

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ *)

Дж. Гилман

I. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время природу механических свойств ионных кристаллов представляют значительно лучше, чем каких-либо других кристаллов. Отчасти это является иронией судьбы, так как механические свойства металлов из приверженности к традициям исследованы намного более обширно, чем свойства ионных кристаллов. Одна из причин хорошего понимания свойств ионных кристаллов — простая природа химической связи в них. Другая заключается в том, что пластическую деформацию в этих кристаллах можно было изучать очень детально путем непосредственного наблюдения дислокаций в них. И наконец, ионные кристаллы можно легко расколоть с образованием трещин простой формы, и следовательно, эти кристаллы удобны для изучения.

Пластическое течение и хрупкое разрушение являются по своей сути гетерогенными процессами, поэтому, пока имелась возможность измерять только однородные механические параметры, такие, как напряжение, деформация и скорость деформации, не было достигнуто существенного прогресса в познании этих явлений. Для того чтобы правильно связать однородные параметры с явлениями атомного масштаба, необходимо иметь возможность изучать неоднородности — дислокации и трещины — сами по себе.

Некоторые свойства ионных кристаллов отражают то, что они состоят из локально заряженных ионов, однако большая часть механических свойств, по-видимому, имеет прямую аналогию со свойствами металлических и ковалентных кристаллов. Следовательно, многое из того, что обсуждается в этой статье, применимо и к другим типам кристаллов.

Многие типы кристаллов по своим свойствам являются частично ионными. Однако в этой статье будут рассмотрены только те кристаллы, которые по своим свойствам приближаются к идеальному ионному кристаллу, что значительно ограничит число рассматриваемых кристаллов. Силы связи в идеальном ионном кристалле являются исключительно электростатическими, так что наиболее устойчивыми структурами оказываются плотно упакованная решетка типа хлористого натрия или решетка типа хлористого цезия. Кроме того, так как силы связи зависят только от расстояния между ионами и не зависят от углов между соседями, упругие постоянные должны подчиняться соотношениям Коши. Это сужает число интересующих нас веществ до нескольких щелочно-галогидных кристаллов,

*) J. J. Gilman, Mechanical Behavior of Ionic Crystals, Progr. Ceramic Sci. 1 146 (1961). Перев. Э. М. Надгорного и С. П. Никанорова, под редакцией А. В. Степанова

включая NaCl. Однако мы не будем полностью ограничиваться этим списком, а рассмотрим некоторое количество щелочно-галоидных кристаллов и несколько других кристаллов, которые имеют решетку типа хлористого натрия. Кристаллы с решеткой хлористого цезия рассматриваться не будут вследствие того, что они сравнительно мало исследованы.

Структурнонечувствительные свойства щелочно-галоидных кристаллов изучены достаточно хорошо. Такие величины, как энергия связи и упругие постоянные, могут быть рассчитаны с приемлемой точностью из свойств атомов, составляющих эти кристаллы.

Когда же мы переходим к структурночувствительным свойствам, таким, как пластическая деформация, теория становится только качественной, и в лучшем случае на основе атомной теории можно лишь оценить некоторые экспериментально определяемые физические величины. Однако многое о поведении дислокаций и связи их с пластической деформацией узнается из эксперимента. Это упростило в некоторых отношениях теорию пластической деформации, так как позволило одни положения теории развить, а другие, нереальные, отбросить. Некоторые элементы теории были подтверждены непосредственно: такие, как энергия дислокаций, связь между движением дислокаций и макроскопической деформацией, высокая подвижность дислокаций, закрепление дислокаций примесями и прочее. Особое значение других элементов теории (исключительное значение простых источников Франка — Рида, теории предела текучести и напряжения течения и др.) не подтвердилось. Многое необходимо еще выяснить, особенно факторы, которые определяют подвижность дислокаций и процессы взаимодействия дислокаций. Полная картина явлений оказывается значительно более удовлетворительной, чем несколько лет назад, и сейчас можно видеть крайнюю необходимость систематизированного описания явления пластической деформации, в котором существовал ранее полный беспорядок.

Явления разрушения не изучены так подробно, как пластическая деформация в ионных кристаллах, и некоторые детали явления остаются неясными. Однако, так как в последние годы было начато систематическое исследование этих явлений, они также будут вкратце здесь описаны.

Опубликовано много работ о структурных изменениях, вызываемых пластической деформацией в ионных кристаллах, но здесь будет рассмотрена пластическая деформация только сама по себе. Многие экспериментальные работы по влиянию радиационных нарушений на пластичность будут обсуждаться также очень кратко, так как они недавно были рассмотрены в обзоре Пратта⁸⁶.

Первоначально обсуждается теория сил связи ионных кристаллов, так как успешное объяснение сил связи этой теорией дает некоторую уверенность в правильности теоретической модели ионного кристалла. На этой модели основано последующее обсуждение многих явлений, поэтому важно начать с обоснования ее. Последующее рассмотрение упругих свойств ионных кристаллов проводится как для того, чтобы создать базу для обсуждения пластического течения и хрупкого разрушения, так и для того, чтобы еще раз показать успешность теории. Затем подробно рассматривается «микропластичность». Под этим подразумевается поведение дислокаций в ионных кристаллах с теоретической и экспериментальной точек зрения. После этого в параграфе, посвященном макропластичности, рассматривается коллективное поведение большого количества дислокаций. И наконец, рассматривается проблема хрупкого разрушения и обсуждаются механизмы зарождения и распространения трещин.

II. СИЛЫ СЦЕПЛЕНИЯ

Диссоциация ионных кристаллов на ионы при растворении в воде с предсказанной теплотой растворения, ионная проводимость и то, что их постоянные решетки соответствуют ионным, а не атомным радиусам — все это указывает на существование в них дискретных ионов. Основную часть энергии связи этих кристаллов составляет простое электростатическое взаимодействие между ионами, а изменение электростатической энергии при деформации дает основной вклад в модули упругости.

Даже очень грубые оценки энергии связи ионных кристаллов дают почти правильный результат. Например, энергия электростатического взаимодействия пары ионов хлористого натрия противоположного знака, находящихся на расстоянии r_0 (по сравнению с ионами, разведенными на бесконечно большое расстояние) равна

$$u = -\frac{e^2}{r_0} = -8 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}, \quad (1)$$

где $r_0 = 2,8 \text{ \AA}$ и e — единица заряда, равная $4,8 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE. Для того чтобы учесть взаимодействие большого числа ионов в кристалле, эта энергия умножается на постоянную Маделунга $\alpha = 1,75$:

$$U_m = \alpha u = -14 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}.$$

Величина этой энергии Маделунга очень близка к экспериментальному значению энергии — $13 \cdot 10^{-12}$ эрг на пару ионов.

Упругие постоянные также можно грубо оценить следующим образом. Сила, с которой один ион действует на другой, равна $\partial U / \partial r$, так что напряжение σ равно $\sim \frac{1}{r_0^2} \frac{\partial U}{\partial r}$. Тогда изменение напряжения за счет изменения r будет равно

$$d\sigma = \frac{dr}{r_0^2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right),$$

но это как раз и есть $E d\epsilon$, где E — модуль упругости, а $d\epsilon = \frac{dr}{r_0}$. Отсюда

$$E = \frac{1}{r_0} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right) \approx \frac{2\alpha e^2}{r_0^3} \approx 12 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2. \quad (2)$$

Эта величина такого же порядка, как $C_{11} = 5 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$ для хлористого натрия и удовлетворительна для объяснения модуля упругости.

Вероятно, не удивительно, что теория может дать хорошие оценки полной энергии сцеплений, так как большая доля ее является также электростатической энергией, или энергией Маделунга. Расчет упругих постоянных является более чувствительным испытанием теории, так как грубое приближение уравнения (2) очень далеко от истины. Однако позднее будет показано, что весьма простое приближение дает хорошие результаты.

Теоретические модели ионных кристаллов предполагают, что кристаллы состоят просто из жестких сфер, связанных совместно электростатическим притяжением Маделунга.

В более ранних теориях Борна — Майера жесткость сфер была эмпирически представлена быстро изменяющимися потенциалами отталкивания

A/r^n , где $n = 10$, или $B/e^{\frac{r}{\rho}}$. Постоянные затем были оценены из экспериментальных значений энергии сцепления, постоянной решетки,

сжимаемости и т. д., и было найдено, что некоторый ряд постоянных наилучшим образом соответствует экспериментам. Эти теории и их результаты были суммированы Зейтцем⁹⁴.

Предполагают, что энергия отталкивания возникает главным образом по двум причинам. Эти причины объясняются силами отталкивания, которые появляются, когда электронные облака ионов начинают перекрываться при достаточно тесном сближении ионов друг с другом при образовании кристалла. Во-первых, перекрытие должно приводить к уменьшению величины заряда отрицательного иона за счет каждого соседнего

Таблица I

Энергия сил связи щелочно-галогидных кристаллов

Кристалл	Энергия, ккал/моль		
	эксперимент	теория Борна—Майера	теория Лёвдина
LiF	244	244	222
Cl	201	200	188
Br	193	190	—
J	180	176	—
NaF	217	215	205
Cl	185	184	183
Br	178	176	—
J	167	164	—
KF	196	193	—
Cl	171	168	167
Br	165	161	—
J	156	152	—

положительного иона и наоборот. Это уменьшает скорость, с которой возрастает притяжение между ионами при уменьшении расстояния между ними. Во-вторых, при перекрытии уменьшается объем, в котором могут двигаться электроны. Согласно квантовомеханическому принципу неопределенности это означает, что кинетическая энергия электронов должна возрастать, и таким образом полная энергия системы стремится увеличиться, вызывая отталкивание ионов. Эти и другие эффекты перекрытия были детально рассмотрены Лёвдиным⁷³.

Результаты полуэмпирической теории Борна — Майера и квантовомеханической теории Лёвдина сравниваются в табл. I с новыми

экспериментальными величинами, приведенными в работе⁷⁹. Можно видеть, что согласие между теорией и экспериментом довольно хорошее. Следовательно, теоретическая модель ионного кристалла в значительной степени подтверждается экспериментом.

III. УПРУГОСТЬ

Упругие постоянные являются наиболее важными механическими параметрами кристаллов, так как от них зависят все другие механические свойства. Например, у кристаллов с малым модулем упругости обычно трудно ожидать большого сопротивления пластическому течению. Для описания упругих свойств кристаллов в общем необходимо знать по крайней мере 21 упругую постоянную, однако для кубических кристаллов достаточно трех постоянных. Они-то и будут здесь рассмотрены.

