5 напряжение течения. Это значит, что, в принципе, на основании определения свойств дислокаций можно построить кривую растяжения.

#### A. Экспериментальная кривая деформации

Выколотые монокристалльные образцы подвергались деформации сжатием на машине, схема которой представлена на рис. 21. Головка этой машины сжимает кристалл с постоянной скоростью  $v_c$ . Часть движения головки расходуется на упругую деформацию прибора для испытания и кристалла. Эта упругая деформация схематически показана в виде воображаемой пружины, упругое смещение которой  $\Delta y_{эл} = kF$ , где  $F$ —приложенное усилие и  $k$ —постоянная пружины. Если через  $\Delta L_p$  обозначить степень пластической деформации кристалла, то для перемещения головки машины можно написать следующее выражение:

$$\Delta y = v_c t + \Delta y_{эл} + \Delta L_p, \quad (13)$$

и пластическая деформация кристалла окажется равной

$$\epsilon = (\Delta L_p/L_0) = (s_c t - kF)/L_0. \quad (14)$$

В ходе испытания производится запись приложенного усилия  $F$  в зависимости от продолжительности испытания  $t$ , т. е., в сущности, получается кривая зависимости между приложенным напряжением и перемещением головки машины.

На рис. 22 представлена экспериментально полученная кривая для кристалла размером  $5,3 \times 6,6 \times 35,4$  мм, деформированного при комнатной температуре при скорости движения головки машины  $0,127$  мм/мин. Образец был выколот из того же кристалла, на котором изучалась ско-

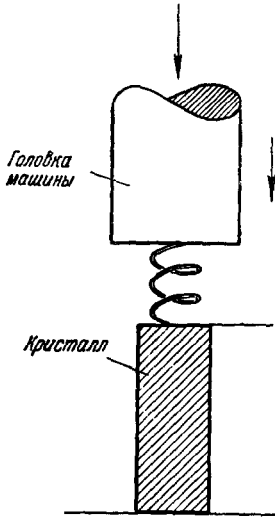


Рис. 21. Схема машины для деформации кристалла сжатием.

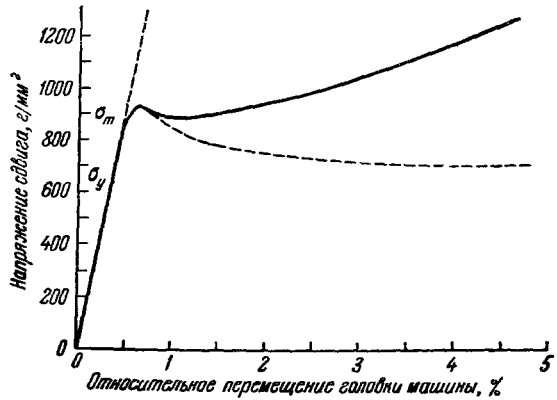


Рис. 22. Кривая деформации сжатием (сплошная линия). Пунктирная линия — кривая деформации, рассчитанная на основании значений скорости и плотности дислокаций.

рость движения дислокаций (рис. 5). Начальный линейный участок кривой определяет величину  $k$ ; отклонение от линейности происходит при напряжении течения  $\sigma_y$ . На кривой имеется предел текучести с максимальным напряжением  $\sigma_m$ , за которым следует незначительное падение нагрузки с последующим постепенным повышением напряжения вплоть до разрушения кристалла. Напряжение течения, составлявшее  $650$  г/мм<sup>2</sup>, было немного выше минимального напряжения, при котором происходило движение дислокаций в этом кристалле.

Скорость пластической деформации можно выразить, если взять производную по времени от уравнения (14):

$$\dot{\epsilon} = (s_c - k dF/dt)/L_0. \quad (15)$$

Скорость пластической деформации можно вычислить только в том случае, если известны  $s_c$  и  $dF/dt$ . В случае описанного выше опыта в точке  $\sigma_m$   $dF/dt = 0$  и  $\dot{\epsilon}_m = s_c/L_0 = 6,0 \cdot 10^{-5}$  сек<sup>-1</sup>. Пластическая деформация в этой точке составляет  $1,2 \cdot 10^{-3}$ , откуда на основании уравнения (12) можно найти скорость движения дислокаций  $v_s = 1,1 \cdot 10^{-3}$  см/сек. На кривых зависимости скорости движения дислокаций от напряжения (рис. 5) эта скорость соответствует напряжению  $\sigma_{расч} = 930$  г/мм<sup>2</sup>. Полученная расчетным путем величина очень близка к экспериментально найденному напряжению течения  $\sigma_m = 920$  г/мм<sup>2</sup>.