Удобно расположить координатные оси x , y , z параллельно ребрам единичного кристаллографического куба кристалла. Тогда, если нормальное напряжение приложено параллельно одной или нескольким осям, деформация в том же направлении, в котором приложено напряжение, равно напряжению, умноженному на S_{11} , а деформации в поперечных направлениях равны напряжению, умноженному на S_{12} . Таким образом,

коэффициент Пуассона равен $-\frac{S_{12}}{S_{11}}$; S_{44} является отношением деформации сдвига к напряжению сдвига, если напряжение сдвига приложено параллельно одной из плоскостей куба $\{100\}$ в направлении ребра куба $\langle 100 \rangle$. Эти три S_{ij} являются упругими постоянными, которые опреде-

ляются в обычных статических измерениях с использованием экстензометров.

При динамических измерениях упругих постоянных обычно к кристаллу прикладываются не напряжения, а деформации. Возникающие динамические напряжения определяются либо по резонансной частоте образца, либо по скорости распространения упругой волны. В этом случае константами являются C_{11} , C_{12} и C_{44} ; они определяются таким же образом, как S_{ij} , если «деформацию» и «напряжение» поменять местами. Если известны S_{ij} или C_{ij} , то другой ряд постоянных можно найти из соотношений

$$C_{11} = \frac{S_{11} + S_{12}}{A}, \quad S_{11} = \frac{C_{11} + C_{12}}{B},$$

$$C_{12} = -\frac{S_{12}}{A}, \quad S_{12} = -\frac{C_{12}}{B},$$

$$C_{44} = \frac{1}{S_{44}}, \quad S_{44} = \frac{1}{C_{44}},$$

$$A = (S_{11} - S_{12})(S_{11} + 2S_{12}), \quad B = (C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12}).$$

Экспериментальные значения упругих постоянных недавно приводились и обсуждались в обзорах Хирмона^{51,52} и Хантингтона⁵⁶. Поэтому здесь будут приведены только наиболее вероятные значения для кристаллов типа хлористого натрия при комнатной температуре (табл. II).

Таблица II

Упругие постоянные кристаллов с решеткой типа NaCl при комнатной температуре

Кристалл	10 ⁻¹³ см ² /дин			10 ¹¹ дин/см ²			Литература
	S ₁₁	S ₁₂	S ₄₄	C ₁₁	C ₁₂	C ₄₄	
MgO	4,08	-0,95	6,76	28,6	8,7	14,8	52
LiF	11,4	-3,1	15,9	11,1	4,20	6,28	10
NaCl	22,9	-4,65	79,4	4,87	1,24	1,26	56
NaBr	28,7	-5,8	103	3,87	0,97	0,97	8
NaJ	38,4	-8,1	135	2,93	0,78	0,74	23
KCl	26,2	-3,5	160	3,98	0,62	0,63	56
KBr	30,4	-4,4	198	3,46	0,58	0,51	56
KJ	39,2	-5,4	238	2,67	0,43	0,42	9
AgCl	30,4	-11,4	160	6,01	3,62	0,63	6
AgBr	31,3	-11,7	139	5,63	3,30	0,72	108 ^a
PbS	12,3	-3,3	40	10,2	3,8	2,5	88
NH ₄ Cl	27,2	-4,2	147	3,9	0,72	0,68	108
NH ₄ Br	36,2	-6,0	189	3,0	0,59	0,53	108

Потенциал Борна — Майера, определяющий взаимодействие ионов, дает простое, но очень удачное объяснение упругих постоянных ионных кристаллов. Этот потенциал имеет вид

$$\Psi(r) = \pm \frac{e^2}{r} + Ae^{-\frac{r}{\rho}},$$

где первый член является электростатическим потенциалом, а второй член представляет сильное отталкивание «жестких сфер» ионов; r — расстояние

между ионами, e — заряд электрона, A и q — постоянные. Кришнан и Рой ⁶⁶ показали, что упругие постоянные можно выразить с помощью этого потенциала следующим образом:

$$C_{11} = [3,5(\delta + 1) - 18,8] \frac{e^2}{12r_0^4}, \quad (3)$$

$$C_{12} = 0,348 \frac{e^2}{r_0^4} = C_{44}, \quad (4)$$

где $\delta = \frac{r_0}{q}$, r_0 — расстояние между ионами в кристалле, $q \approx 0,345 \text{ \AA}$. Для NaCl, являющегося прототипом щелочно-галлоидного кристалла, и для KCl эта простая теория дает такое же хорошее согласие с экспериментом, как и более сложные расчеты, которые учитывают поправочные члены, появляющиеся за счет таких факторов, как поляризуемость ионов.

Рис. 1 показывает, как изменяются экспериментальные значения C_{44} при изменении расстояния между ионами. Видно, что экспериментальные данные, особенно для щелочно-галлоидных кристаллов, хорошо укладываются на прямую с наклоном, равным -4 , как это и предсказывает уравнение (4). Таким образом, становится совершенно ясно, что основной вклад в модули упругости действительно дают силы электростатического притяжения.

В табл. III результаты классической теории (Кришнан и Рой) и квантовой теории (Лёвдин) сравниваются с экспериментальными значениями. Величины Кришнана и Роя сравниваются с измерениями при комнатной температуре, так как

Таблица III

Теоретические и экспериментальные значения модулей упругости ионных кристаллов

Кристалл	$C_{11}, 10^{11} \text{ дн/см}^2$		$C_{44}, 10^{11} \text{ дн/см}^2$	
	эксперимент (300° K)	Кришнан и Рой	эксперимент (300° K)	Кришнан и Рой
LiF	11,1	10,7	6,3	4,9
NaCl	4,87	5,0	1,26	1,3
NaBr	3,87	4,3	0,97	1,0
NaJ	2,93	3,8	0,74	0,7
KCl	3,98	3,9	0,63	0,8
KBr	3,46	3,5	0,51	0,7
KJ	2,69	3,1	0,36	0,5
Кристалл	эксперимент (0° K)	Лёвдин	эксперимент (0° K)	Лёвдин
LiF	12,5	—	6,49	5,54
NaCl	5,8	4,5	1,33	1,48
KCl	4,8	3,8	0,66	0,89

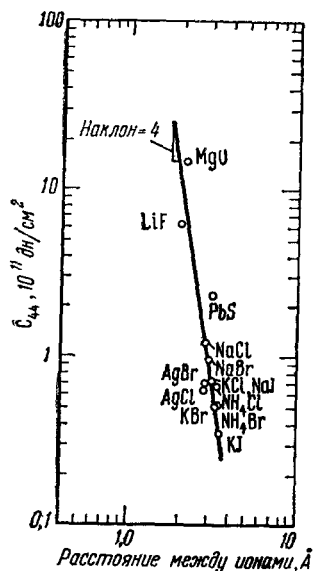


Рис. 1. Влияние расстояния между ионами на модуль упругости ионных кристаллов.

использованные ими значения δ были получены из экспериментальных данных для комнатной температуры *). С другой стороны, квантомеханические расчеты Лёвдина были выполнены для 0°K , поэтому они сравниваются с измерениями при низкой температуре: $(C_{ij})_0$. Видно, что классическая теория согласуется с экспериментом лучше, чем квантовая, для NaCl и KCl, но квантовая теория оказывается успешней для LiF.

Другим испытанием теоретической модели ионного кристалла может быть соотношение Коши. Согласно соотношению Коши $C_{12} = C_{44}$, если силы между атомами кубического кристалла зависят только от расстояния между атомами и не зависят от углов, образованных тремя или более атомами.

Так как электростатические силы являются центральными, то это равенство должно выполняться для ионных кристаллов, если они состоят просто из заряженных жестких сфер. Из табл. IV, в которой сравниваются величины C_{12} и C_{44} для кристаллов типа каменной соли, видно, что щелочно-галогенидные соединения действительно подчиняются соотношению Коши. Однако у других кристаллов типа хлористого натрия, степень ионизации которых меньше, наблюдается заметное отклонение от равенства Коши. Можно также заметить, что в хороших изоляторах, LiF и MgO, материал сопротивляется сдвигу (C_{44}) значительно больше, чем изменению объема (C_{12}). С другой стороны, в кристаллах PbS и галогенида серебра, в которых электроны не так сильно связаны с ионами, сопротивление сдвигу меньше, чем изменению объема.

Влияние температуры на упругие постоянные ионных кристаллов изучено рядом авторов: NaCl, KCl, MgO ²¹; NaCl ⁵⁴; KBr ³³; NaCl ⁸⁴; LiF ¹⁰; KJ, KCl ⁸²; AgBr ¹⁰⁸; NaCl, AgCl ¹⁰¹. Результаты этих работ для C_{11} показаны на рис. 2 **). Вид кривых одинаков для всех веществ, так что изменение C_{11} с температурой может быть выражено посредством одной основной кривой, как было показано в работе ²¹.

Гэлт ³³ указал на то, что термодинамическая теорема Нернста требует, чтобы упругие постоянные не зависели от температуры при нулевой температуре. Так как $\sigma = C\varepsilon$, изменение C от температуры при постоянной деформации равно

$$\left. \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right|_{\varepsilon} = \varepsilon \left. \frac{\partial C}{\partial T} \right|_{\varepsilon}.$$

Но согласно уравнению Максвелла

$$\left. \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right|_{\varepsilon} = \left. \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} \right|_T,$$

*) Следует заметить, что выражения, выведенные Кришнаном и Роем для модулей упругости, справедливы для статической решетки. (Прим. ред.)

**) Влияние температуры на упругие постоянные ионных кристаллов исследовалось также в работах ^{116*}-^{119*}, смотри также обзор ^{120*}. (Прим. ред.)

Таблица IV

Сравнение C_{12} и C_{44} для кристаллов с решеткой типа хлористого натрия (для чисто центральных сил $C_{12} = C_{44}$)

Кристалл	Модули упругости, 1011 дн/см ²	
	C_{12}	C_{44}
NaCl	1,24	1,26
NaBr	0,97	0,97
NaJ	0,78	0,74
KCl	0,62	0,62
KBr	0,58	0,51
KJ	0,43	0,42
PbS	3,8	2,5
AgCl	3,6	0,62
AgBr	3,3	0,72
MgO	8,7	14,8
LiF	4,2	6,3

где S — энтропия, а по теореме Нернста

$$\frac{\partial S}{\partial \epsilon} = 0 \quad \text{при} \quad T = 0.$$

Следовательно,

$$\left. \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right|_{\epsilon} = \epsilon \frac{\partial C}{\partial T} = 0 \quad \text{при} \quad T = 0,$$

так что

$$\frac{\partial C}{\partial T} = 0 \quad \text{при} \quad T = 0.$$

Это наблюдается во всех случаях, которые были исследованы (рис. 2).

Хантингтон⁵⁶ подчеркнул, что согласно теории Ляйбфрида и Гана⁷⁰ температурная зависимость упругих постоянных ионных кристаллов в основном определяется просто тепловым расширением решетки и пропорциональна ему. За счет увеличения расстояния между ионами при тепловом расширении уменьшается электростатическое притяжение ионов и, следовательно, уменьшается модуль упругости. Так как коэффициент теплового расширения при $T = 0$ равен нулю и постоянен при температурах, больших температуры Дебая, эта теория объясняет линейное уменьшение модулей упругости при увеличении температуры. Она также объясняет нулевую температурную зависимость вблизи $T = 0$.

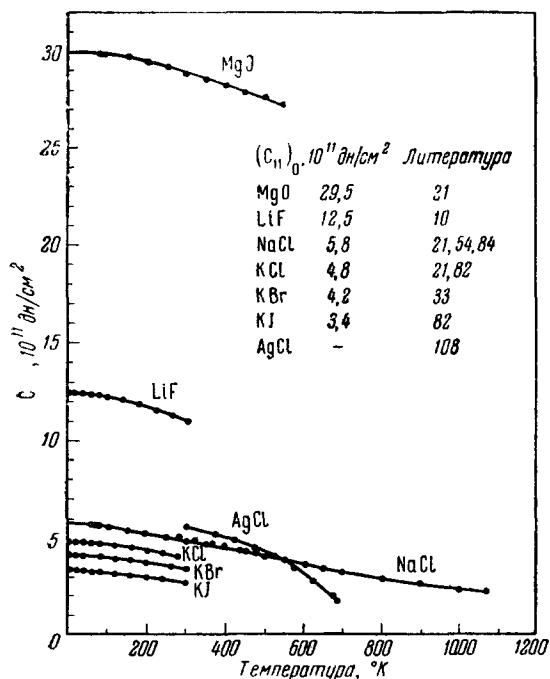


Рис. 2. Температурная зависимость модулей упругости кристаллов типа хлористого натрия (C_{11})

IV. МИКРОПЛАСТИЧНОСТЬ

Ионные кристаллы занимают особое место в истории пластичности кристаллов, так как это были первые кристаллы, изученные систематически. Еще в 1867 г. изучалась деформация кристаллов каменной соли⁹⁰ и

было найдено, что они деформируются путем скольжения по плоскостям $\{110\}$, а направлением скольжения у них является $\langle 110 \rangle$. С этого времени многие ученые внесли вклад в эту область, но здесь не будет дан подробный исторический обзор. Рассмотрение работ, начиная с выхода в свет классической книги Шмида и Боаса⁹² в 1935 г., будет более полным. Читателя, который интересуется историей вопроса, мы отсылаем к книге Терша¹⁰⁹, статьям Бюргера¹¹ и к книге Иоффе⁵⁸. Много интересных ссылок можно также найти в книге Партингтона⁸⁵, посвященной физической химии.

1. Элементы скольжения

Кристаллы типа хлористого натрия обычно деформируются путем трансляционного скольжения по плоскостям $\{110\}$, как показано на рис. 3. Направление скольжения $\langle 110 \rangle$ является наименьшим вектором трансляции кристалла такой структуры. Следовательно, требуется наименьшая величина смещения по плоскости скольжения, чтобы восстановить структуру (рис. 3). Трансляция в направлении $\langle 110 \rangle$ также не требует, чтобы какие-либо ближайшие соседние ионы одного знака оказывались рядом в процессе скольжения. Таким образом, большие электростатические силы отталкивания не возникают, когда скольжение происходит в этом направлении.

Тот факт, что в кристаллах типа хлористого натрия предпочтительными плоскостями скольжения являются плоскости $\{110\}$, невозможно объяснить так легко, как выбор направления скольжения. В некоторых кристаллах с другой кристаллической структурой плоскостями скольжения являются наиболее плотноупакованные атомные плоскости и, следовательно, расположенные друг от друга на наибольших расстояниях. Если h — расстояние между плоскостями скольжения, вышеуказанное правило означает, что угол сдвига $\arctg(b/h)$ является минимальным для плоскости самого легкого сдвига¹³. Однако кристаллы NaCl и большинство других кристаллов типа NaCl не подчиняются этому правилу. В этих кристаллах на наибольших расстояниях друг от друга расположены плоскости $\{100\}$, однако основными плоскостями скольжения являются плоскости $\{110\}$.

Причина, почему плоскости $\{100\}$ не являются основными плоскостями скольжения, вероятно, заключается в том, что скольжение по этим плоскостям сопровождается электростатическим нарушением, как это показано на рис. 4. Именно Бюргер¹¹ первый подчеркнул, что когда в плоскости $\{100\}$ происходит скольжение на половину единичного вектора трансляции (равное $b/2$), положительные и отрицательные ионы попадают в нейтральные ближайшие соседние положения. Таким

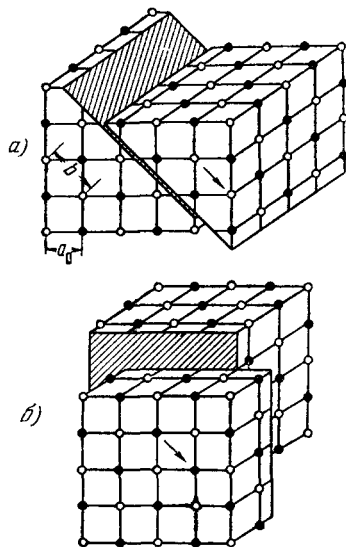


Рис. 3. Трансляционное скольжение в одном и том же направлении, но в двух различных плоскостях в кристаллах со структурой типа хлористого натрия.

а) Система скольжения $\{110\}$ $\langle 110 \rangle$; б) система скольжения $\{100\}$ $\langle 110 \rangle$.

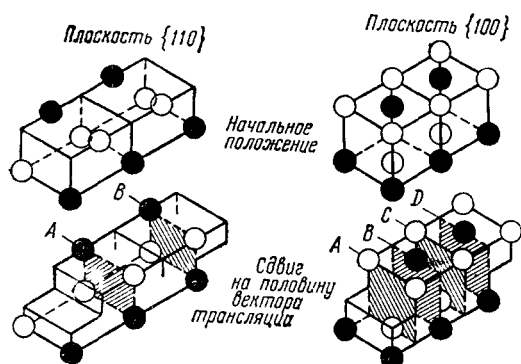


Рис. 4. Структуры плоскостей скольжения в кристаллах типа хлористого натрия в положениях, когда сдвиг произошел на половину вектора трансляции $b/2$.

образом, как это показано на рис. 4, в плоскостях A, B, C и D одинаковое количество ионов находится в положениях, когда они отталкиваются, и в положениях, когда они притягиваются. Следовательно, пропадает

результатирующая связь между ближайшими соседними ионами, лежащими по разные стороны от плоскости скольжения. Как можно видеть в левой части рис. 4 (плоскости *A* и *B*), при сдвиге по плоскостям {110} ситуация совсем другая. Поэтому, хотя из чисто геометрических соображений можно ожидать, что скольжение по {100} является основным, из-за такого нарушения электростатических сил оно не происходит.

При высоких температурах большинство кристаллов типа NaCl легко скользит по плоскостям {100}, направлением скольжения остается {110}⁴⁴. Даже при комнатной температуре некоторые кристаллы, такие, как PbTe, обладают предпочтительным скольжением по плоскостям {100}; другие, подобно AgCl, не обнаруживают какой-либо предпочтительной плоскости скольжения *). Тенденция кристалла к скольжению по плоскостям {100} увеличивается с увеличением поляризуемости ионов в кристалле¹¹. Другими словами, тенденция к скольжению по плоскостям {100} увеличивается, когда ионный характер связи уменьшается. Таким образом, те кристаллы, в которых обнаруживается эта плоскость скольжения, являются нерастворимыми в воде и обладают большей электронной проводимостью, чем кристаллы, которые показывают предпочтительное скольжение по плоскостям {110}.

Сводка плоскостей и направлений скольжения, наблюдаемых в кристаллах типа хлористого натрия, приведена в табл. V.

Таблица V

Наблюдаемые в кристаллах типа хлористого натрия при комнатной температуре плоскости и направления скольжения

Кристалл	Первичная система скольжения	Вторичная система скольжения	Литература
MgO	(110) [110]	—	80
LiF	(110) [110]	(100) [110], >200° C	44
NaF	(110) [110]	(100) [110]	11
NaCl	(110) [110]	(100) [110], (111) [110]	11
NaBr	(110) [110]	(100) [110], (111) [110]	11
NaI	(110) [110]	(100) [110], (111) [110]	11
KCl	(110) [110]	(100) [110]	11, 44
KBr	(110) [110]	(100) [110]	11, 44
KJ	(110) [110]	(100) [110]	11, 44
PbCl	(110) [110]	—	59
NHJ	(110) [110]	—	59
AgCl	(110) [110]	(100) [110]	99
AgBr	(110) [110]	(100) [110]	99
PbS	(100) [110]	(100) [001]	11
PbTe	(100) [110]	(100) [001]	87, 44

2. Геометрия дислокаций **)

В последние годы получены доказательства, устраняющие всякие сомнения в том, что пластическая деформация в кристаллах происходит

*) Это не точно: в кристаллах хлористого серебра наблюдаются определенные плоскости скольжения. При комнатной температуре в них может происходить скольжение по плоскостям (100), (110) и (111). (Прим. ред.)

**) Большую часть материала, который приведен в этом разделе, можно найти в книге Рида⁸⁰, но здесь этот материал рассматривается в приложении к ионным кристаллам.