Б. Расчет кривой деформации

Полную кривую деформации можно построить на основании экспериментально полученных данных о скорости движения и плотности дислокаций. Если допустить, что установленная зависимость между степенью пластической деформации и плотностью дислокаций ( $n \cong 10^9 \epsilon$ ) справедлива и для очень низких степеней деформации, то скорость пластической деформации во всех случаях выражается уравнением (12). Примем, что при данном напряжении все свежие дислокации движутся со скоростью, которую можно определить по экспериментальным кривым на рис. 5, и пренебрежем влиянием наклепа.

Подставив уравнения (14) и (15) в уравнение (12) и изменив переменные, получим дифференциальное уравнение, связывающее скальвующую составляющую напряжения  $\sigma$  и перемещение головки  $y$ :

$$\frac{d\sigma}{dy} = B - cv_s(\sigma) \left[ y - \sigma/B \right], \tag{16}$$

где  $\sigma = F/2A$ ,  $A$  — площадь поперечного сечения кристалла,  $B = (2kA)^{-1}$ ,  $c = 2 \times 10^9 bB/s_c$ ,  $s_c$  — скорость движения головки испытательной машины и  $v_s(\sigma)$  — скорость движения винтовых дислокаций. Из этого уравнения нельзя получить  $\sigma(\epsilon)$  в явной форме, так как  $v_s(\sigma)$  не является аналитической функцией; оно просто выражает наблюдаемое экспериментально отношение между скоростью движения дислокаций и напряжением.

Кривые, произвольно выбранные из семейства кривых, определяемых уравнением (16), представлены на рис. 23. Эти кривые были построены путем расчета наклона кривых  $d\sigma/dy$  в ряде точек  $(\sigma, y)$  и построения диаграммы, состоящей из линейных отрезков. Кривые не проходят через начало координат, но кривые от 1-й до 5-й лежат так близко к нему, что их трудно отличить от линии  $OE$ . Если принять, что  $n \sim \epsilon$ , и если кривая начинается в нулевой точке при  $\epsilon = 0$ , то в кристалле нет скользящих дислокаций и кривая совпадает с экстраполированной кривой  $OE$  вплоть до напряжения, необходимого для зарождения или разблокировки дислокаций. Если исходное количество незаблокированных дислокаций не равно нулю, кривая начинается при  $\epsilon \neq 0$  и не проходит через начало координат. Расстояние до начала координат является мерой исходной плотности скользящих дислокаций  $n_0$ . Для кривых на рис. 23 исходные плотности дислокаций представлены в следующей таблице.

Исходная плотность скользящих дислокаций

Кривые	1-5	6	7	8	9	10
$n_0$ , дисл./см <sup>2</sup>	$10^4$	$1 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^7$

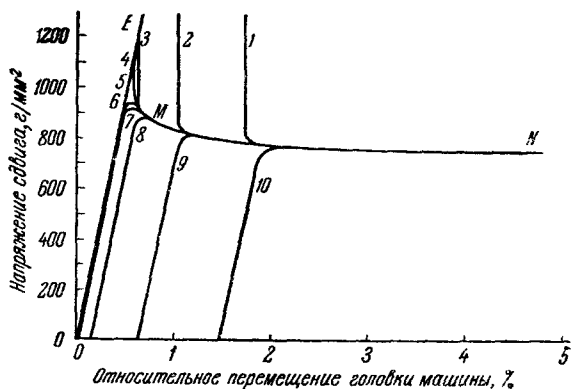


Рис. 23. Семейство кривых деформации, рассчитанных на основании значений скорости движения и плотности дислокаций.

Выше было показано, что в точке  $\sigma_m$  расчетное напряжение течения совпадает с экспериментально установленным. Расчетной кривой с максимумом в этой точке является кривая 7 на рис. 23; на рис. 22 эта кривая нанесена пунктиром. Видно, что расчетная и экспериментально определенная кривые не совпадают при малых и больших степенях деформации.

Хотя известно, что при малых степенях деформации плотность дислокаций растет с деформацией более быстро, чем по линейному закону, это не было учтено в приведенном выше расчете. Вместо этого было сделано допущение о неправдоподобно высокой исходной плотности дислокаций для объяснения деформации на ранней ее стадии. Таким образом, при очень малых степенях деформации расчетные кривые должны отличаться

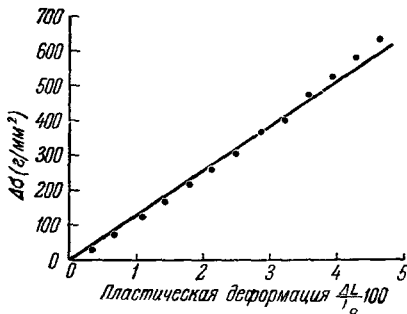


Рис. 24. График зависимости величины прироста напряжения вследствие наклепа от степени пластической деформации. Прирост напряжения получен путем графического вычитания пунктирной кривой из сплошной на рис. 22.