путем движения линий дислокаций. Эти линии лежат в плоскостях скольжения кристаллов и являются просто граничными линиями между областью в плоскости скольжения, в которой произошел сдвиг, и областью, в которой сдвига нет. Это показано на рис. 5. Так как скольжение является кратным единичному сдвигу кристаллической структуры, то часть плоскости скольжения, которая лежит далеко впереди от дислокационной линии, имеет такую же структуру, как и часть, которая лежит далеко позади нее. Таким образом, только та область кристалла, которая находится очень близко к центру дислокационной линии, имеет очень сильно искаженную структуру. Эта искаженная область называется *ядром* дислокационной линии и обычно составляет лишь несколько межатомных расстояний в диаметре.

Искажения в непосредственной близости около линии дислокации в решетке хлористого натрия показаны на рис. 6. Другие иллюстрации можно найти в статье Амелинкса ⁴.

Дислокационная линия имеет три связанных с ней вектора. Один из них называется вектором смещения Бюргерса \mathbf{b} и определяет величину и направление смещения материала над плоскостью скольжения позади дислокационной линии. Вторым является вектор скорости \mathbf{v} , который описывает направление движения и скорость линии дислокации.

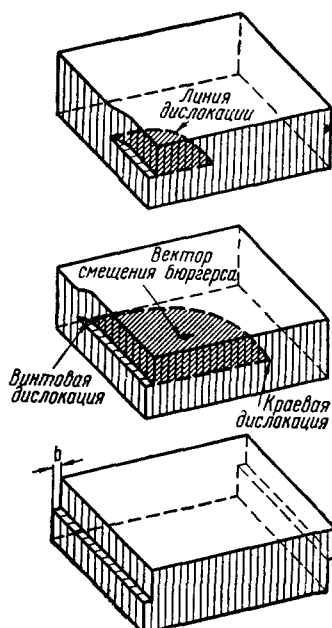


Рис. 5. Распространение трансляционного сдвига в кристалле

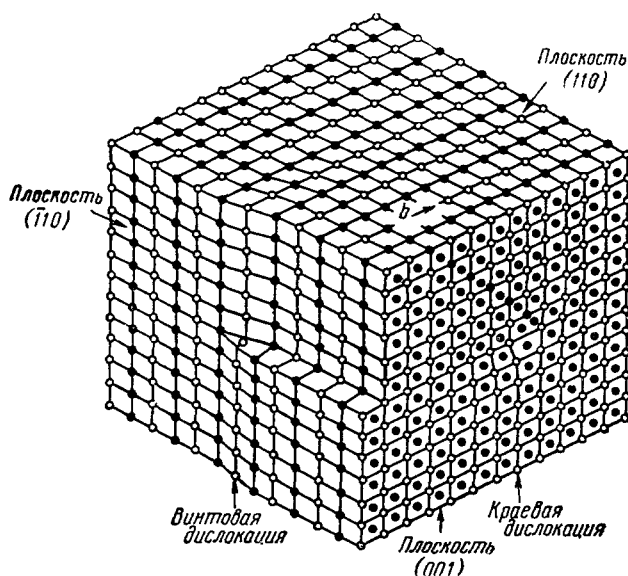


Рис. 6. Дислокация (110) $[110]$ в кристалле со структурой типа хлористого натрия

Третий вектор — единичный вектор \mathbf{s} , который дает направление касательной к линии дислокации. На рис. 6 можно видеть, что когда \mathbf{s} и \mathbf{b} параллельны, искажения вокруг дислокационной линии совсем другие, чем когда \mathbf{s} и \mathbf{b}

перпендикулярны друг другу. В первом случае ионные плоскости, перпендикулярные \mathbf{b} , расположены в виде спирального винта, и такая дислокационная линия называется винтовой дислокацией. Когда \mathbf{b} и \mathbf{s} перпендикулярны, расположение ионов характеризуется лишней ионной полуплоскостью, как это показано на рис. 6. Эта полуплоскость вставлена в кристаллическую структуру так, что искажения около ее нижнего края (центра дислокационной линии) являются весьма резкими. По этой причине такая дислокация называется краевой дислокацией. Лишняя полуплоскость не обязательно перпендикулярна вектору Бюргерса. Таким образом, вставленная ионная плоскость (010) (плоскость на рис. 6, вдоль которой белые кружки зачернены) эквивалентна вставленной плоскости (110).

Искаженная кристаллическая решетка вокруг винтовой дислокации представляет собой совершенно симметричный геликоид. Поэтому винтовая дислокация может двигаться с одинаковой легкостью по любой плоскости. С другой стороны, искажение вокруг краевой дислокации является асимметричным, так что краевая дислокация имеет определенную связанную с ней плоскость скольжения. Кроме того, краевая дислокация должна двигаться вдоль своей собственной плоскости скольжения из-за того, что с ней связана лишняя ионная полуплоскость. Если краевая дислокация будет двигаться вверх относительно своей плоскости скольжения, ионная полуплоскость должна стать короче. Если краевая дислокация движется вниз относительно плоскости скольжения, полуплоскость должна стать длиннее. Так как эти изменения требуют, чтобы ионы добавлялись или удалялись из полуплоскости, необходима диффузия ионов к этой области или от нее. Следовательно, при высоких температурах, когда происходит заметная диффузия, краевые дислокации могут переместиться вверх или вниз от своих плоскостей скольжения путем поглощения или испускания вакансий ионов от края своих полуплоскостей. Однако при низких температурах такой процесс не может происходить.

Когда линия дислокации не лежит по всей своей длине в одной и той же плоскости скольжения, она содержит особые конфигурации, называемые перегибами и ступеньками, которые переводят ее с одной плоскости на другую. Перегибы и ступеньки показаны на рис. 7. Термин «перегиб» относится к излому в дислокации, лежащему в первичной плоскости скольжения. Поэтому перегибы легко образуются и исчезают при скольжении. Ступеньки представляют собой изломы в линии дислокации, которые не лежат в первичной плоскости скольжения.

Ступеньки краевой дислокации могут устраняться только путем добавления или удаления вакансий к краям полуплоскости (рис. 7). С другой стороны, ступеньки на винтовых дислокациях могут устраняться скольжением, но скольжение должно происходить по вторичной плоскости скольжения.

Перегибы и ступеньки на дислокациях могут возникать различными путями. Например, всякий раз, когда линия дислокации движется, перегибы должны образовываться вдоль нее в громадном количестве, так как ее участки продвигаются на расстояния, кратные вектору Бюргерса. Поперечное скольжение производит или перегибы или ступеньки в зависимости от плоскости, по которой оно происходит. В случае решетки типа хлористого натрия имеется одна первичная плоскость скольжения $\{110\}$, связанная с каждым вектором Бюргерса $\langle 110 \rangle$. Поэтому, когда происходит поперечное скольжение, дислокация скользит по вторичной плоскости, обычно по $\{100\}$. Ступеньки, которые образуются таким образом, представляют собой краевые дислокации, лежащие в плоскостях $\{100\}$;

следовательно, они не могут легко скользить при низких температурах. Ступеньки и перегибы могут также образовываться при пересечении дислокаций. После пересечения одной дислокации другой в первой дислокации образуется ступенька, равная нормальной к плоскости скольжения

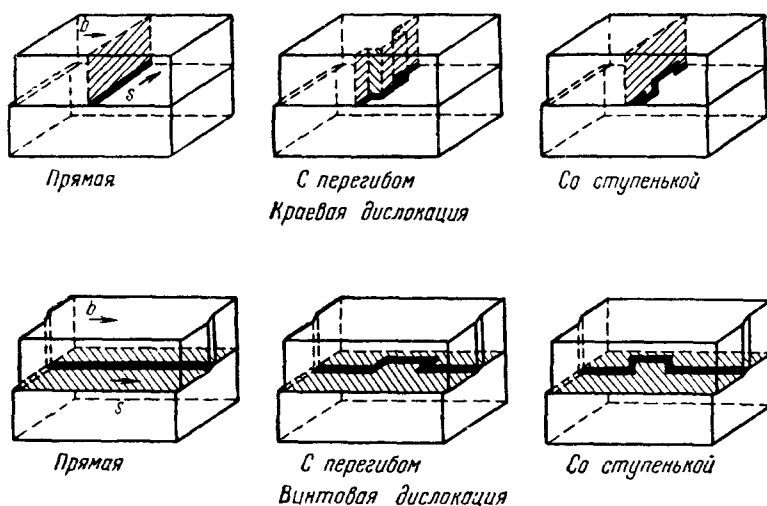


Рис. 7. Перегибы и ступеньки вдоль линий дислокаций.

первой дислокации компоненте вектора Бюргерса пересекающей дислокации. Кроме ступеньки, в ней также образуется перегиб, равный компоненте вектора Бюргерса, параллельной плоскости скольжения первой дислокации.

В ионных кристаллах ступеньки имеют особую важность, так как иногда они обладают зарядом. Впервые это подчеркнули Зейтц⁹⁵ и Мотт, а более подробно обсудили Пратт⁸⁶, Эшелби и др.²⁵, Фишбах и Новик²⁶ и Франк³⁰. В дислокациях $\{110\}\{110\}$ ступеньки могут быть или нейтральными, или заряженными. Это видно при рассмотрении линии полуплоскости $\{100\}$, связанной с краевой дислокацией $\langle 110 \rangle$ (рис. 6 и 8). Край полуплоскости может кончатся или нечетным числом ионных рядов (рис. 8, а), или четным числом ионных рядов (рис. 8, б).

В первом случае имеется один нескомпенсированный ион, остающийся у ступеньки, так что она приобретает заряд $\pm q/2$, где q — заряд иона, равный для идеального одновалентного ионного кристалла заряду электрона. Во втором случае у края ступеньки имеется нескомпенсированный диполь, но избыточного заряда

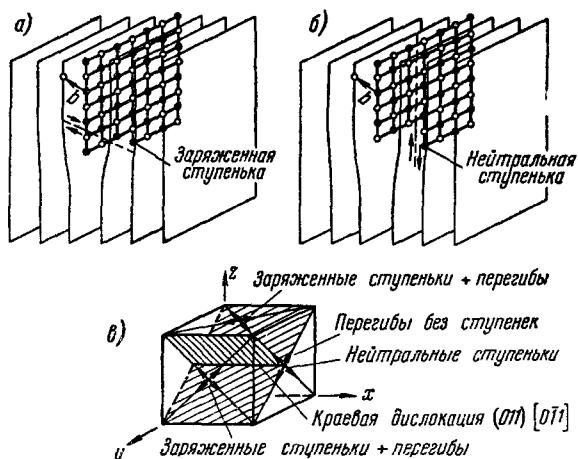


Рис. 8. Виды ступенек, образующихся при пересечении дислокаций в кристаллах со структурой типа хлористого натрия.