от найденных экспериментально. Ошибку можно уменьшить, если учесть в расчетах высокую скорость размножения дислокаций.

Расхождение при больших степенях деформации происходит вследствие того, что при расчетах не было учтено влияние наклепа. Если все различие в ходе кривых является следствием наклепа, то разница в уровне напряжений между двумя кривыми при одинаковой степени деформации является мерой наклепа. Как показано на рис. 24, разница в уровне напряжений линейно возрастает с деформацией. Таким образом, простую кривую деформации, построенную на основании экспериментально найденных свойств дислокаций, можно привести в соответствие с эксперимен-

тальной кривой, если принять, что упрочнение от наклепа увеличивает напряжение на величину, линейно пропорциональную деформации.

Интересно отметить, что, как это следует из данных рис. 23 и таблицы, присутствие в кристалле большого числа активных дислокаций не устраняет максимума напряжения, связанного с пределом текучести. Это связано, безусловно, с относительно низкой скоростью размножения дислокаций во фтористом литии. Однако вполне возможно, что многие случаи появления максимумов при пределе текучести, наблюдаемые в других кристаллах (например, в кремнии или глиноземе и, возможно, стали), возникают таким же образом.

## VI. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

С тех пор, как Орован<sup>26</sup>, Поляни<sup>27</sup> и Тейлор<sup>28</sup> предложили дислокационное объяснение низкого предела текучести кристаллов, остается невыясненным вопрос, чем же определяется исходный предел текучести кристалла, деформация которого происходит дислокационным механизмом. Рассматривая упрочнение от деформации, Тейлор предположил, что в совершенном кристалле дислокация должна двигаться под действием пренебрежимо малого напряжения. Это допущение оказалось разумным в свете более поздних вычислений напряжения, необходимого для движения дислокаций<sup>29</sup>. Предположение Тейлора получило всеобщее признание, и предел текучести стали связывают с различными типами кристаллических несовершенств, влияющих на образование или движение сколь-

зующих дислокаций. В случае монокристалла эти несовершенства можно разделить на два класса: 1) дислокации, существующие в недеформированном кристалле; 2) точечные дефекты—примеси и вакансии.

Предел текучести кристалла считали зависящим от существовавших в нем ранее дислокаций либо в связи с тем, что в качестве источников дислокаций могли действовать лишь ограниченные участки этих дислокаций, либо потому, что существовавшие в кристалле дислокации представляли препятствие движению скользящих дислокаций. Искажения кристаллической решетки, связанные с присутствием атомов примесей, выделений, колоний вакансий и др., затрудняют движение дислокаций и вследствие этого повышают исходный предел текучести.

Эксперименты, описанные в настоящей статье, свидетельствуют о том, что во фтористом литии дислокации, присутствующие в недеформированном кристалле, не определяют исходного предела текучести. Возникновение и рост полос скольжения протекает независимо от присутствующих дислокаций, и состояние блокировки и геометрическое распределение этих дислокаций не влияют на предел текучести. Исходный предел текучести определяется тем сопротивлением, которое встречает скользящая дислокация при движении в участке кристалла, свободном от других дислокаций. Даже при малых степенях пластической деформации (от 0,1 до 1%) напряжение течения кристалла фтористого лития можно связать с количеством и подвижностью скользящих дислокаций в свободном от дислокаций кристалле. При очень больших степенях деформации заметное упрочнение от наклепа указывает на то, что на движение скользящих дислокаций оказывает влияние множество присутствующих в кристалле дислокаций. Упрочнение от наклепа становится заметным после пластической деформации, равной 1%; плотность дислокаций после такой деформации составляет  $10^7$  *дисл/см<sup>2</sup>*. Можно предположить, что если бы в недеформированном кристалле было такое количество дислокаций, то это повысило бы его исходный предел текучести. Кристаллы, исследованные в данной работе, имели в недеформированном состоянии менее  $10^5$  *дисл/см<sup>2</sup>*; такая плотность дислокаций не оказывала влияния на предел текучести.