нет. Пунктирные линии и стрелки на рис. 8 показывают сдвиги, которые могут производить два типа ступенек.

Виды изломов, которые могут возникать при различных пересечениях дислокаций, представлены на рис. 8, в. Типичная краевая дислокация (011) $[0\bar{1}1]$ показана схематично вместе со своей лишней полуплоскостью, лежащей вдоль плоскости $(01\bar{1})$. Она может пересекаться дислокациями с любым из 12 возможных векторов Бюргерса, которые указаны на рис. 8, в. Восемь из этих векторов Бюргерса лежат наклонно к направлению $[0\bar{1}1]$ и дают изломы, состоящие из одного ряда ионов, т. е. заряженные ступеньки. Два из них расположены нормально к направлению $[0\bar{1}1]$ и образуют нейтральные ступеньки. Последние два вектора параллельны $[0\bar{1}1]$ и, следовательно, образуют только перегибы, которые легко могут быть устранены при скольжениях.

Ступеньки на краевых дислокациях перпендикулярны вектору Бюргерса, хотя они не лежат в плоскости первоначальной дислокации. Следовательно, они могут двигаться при скольжении вместе с основной дислокацией. Ступенька на краевой дислокации может лежать или не лежать в плоскости, которая эквивалентна первичной плоскости скольжения (т. е. имеет такие же индексы). В последнем случае ступенька будет испытывать большее сопротивление скольжению, чем основная дислокация. В кристаллах типа хлористого натрия ступенька на дислокации $\{110\}$ $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ не может скользить в первичной плоскости из-за того, что только одна плоскость $\{110\}$ содержит каждое направление $\langle 1\bar{1}0 \rangle$.

В винтовых дислокациях ступеньки лежат перпендикулярно вектору Бюргерса. Таким образом, они являются небольшими участками краевых дислокаций, и основная дислокация лежит в их плоскостях скольжения. Эти краевые дислокации могут легко скользить туда и обратно вдоль длины основной дислокации, но для перемещения в направлении движения основной дислокации необходимо их переползание. Это означает, что при низких температурах ступеньки не могут двигаться. Конечно, наблюдается, что винтовые дислокации со ступеньками перемещаются при низких температурах, но при этом они обязательно оставляют позади себя пары краевых дислокаций, соединяющие основную дислокацию с ее ступеньками. Когда высота ступеньки составляет одно межатомное расстояние, пара краевых дислокаций отстоит друг от друга лишь на одно межатомное расстояние, так что она эквивалентна цепочке вакансий или внедренных атомов. Ступеньки с большей чем одно межатомное расстояние высотой образуют две параллельные краевые дислокации противоположного знака. Они называются «дислокационными диполями».

Цепочки вакансий, внедренных атомов или дислокационных диполей, которые лежат в следах движения винтовых дислокаций, могут вызывать важные изменения таких физических свойств, как электропроводность, оптическое поглощение и т. д. Эти эффекты не будут обсуждаться в этой статье. Интересующихся читателей мы отсылаем к статье Пратта⁸⁶.

При некоторых условиях при пересечении дислокаций происходят реакции с образованием новой дислокации вместо образования ступенек. Такие реакции были рассмотрены в работе^{64*}). В решетке типа хлористого натрия могут происходить три вида реакций, дающих дислокации с тремя различными векторами Бюргерса.

) См. также работу^{121}, где рассматривается роль дислокационных реакций в процессе формирования дислокационной структуры, возникающей в кристаллах типа NaCl при вдавливании индентора. (Прим. ред.)

Здесь a — параметр решетки. Упругая энергия на единицу длины линии дислокации пропорциональна квадрату величины вектора Бюргерса b^2 .

$b_1 + b_2 \rightarrow b_3$	$b_1^2 + b_2^2$	b_3^2
(1) $\frac{a}{2} [0\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2} [0\bar{1}\bar{1}] \rightarrow a [00\bar{1}]$	a^2	a^2
(2) $\frac{a}{2} [0\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2} [\bar{1}0\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{2} [\bar{1}\bar{1}0]$	a^2	$\frac{a^2}{2}$
(3) $\frac{a}{2} [0\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2} [10\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{2} [\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$	a^2	$\frac{3a^2}{2}$

Следовательно, в реакции (1) упругая энергия не изменяется, так как сумма энергии исходных дислокаций точно равна энергии дислокации, которая возникает в результате реакции. Кроме того, смещение кристалла в направлении b_3 для этой первой реакции $[00\bar{1}]$ создает сильное электростатическое нарушение из-за того, что рядом будут находиться ионы одного знака. Следовательно, нет оснований ожидать, что эта реакция будет происходить.

Реакция (3) также не будет происходить из-за того, что $b_3^2 > b_1^2 + b_2^2$. Это означает, что упругая энергия дислокаций при реакции увеличивается и сомнительно, что будет иметь место какое-либо компенсирующее уменьшение энергий ядер дислокаций.

Единственной реакцией, которая может происходить, является реакция (2). При этом происходит суммарное уменьшение упругой энергии дислокаций, а также вероятное уменьшение энергий ядер. Последнее уменьшение происходит из-за того, что в результате реакции одним дислокационным ядром становится меньше. Эта реакция более подробно показана на рис. 9. Дислокации, которые лежат в наклонных первичных плоскостях скольжения, встречаются вдоль направления $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ и объединяются, образуя дислокацию с первичным вектором скольжения, но лежащим в плоскости $\{112\}$. Эта результирующая дислокация относительно неподвижна, так как плоскость $\{110\}$ не является ее плоскостью скольжения. Роль таких дислокаций в пластическом течении кристаллов NaCl рассмотрена в работе ⁶⁴.

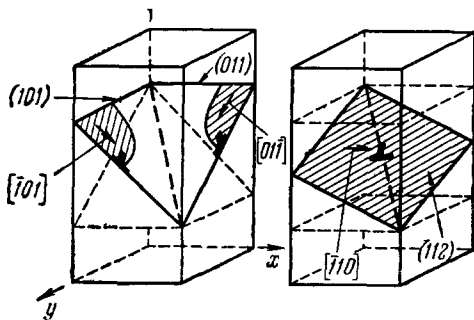


Рис. 9. Схема дислокационной реакции $a/2[0\bar{1}\bar{1}] + a/2[\bar{1}0\bar{1}] \rightarrow a/2[\bar{1}\bar{1}0]$ в кристалле со структурой типа хлористого натрия.

3. Энергии линий дислокаций и дислокационных ступенек

Весьма подробные вычисления энергии дислокации в кристаллах NaCl проделали Хантингтон, Дикки и Томсон ⁵⁵. Вычисления разбиты на две части, как это обычно делается для дислокаций. Таким образом, энергия представлена в виде

$$E_d = Ab^2 \ln \left(\frac{R}{r_0} \right) + B, \quad (5)$$

где первый член соответствует упругой энергии деформации благодаря упругим искажениям, распространяющимся на значительное расстояние от линии дислокации в кристалл. Второй член B представляет собой энергию, связанную с искажениями около центра дислокации, которые слишком велики, чтобы рассматривать их по линейной теории упругости. В первом члене A — упругая постоянная (для винтовой дислокации в изотропной среде она просто равна $G/4\pi$), b — вектор Бюргерса, равный

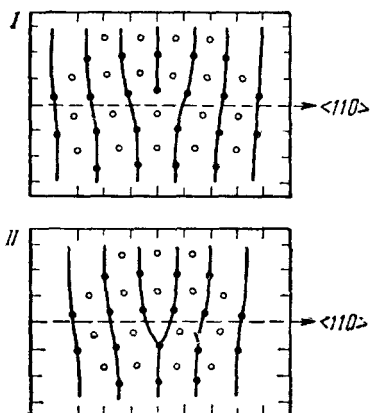


Рис. 10. Расположения ионов около краевых дислокаций $\{110\}$ $\langle 110 \rangle$ в кристалле NaCl.

Плоскость рисунка соответствует $\{100\}$, а расположения I и II отличаются сдвигом дислокации на $b/2$ вл.

Поскольку кристаллы NaCl не являются упруго изотропными, расчет A выполнялся с использованием теории упругости анизотропных сред. Чтобы рассчитать энергию ядра, авторы использовали классическую модель ионного кристалла, т. е. модель заряженных жестких сфер. При этом предполагали, что силы притяжения — это просто электростатические кулоновские силы, а силы отталкивания — типа Борна — Майера. В первом приближении считалось, что ионы занимают положения, предсказываемые изотропной теорией упругости. Эти начальные положения затем использовались для вычисления начальной энергии и ее минимума. Для этого производились последовательные изменения положений ионов и подсчет энергии до тех пор, пока не была найдена минимальная энергия. Эта оптимальная конфигурация показана на рис. 10 для двух положений краевой дислокации $\{110\}\langle 110 \rangle$.

Результаты вычислений для дислокаций с векторами Бюргерса $\langle 110 \rangle$ следующие.

П л о с к о с т ь с к о л ь ж е н и я $\{110\}$:

$$E_{110} \text{ (краевая)} = 0,508 \ln \left(\frac{R}{2,81 \text{ \AA}} \right) + 0,39 \text{ [эв/ат.пл.]},$$

$$E_{110} \text{ (винтовая)} = 0,544 \ln \left(\frac{R}{2,81 \text{ \AA}} \right) + 0,15 \text{ [эв/ат.пл.]}. \quad \text{П л о с к о с т ь с к о л ь ж е н и я } \{100\}:$$

П л о с к о с т ь с к о л ь ж е н и я $\{100\}$:

$$E_{100} \text{ (краевая)} = 0,644 \ln \left(\frac{R}{2,81 \text{ \AA}} \right) + 1,5 \text{ [эв/ат.пл.]},$$

$$E_{100} \text{ (винтовая)} = E_{110} \text{ (винтовая)}.$$

Если принять, что R равно 10 мк (10^5 \AA), что соответствует расстоянию между дислокациями во многих отожженных кристаллах, эти энергии будут:

$$E_{110} \text{ (краевая)} = 5,71 \text{ эв/ат.пл.},$$

$$E_{110} \text{ (винтовая)} = 5,84 \text{ эв/ат.пл.},$$

$$E_{100} \text{ (краевая)} = 8,24 \text{ эв/ат.пл.}$$

Таким образом, можно видеть, что большая часть энергии линии дислокации заключена в ее упругом поле, если только дислокация не находится вблизи поверхности или другой дислокации. Полезно сравнить энергию линии дислокации с энергией кристаллической решетки, составляющей примерно 8 эв/мол. Далее, по данным Куросава⁶⁷, энергия пары вакансий в NaCl равна $2,2 \text{ эв.}$ Ее можно сравнить с относительно небольшой энергией ядра дислокаций. Другой интересной величиной является поверхностная энергия NaCl, равная около $0,15 \text{ эв/пару}$ ионов поверхности⁹⁷.

Экспериментально энергия линии дислокации в кристаллах была получена Гилманом³⁸ и Гилманом и Джонстоном³⁷ путем определения наименьшего размера дислокационной полупетли, которая может существовать в кристалле, когда концы полупетли выходят на поверхность. Петля, которая находится у поверхности кристалла, выталкивается наружу за счет собственного линейного натяжения, так как петля может укорачиваться путем движения к поверхности. Однако она не может двигаться, если только действующее на нее напряжение не превышает сопротивление решетки движению дислокации. Следовательно, существует критический радиус такой петли, при котором напряжение благодаря линейному натяжению как раз уравнивается сопротивлением решетки. Полупетля у поверхности кристалла ведет себя, как целая петля, потому что над поверхностью кристалла существует связанная с полупетлей, находящейся в кристалле, дислокация «изображения»; последняя необходима для того, чтобы удовлетворить условиям равновесия упругих напряжений на поверхности кристалла. Если T — линейное натяжение (энергия на единицу длины), то напряжение τ , которое необходимо, чтобы петля диаметром D не захлопнулась, равно

$$\tau = \frac{2T}{D}. \quad (6)$$

Таким образом, если сопротивление решетки движению дислокации равно τ_p , условием сохранения петли у поверхности кристалла является

$$D \geq \frac{2T}{\tau_p}.$$

Линейное натяжение зависит от размера петли, так как поле напряжений сегмента петли распространяется на расстояние, равное примерно D . Согласно оценке³⁸ линейное натяжение в LiF равно

$$\bar{K}b^2 \ln \frac{D}{2r_0} + C = 3,6 \cdot 10^{-5} \ln \frac{D}{11,4 \text{ \AA}} + 1,9 \cdot 10^{-5} [\text{эрг/см}],$$

где \bar{K} — средняя упругая постоянная, рассчитываемая из теории упругости анизотропных сред и равная $4,4 \cdot 10^{10} \text{ дн/см}^2$, $b = 2,85 \text{ \AA}$, $r_0 = 2b$ и C — энергия ядра дислокации в LiF. Оказалось, что петли у поверхности кристаллов LiF, диаметр которых меньше примерно $4 \cdot 10^{-4} \text{ см.}$ внезапно появлялись на поверхности. Согласно вышеприведенному условию, это означает, что τ_p должно быть равно приблизительно 500 Г/мм^2 . и эта величина как раз и наблюдается в LiF. Следовательно, можно сделать вывод, что подсчитанная величина для линейного натяжения примерно справедлива, а теория, дающая энергию дислокаций, приблизительно подтверждается для ионных кристаллов.

Подробной теории, относящейся к подсчету энергии ступенек на линиях дислокаций, еще не существует *). Кажется разумным, однако,

) Подсчет энергии ступенек дан недавно в работе^{122}. (Прим. ред.)

предположить, что энергия заряженной ступеньки примерно такая же, как энергия вакантного ионного узла, в то время как энергия нейтральной ступеньки примерно равна энергии ядра дислокации.

4. Методики наблюдения дислокаций

Для наблюдения дислокаций в ионных кристаллах в настоящее время в основном пригодны три метода: а) избирательное травление, б) внутреннее осаждение, в) дифракция рентгеновских лучей *).

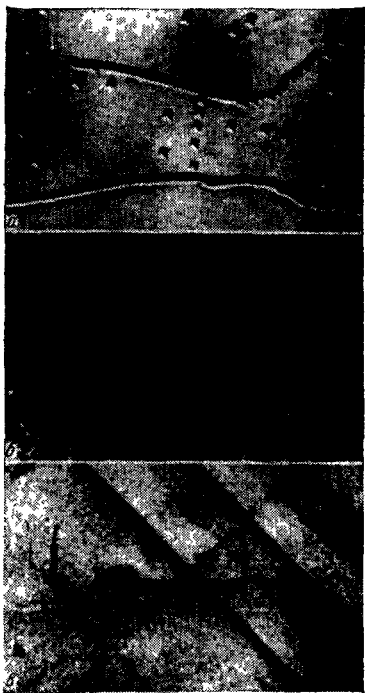


Рис. 11. Примеры, демонстрирующие три метода наблюдения дислокаций в ионных кристаллах:

а) Избирательное травление в кристаллах LiF ³⁷, б) декорирование — выделение Ag в кристаллах KCl ³; в) дифракция рентгеновских лучей в кристаллах LiF (J. M. Lommel, неопубликованные данные).

Все эти методы обладают определенными преимуществами и недостатками, вследствие чего каждый из них пригоден для одних экспериментов, но не пригоден для других. Это означает, что ни один метод не может быть выбран как «лучший». Все методы используют искажения вокруг линий дислокаций для «увеличения» дислокации так, чтобы ее можно было видеть с помощью оптического микроскопа. На рис. 11 показаны результаты применения этих трех методов.

Метод избирательного травления впервые был применен для ионных кристаллов Амелинском ¹. Он использовал тот факт, что ионы около ядра линии дислокации растворяются в соответствующем травителе быстрее, чем обычная поверхность кристалла. Это происходит потому, что число ионов, окружающих данный ион около ядра дислокации, меньше нормального, так что этот ион связан в кристалле слабее, чем нормальный ион. Подбирая состав или температуру травителя, можно сделать скорости растворения параллельно и перпендикулярно линии дислокации приблизительно равными. Тогда на поверхности кристалла образуются хорошо ограниченные пирамидальные ямки травления, глубина которых приблизительно равна их ширине. Эти ямки можно легко наблюдать с помощью оптиче-

ского или электронного микроскопа и изучать их плотность, распределение и движение. Этот метод является наиболее удобным для количественного исследования движения дислокаций, но он обладает недостатком, заключающимся в том, что можно наблюдать положения дислокаций только около поверхности.

Метод внутреннего осаждения основан на способности дислокаций действовать как центры зарождения при распаде пересыщенного твердого раствора или при разложении кристалла. Например, серебро может выделяться вдоль линий дислокаций в AgBr или AgCl благодаря фотолизу ⁷⁸.

) Кроме методов, указанных автором, для выявления дислокаций в ионных кристаллах применяется еще метод электронной микроскопии на просвет, ранее использованный для металлов ^{123}; см., например, ^{124*}. (Прим. ред.)

В NaCl или KCl может происходить распад, если насыщенный твердый раствор медленно охлаждается от высокой до более низкой температуры, при которой он становится пересыщенным³. Если условия разложения подобраны соответствующим образом, очень тонкие нити выделений обрисовывают линии дислокаций. Эти тонкие линии очень заметно рассеивают свет, так что они могут быть ясно видны с помощью ультрамикроскопа. Преимуществом этого метода является возможность наблюдать линии дислокаций в трех измерениях, так как ионные кристаллы прозрачны. Его недостатки заключаются в том, что дислокации не могут двигаться после того, как выделения образовались вдоль них, и что кристаллы перед наблюдением необходимо нагревать до средних или высоких температур.

Метод рентгеновской микродифракции является в этой области относительно новым, но уже многообещающим, особенно если удастся повысить его разрешающую способность. В этом методе дислокации видны в силу того факта, что искажения около них уменьшают первичную экстинкцию. Это повышает интенсивность дифракции около дислокации в тридцать раз по сравнению с дифракцией в других местах. Преимущество этого метода заключается в возможности наблюдения объема кристалла и отсутствии необходимости предварительной термической обработки. Наилучшее разрешение для ионных кристаллов получил Ломмел (неопубликованные данные) после улучшения методики Ньюкирка⁸¹. Ему удалось разрешить структуры с размерами до 1 мк *).

Описанные выше три метода наблюдения дислокаций сравнивались друг с другом различными исследователями при изучении одинаковых кристаллов. Оказалось, что они достаточно хорошо согласуются друг с другом, так что, вероятно, все три метода являются вполне надежными.

5. Из м е р е н и е с к о р о с т е й д в и ж е н и я д и с л о к а ц и й

Результаты изучения движения отдельных дислокаций в LiF были описаны в серии статей Гилмана и Джонстона^{36, 37, 61}. Для наблюдения дислокаций они использовали методику избирательного травления и измеряли скорости движения отдельных дислокаций как функцию приложенного напряжения сдвига.

Пример наблюдения движущейся дислокации показан на рис. 12. После первого травления образуется ямка травления, отмечающая место выхода линии дислокации. Затем, чтобы заставить линию дислокации двигаться, к ней путем изгиба кристалла было приложено достаточное напряжение сдвига. Кристалл был вновь протравлен для нахождения нового положения дислокации. Начальное и конечное положения дислокации на фотографии можно различить благодаря тому, что первая ямка травления не становится глубже при втором травлении. Однако она становится более широкой, так что в ямке образуется плоское дно, в отличие от остроконечной новой ямки травления, появляющейся у конечного положения дислокации.

Если время приложения напряжения известно, то по расстоянию, которое проходит движущаяся дислокация, определяемому, как показано на рис. 12, можно просто вычислить среднюю скорость движения. Эта средняя скорость является скоростью равномерного движения. Эксперимент показывает, и теория подтверждает это, что расстояние,

) Обзор работ, посвященных рентгеновской микродифракции, дан в 125.
(Прим. ред.)

необходимое для ускорения дислокации, очень мало по сравнению с состоянием, которое проходит движущаяся дислокация на рис. 12 *).

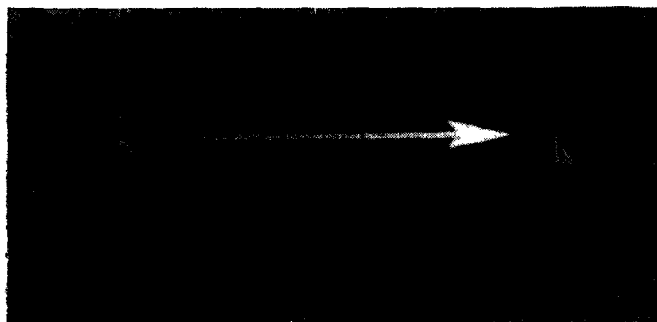


Рис. 12. Перемещение отдельной дислокации в кристаллах LiF, обнаруживаемое методом избирательного травления.