Сопротивление движению дислокаций и, следовательно, исходный предел текучести зависят от состояния и дисперсности примесей, а также от дефектов, создаваемых облучением. Самое низкое значение предела текучести при комнатной температуре составляло около 150 *г/мм<sup>2</sup>*. Эта величина представляет верхний предел напряжения, необходимого для движения дислокаций в совершенном кристалле фтористого лития. Более высокие значения предела текучести, лежащие в интервале 600—1200 *г/мм<sup>2</sup>*, отмечаются обычно в оптически чистых кристаллах фтористого лития, содержащих лишь несколько сотысячных частей известных примесей. Оказывается, что предел текучести таких кристаллов определяется в основном присутствием примесей, вызывающих повышенное сопротивление движению дислокаций.

Пластическая деформация кристаллов фтористого лития при небольших степенях деформации за пределом текучести весьма просто связана с количеством дислокаций и с подвижностью отдельных дислокаций. Увеличение количества дислокаций по мере увеличения степени деформации кристалла на достаточно разумном основании можно связать с экспериментально наблюдавшимся процессом размножения скользящих дислокаций и с тенденцией дислокаций взаимодействовать друг с другом по мере уменьшения расстояния между ними. Хотя точные механизмы размножения дислокаций и их взаимодействия, приводящего к упрочнению от наклепа, еще непонятны, можно отметить определенную связь между

следующими явлениями: а) прирост напряжения вследствие упрочнения при наклепе линейно увеличивается с деформацией; б) плотность дислокаций линейно возрастает с деформацией и в) предельная плотность дислокаций в полосе скольжения на ранних стадиях деформации пропорциональна исходному пределу текучести.

Наблюдавшееся поведение дислокаций в кристаллах фтористого лития в некоторых отношениях отличается от широко распространенных представлений о поведении дислокаций. В частности, в кристаллах фтористого лития дислокации образуются при низких напряжениях, размножение дислокаций, по-видимому, не связано с источниками Франка—Рида, и прочность кристаллов фтористого лития определяется только напряжением, необходимым для движения свежих дислокаций. Возникает вопрос, является ли такое поведение дислокаций характерным только для фтористого лития, или же оно характерно и для других неметаллических кристаллов, а может быть, и металлов.

Поведение дислокаций в кристаллах фтористого лития согласуется с результатами экспериментального изучения пластической деформации других материалов. Ввиду отсутствия результатов, свидетельствующих о различиях в поведении дислокаций в разных материалах, разумно предположить, что наблюдавшиеся характерные особенности свойственны дислокациям во многих кристаллических материалах, не отличающихся значительно по чистоте или степени совершенства от исследованных кристаллов фтористого лития. Пластическую деформацию содержащих примеси неметаллов и металлов можно рассматривать в связи с известными свойствами дислокаций во фтористом литии, по крайней мере до тех пор, пока не будет установлено, что дислокации в других кристаллах обладают иными свойствами.

Предположение, что многие кристаллы могут вести себя аналогично кристаллам фтористого лития, требует проверки для каждого материала в отдельности. Предварительные результаты свидетельствуют о том, что кристаллы  $MgO$  и  $CaF_2$  деформируются так же, как и кристаллы фтористого лития.

## VII. ВЫВОДЫ

1) В кристаллах фтористого лития методом фигур травления измерялась скорость движения дислокаций в интервале скоростей от  $10^{-7}$  до  $10^5$  см/сек. Скорость дислокаций сильно зависит от приложенного напряжения; существует минимальное напряжение движения дислокаций, ниже которого движение дислокаций в кристалле не наблюдается.

2) При данном уровне напряжения краевые компоненты дислокационной петли движутся быстрее винтовых компонентов. В широком интервале скоростей движения краевые компоненты движутся примерно в 50 раз быстрее винтовых компонентов. Скорости движения обоих компонентов становятся почти одинаковыми при очень больших скоростях.

3) При высоких уровнях напряжения пределом скорости движения дислокаций в кристаллах фтористого лития, по-видимому, является скорость распространения звука в данном материале, что находится в соответствии с теоретическими положениями.

4) Зависимость скорости движения дислокаций от напряжения и температуры в интервале от 25 до  $-50^\circ C$  можно приблизительно выразить функцией  $v \cong \sigma^m e^{-E/kT}$ , где  $\sigma$ —приложенное напряжение,  $m$ —показатель степени, меняющийся в зависимости от твердости кристаллов в пределах от 15 до 25, и  $E \cong 0,7 \text{ эв}$  и не зависит от напряжения.



5) Предел текучести в кристаллах фтористого лития определяется напряжением, необходимым для движения дислокации в свободном от других дислокаций участке кристалла. На предел текучести не влияет состояние блокировки или геометрическое распределение дислокаций в кристалле, не подвергавшемся после выращивания дополнительной обработке. Эти дислокации не участвуют в деформации.