Кристалл был протравлен для того, чтобы показать начальное положение дислокации. Затем было приложено напряжение для перемещения дислокации, и кристалл вновь был протравлен. Дислокация заняла новое положение (остроконечная ямка травления) ($\times 830$).

Путем приложения импульсов напряжения к кристаллам (импульсы изменялись по длине от 10^{-6} до 10^5 сек и по амплитуде от 0,2 до $20,0 \text{ кг/мм}^2$)

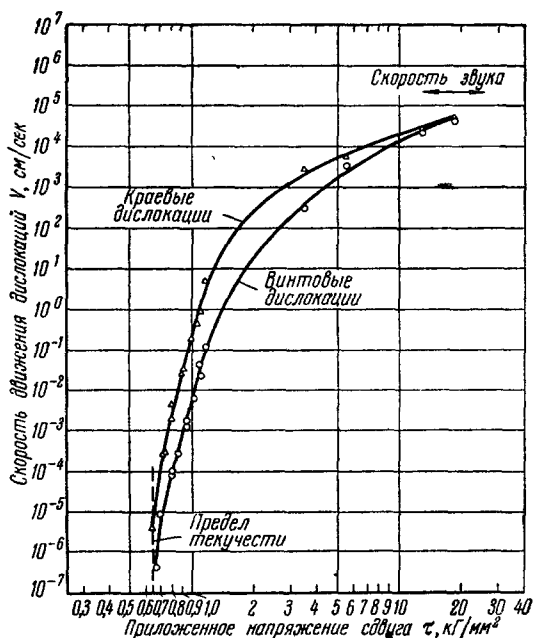


Рис. 13. Скорости движения дислокаций в типичном кристалле LiF.

дислокаций. Во-первых, до того как дислокации будут двигаться в кристалле с обнаруживаемой скоростью, к нему необходимо приложить определен-

Джонстон и Гилман⁶¹ измерили скорости движения дислокаций, которые менялись примерно от 10 межатомных расстояний в секунду до более чем 10^{12} межатомных расстояний в секунду. Их результаты для определенного кристалла показаны на рис. 13 и 14. Можно использовать два способа построения кривой. По первому экспериментальные данные прямо наносятся на график в логарифмическом масштабе (рис. 13). Второй способ показывает, что результаты можно описать аналитически посредством соотношения вида

$$V = V_0 e^{-\frac{A}{\tau}}, \quad (7)$$

где V — средняя скорость дислокации, τ — приложенное напряжение сдвига, а A и V_0 — постоянные (рис. 14).

На рис. 13 можно видеть несколько особенностей движения

) Как показано в 126, движение дислокации является не непрерывным, а скачкообразным, причем после каждого скачка дислокация определенное время остается неподвижной. (Прим. ред.)

ное критическое напряжение (называемое пределом текучести). Во-вторых, скорость увеличивается очень быстро при небольшом увеличении напряжения. В-третьих, краевые составляющие дислокационных петель движутся гораздо быстрее, чем винтовые составляющие (примерно в 50 раз). Наконец, когда скорости дислокаций приближаются к скорости звука, значительно более быстро возрастающее напряжение должно быть приложено к дислокациям, чтобы поддерживать их движение с постоянной скоростью. Другими словами, вероятно, скорость звука является той предельной скоростью, которую скорость дислокаций не может превзойти. Это предсказывается теорией²⁴, так как дислокации являются упругими нарушениями и, следовательно, не должны двигаться быстрее, чем упругие волны при обычных условиях.

Как уже ранее отмечалось, скорости, показанные на рис. 13, являются скоростями равномерного движения.

Следовательно, вся работа, которая производится силами, перемещающими дислокации, рассеивается при движении дислокации (главным образом в виде тепла). Сила, действующая на дислокацию за счет приложенного напряжения сдвига τ , равна τb , где b — вектор Бюргерса¹⁹, так что работа, совершаемая при перемещении дислокации на один вектор Бюргерса, равна τb^2 (эрг/см длины дислокации). Таким образом, можно считать (с точностью до постоянного множителя), что кривые на рис. 13 соответствуют энергии, рассеиваемой движущимися дислокациями при различных скоростях.

В кристаллах MgO скорости движения дислокаций качественно так же зависят от напряжения, как и в кристаллах LiF (Джонстон, неопубликованные данные), так что последние кристаллы не являются исключительными, но могут рассматриваться как более или менее типичные ионные кристаллы *).

Результаты, приведенные на рис. 13, получены для данного кристалла LiF, который прошел определенную термическую обработку, был нагружен определенным образом и изучен при комнатной температуре. Было исследовано несколько факторов, которые могут влиять на скорости движения дислокаций в кристаллах LiF: а) температура⁶¹; б) термическая обработка⁶⁰ **); в) облучение³⁹.

Основной результат их действия, показанный на рис. 15, заключается в равномерном сдвиге кривых «скорость движения дислокаций — напряжение сдвига» вдоль координаты напряжения. Таким образом, различные обработки не влияют на ход кривых только при одной скорости или в узком

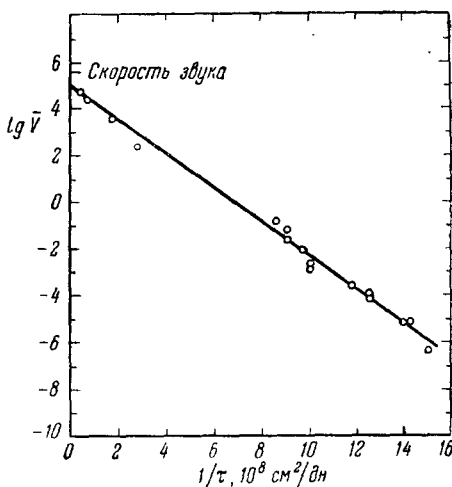


Рис. 14. Скорость движения винтовых дислокаций в кристалле LiF.

Кривая подчиняется зависимости $V = 10^5 \exp(-16,8 \cdot 10^8 / \tau)$, где V — в см/сек, а τ — в дин/см².

) Скорости движения дислокаций в кристаллах NaCl примерно так же зависят от напряжения, как и в кристаллах LiF^{127}, однако экспериментальные данные, полученные на кристаллах NaCl, нельзя описать аналитическим соотношением (7). (Прим. ред.)

**) Влияние термической обработки на движение дислокаций в кристаллах NaCl изучалось в^{128*}. (Прим. ред.)

диапазоне скоростей, а влияют на движение во всем диапазоне скоростей. Именно из-за увеличения скорости рассеяния энергии дислокациями, которые движутся с данной скоростью, облучение, например, увеличивает

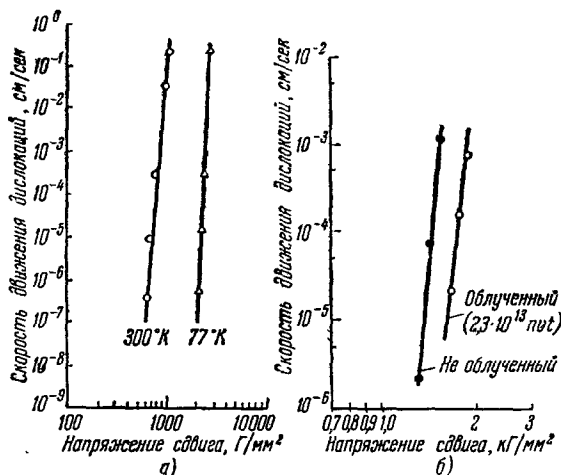


Рис. 15. Зависимости скорости движения винтовых дислокаций от напряжения для кристаллов, подвергнутых различной обработке.

а) Влияние понижения температуры; б) влияние облучения нейтронами (интегральный поток $2,3 \times 10^{13}$ нейтр/см²).

твердость кристаллов LiF. Это исключает многие возможные объяснения, особенно модели статического закрепления дислокаций. Дальнейшее обсуждение этих эффектов будет дано при рассмотрении диаграмм растяжения. Тот факт, что статическое закрепление дислокаций не определяет полностью твердости примесных или облученных кристаллов, не означает, что закрепления не происходит. Действительно, существование закрепления было показано непосредственно⁶¹, когда отдельные дислокационные петли вводились в кристалл, который затем подвергался низкотемпературному старению. Оказалось, что требуются относительно высокие напряжения (увеличе-

ние напряжения до 65%), чтобы привести в движение такие состаренные дислокации. Однако, когда они уже начали двигаться, они движутся с той же скоростью, что и дислокации, которые были введены в кристаллы после старения, т. е. свежие. В то же время наблюдалось, что те состаренные дислокации, которые становятся механически закрепленными, травятся несколько иным образом, чем свежие. Это совершенно ясно показывает, что в течение старения происходит какая-то диффузия к дислокациям, но конкретные сорта примесей или дефектов, которые вызывают старение, неизвестны. Вид уравнения (7) дает ключ к пониманию вязкого движения дислокаций. Такое уравнение получается из теории образования зародышей, впервые предложенной Фишером²⁷ и примененной Гилманом⁴⁵ для кристаллов LiF. Эта теория слишком проста, чтобы быть законченной теорией, но она содержит ряд существенных качественных особенностей, которые необходимы для объяснения поведения дислокаций. Рис. 16 показывает геометрию модели. Вначале дислокация лежит вдоль прямой линии AD, где ее потенциальная энергия мала и равна P_0 . Плоскость рисунка является плоскостью скольжения. Под действием приложенного напряжения и тепловой активации небольшой отрезок линии дислокации движется вперед с образованием круговой дуги BC. В этом положении потенциальная энергия дислокации больше, чем в начальном положении, и равна P_R . Разница в величине потенциальных энергий может быть обусловлена раз-

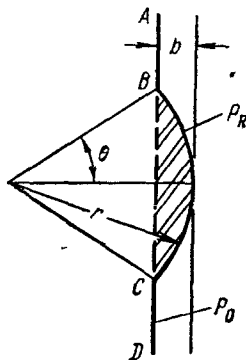


Рис. 16. Зарождение движения дислокации.

Прямая линия AD—начальное положение; жирная сплошная линия—конечное положение.