6) Описывается увеличение плотности дислокаций и распределение дислокаций в ходе деформации. Размножение скользящих дислокаций происходит при их движении через кристалл, и скорость размножения является функцией приложенного напряжения и скорости движения дислокаций. (Механизм процесса размножения дислокаций неизвестен.) В результате размножения происходит образование узкой полосы скольжения, которая в ходе деформации расширяется; плотность дислокаций в пределах полосы скольжения в это время достигает предельного значения. Предельное значение плотности дислокаций в полосе скольжения на ранних стадиях деформации пропорционально пределу текучести. Плотность дислокаций не превосходит этого предельного значения до тех пор, пока вся поверхность кристалла не покроеется полосами скольжения.

7) Подсчет числа фигур травления свидетельствует о том, что средняя плотность дислокаций в кристалле  $n$  увеличивается по линейному закону с увеличением пластической деформации  $\epsilon$ . Для одного кристалла плотность дислокаций  $n \cong 10^9 \epsilon$  при степени пластической деформации от 0,1 до 10%.

8) Экспериментальная кривая деформации при сжатии была сопоставлена с кривой деформации, рассчитанной на основании установленных зависимостей скорости движения дислокаций от напряжения и плотности дислокаций от степени деформации. Вычисленная и экспериментальная кривые отличались на величину, линейно зависевшую от степени деформации и связанную, очевидно, с упрочнением вследствие наклепа.

9) Выдвинуто предположение, что свойства дислокаций и процессы пластической деформации в кристаллах фтористого лития характерны для других несовершенных кристаллов, как неметаллов, так и металлов, содержащих примеси.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. G. P f a n n, Solid State Physics, edited by F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press, Inc., New York, 1957), vol. IV, p. 424.
2. J. J. G i l m a n and W. G. J o h n s t o n, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957), p. 116.
3. J. M. H e d g e s and J. W. M i t c h e l l, Phil. Mag. **44**, 223 (1953).
4. J. W. M i t c h e l l, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957), p. 69.
5. S. A m e l i n c k x, V a n d e r V o r s t, G e v e r s and D e k e y s e r, Phil. Mag. **46**, 450 (1955).
6. S. A m e l i n c k x, Phil. Mag. **1**, 269 (1956).
7. S. A m e l i n c k x, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957), p. 3.
8. W. C. D a s h, J. Appl. Phys. **27**, 1153 (1956).
9. W. C. D a s h, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957), p. 57.
10. H i r s c h, H o r n e and W h e l a n, Phil. Mag. **1**, 677 (1956).
11. H i r s c h, H o r n e and W h e l a n, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957), p. 92.
12. A. R. L a n g, J. Appl. Phys. **29**, 597 (1958).
13. U. B o n s e and E. K a p p l e r, Zeits. Naturforsch. **13a**, 348 (1958).
14. B o r r m a n n, H a r t w i g and I r m l e r, Zeits. Naturforsch. **13a**, 423 (1958).
15. J. B. N e w k i r k, J. Appl. Phys. **29**, 995 (1958).
16. J. B. N e w k i r k, Phys. Rev. **110**, 4465 (1958).
17. J. J. G i l m a n, Trans. Am. Inst. Mech. Engrs. **209**, 449 (1957).

18. J. D. Eshelby, Proc. Phys. Soc. (London) A62, 307 (1949).
  19. J. J. Gilman and W. G. Johnston, J. Appl. Phys. 29, 877 (1958).
  20. W. T. Read, Acta Met. 5, 83 (1957).
  21. Y. Haven, Rec. trav. chim. 69, 1471 (1950).
  22. N. K. Chen and R. B. Pond, Trans. Am. Inst. Mech. Engrs. 194, 1085 (1952)
  23. J. R. Low and R. W. Guard, Acta Met. 7, 171 (1959).
  24. Sproull, Moss and Weinstock, Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 11, 3, 127 (1958).
  25. J. R. Patel and B. H. Alexander, Acta Met. 4, 385 (1956).
  26. E. Orwan, Zeits. f. Physik 89, 634 (1934).
  27. M. Polanyi, Zeits. f. Physik 89, 660 (1934).
  28. G. I. Taylor, Proc. Roy. Soc. (London) A145, 362 (1934).
  29. A. H. Cottrell Dislocations and Plastic Flow in Crystals (Oxford University Press, Oxford, 1953), p. 62. Русский перевод: А. Х. Коттрелл, Дислокации и пластическое течение кристаллов, Metallurgizdat, 1958.
-