личными причинами. Она может возникнуть благодаря энергии Пайерлса—Набарро или, если имеются примеси, благодаря энергии взаимодействия Коттрелла. Какая бы ни была причина, изменение должно быть локализовано в области порядка атомных размеров для того, чтобы можно было использовать эту модель.

Если причины, рассмотренные выше, могут привести к непрерывному поступательному движению линии дислокации, сегмент BC должен достигать какого-то критического размера. Этот критический размер определяется из условия равенства энергий, а именно работа, которая совершается при движении дислокации вперед, равна увеличению потенциальной энергии благодаря увеличению длины линии дислокации и увеличению ее потенциальной энергии на единицу длины. Предполагается, что радиус дуги в каждый момент времени соответствует предложенному напряжению, так что $r = P_R/b\tau$. Тогда критический размер достигается, когда $\cos \theta^* = P_0/P_R$ и энергия зародыша сдвига критического размера равна

$$W^* = \frac{P_R^2}{b\tau} f\left(\frac{P_0}{P_R}\right),$$

где

$$f\left(\frac{P_0}{P_R}\right) \sim \frac{2}{3} \left[2 \left(1 - \frac{P_0}{P_R} \right) \right]^{3/2}$$

для $P_0/P_R \approx 1$.

Вероятность, что такой зародыш будет образован, пропорциональна $\exp\left(-\frac{W^*}{kT}\right)$, и каждый раз, когда он образуется, дислокация продвигается вперед на расстояние порядка b . Если частотный множитель равен ν , окончательное выражение для скорости движения дислокаций имеет вид

$$v = b\nu e^{-f(P_0/P_R) P_R^2/b\tau kT} \quad (8)$$

Это уравнение имеет экспоненциальную зависимость от напряжения, требуемую уравнением (7), и от температуры, что соответствует экспериментальным данным⁶¹. Кроме того, постоянные в формуле имеют вполне разумную величину *).

6. Возникновение и размножение дислокаций

Очень важными частями любой теории пластичности кристаллов являются процессы, которые позволяют зародиться в кристалле новым дислокациям и которые приводят к размножению уже существующих дислокаций. Одной из причин важности таких процессов является то, что для получения заметной макроскопической деформации необходимо очень большое число дислокаций. Такого большого числа дислокаций часто вначале нет в кристалле, так что они должны появиться в процессе пластической деформации. Другой причиной, из-за которой важно знать, как дислокации образуются в кристаллах, является то, что различные процессы приводят к разному распределению дислокаций в деформированных кристаллах. Эти различные распределения могут иметь важное влияние на такие процессы, как деформационное упрочнение и ползучесть.

Хотя наиболее подробное изучение образования дислокаций в ионных кристаллах было сделано на кристаллах LiF , исследования, выполненные на кристаллах MgO^{104} , кристаллах NaCl (Джонстон, неопубликованные

*) См. примечание на стр. 475. (Прим. ред.)

данные)*) и кристаллах AgBr , достаточно хорошо показывают, что все ионные кристаллы ведут себя качественно одинаково. Следовательно, можно считать, что результаты, полученные на кристаллах LiF , являются типичными.

Вообще говоря, дислокации в кристаллах могут появляться одним из трех путей: 1) гомогенным зарождением; 2) гетерогенным зарождением; 3) регенеративным размножением при действии: а) источника Франка — Рида, обозначаемого Φ — P , б) многократного поперечного скольжения, обозначаемого МПС.

Гомогенное зарождение означает образование дислокационной петли в кристалле, по существу, совершенном, благодаря действию только одного напряжения. Ожидают, что этот процесс происходит при очень высоких напряжениях, порядка $G/4\pi$, и Гилман⁴³ показал, что к совершенным участкам кристаллов LiF можно прикладывать без зарождения в них дислокаций напряжения по крайней мере до величины около $G/85$. Кроме того, рядом авторов показано, что небольшие «усы» — нитевидные кристаллы ионных кристаллов — могут подвергаться очень высоким напряжениям без появления в них пластического течения: LiF^{91} и NaCl^{50} . Наибольшую прочность показали усы NaCl : $110 \text{ кг/мм}^2 \approx G/11$.

Большинство реальных кристаллов содержит небольшие выделения или другие неоднородности, которые могут действовать как концентраторы напряжения и тем самым вызывать гетерогенное зарождение дислокаций. Гилман⁴³ показал, что в кристаллах такое зарождение могут вызывать выделения размерами по крайней мере до 1000 \AA . Близко примыкает к этому эффекту и образование около выделений призматических дислокационных петель под действием термических напряжений. Это впервые наблюдали Джонс и Митчелл⁶² в кристаллах AgCl . Кроме выделений, может происходить гетерогенное зарождение дислокаций другими дефектами, такими, как трещины³⁸, ступени скола⁴³, и при электрическом пробое⁴¹.

Кристаллы, которые были выращены стандартным образом, обычно содержат сетку дислокаций «роста». В ионных кристаллах, по-видимому, эти дислокации прочно закреплены на своих местах примесями, так что они играют только пассивную роль в большинстве процессов, связанных с деформацией. Однако после специальной термической обработки они могут стать менее сильно закрепленными. Тогда при приложении к ним достаточного напряжения они будут двигаться, отрываясь от дислокационной сетки, созданной при росте, и затем размножаться⁴³.

Хотя гетерогенное зарождение дислокаций может часто обеспечивать начало процесса пластической деформации, не оно приводит к громадному количеству дислокаций, которые в конце концов участвуют в большой пластической деформации. Все дислокации, за исключением немногих, возникают за счет регенеративного размножения. Процесс такого размножения был впервые предложен Франком и Ридом²⁹, и один из видов его называется источником Франка — Рида (обозначаемый здесь как источник Φ — P). Схематично он показан на рис. 17. Источник состоит из сегмента линии дислокации AB (рис. 17, I), который закреплен с обоих концов узлами или другим способом. Сегмент AB лежит в плоскости скольжения и имеет вектор Бюргерса, необходимый для скольжения, в то время как сегменты BC , BD , AE и AF лежат в других плоскостях и могут не иметь подходящих для скольжения векторов Бюргерса. Плоскость чертежа соответствует плоскости скольжения. Когда приложено напряжение сдвига,

) Результаты изучения возникновения и движения дислокаций в кристаллах NaCl приводятся также в работах^{121}, ^{127*}—^{130*}. (Прим. ред.)

сегмент AB выгибается, как на рис. 17, 2, так как на него действует сила τb . Поскольку энергия линии дислокации пропорциональна ее длине, линия действует, как упругая струна, и оказывает сопротивление этой силе. Натяжение линии дислокации находится в статическом равновесии с приложенной силой до тех пор, пока напряжение не достигает величины $\tau_{Ф-Р} \simeq Gb/L$, где L — длина сегмента AB . Дальнейшее увеличение петли происходит свободно, так как приложенная сила превышает [натяжение линии дислокации]. В критическом состоянии; радиус дислокационной полупетли равен $L/2$, как на рис. 17, 3.

Дальнейшее расширение дислокационной петли приводит к движению ее как назад, так и вперед, так что достигается конфигурация, показанная на рис. 17, 5. Затем в точке G дислокации аннигилируют, оставляя первоначальный сегмент AB , окруженный новой петлей, как показано на рис. 17, 6. Наконец, процесс начинается снова, как на рис. 17, 7.

Так как сегмент AB источника Франка—Рида восстанавливается каждый раз, когда образуется новая петля, источник может породить неограниченное число дислокационных петель. Это происходит при условии, что узлы остаются фиксированными в пространстве, а локальное напряжение, действующее на источник, превосходит критическую величину $\tau_{Ф-Р}$.

Другой процесс, называемый многократным поперечным скольжением, был впервые рассмотрен Кёлером⁶⁵ и Орованом⁸³. Этот второй вид размножения показан схематично на рис. 18 (он будет здесь обозначаться как процесс МПС). На рис. 18 МПС может показаться довольно сложным, но в действительности это совсем простой процесс, по своему действию подобный источнику Франка—Рида. Так как при этом требуется скольжение не только по одной плоскости скольжения, то таким образом могут размножаться лишь винтовые дислокации. Для начала процесса винтовая дислокация, например такая, как движущаяся справа налево на рис. 18, 1, должна перейти в другую плоскость путем поперечного скольжения, как на рис. 18, 2. При этом образуются участки AB и CD , которые не могут перемещаться в направлении движения первоначальной дислокации.

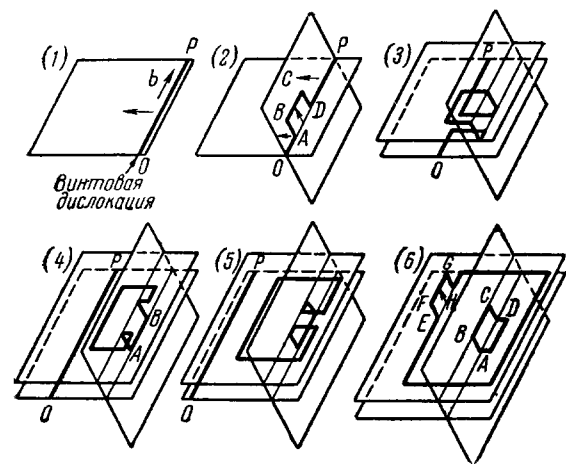


Рис. 18. Размножение дислокаций путем многократного поперечного скольжения.

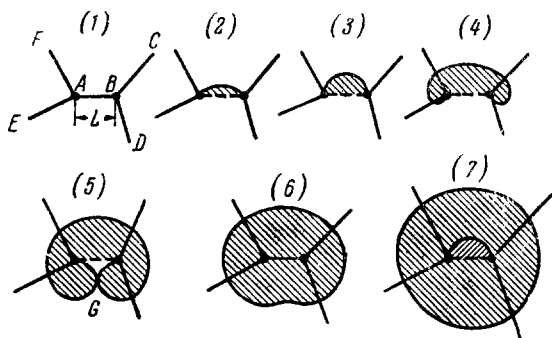


Рис. 17. Размножение дислокаций с помощью источника Франка—Рида.

Участки AB и CD перпендикулярны вектору \mathbf{b} и, следовательно, являются краевыми дислокациями. Они могут скользить параллельно вектору \mathbf{b} , но не перпендикулярно ему. С другой стороны, участки винтовой дислокации OA , BC и DP могут скользить перпендикулярно вектору \mathbf{b} в любом направлении.

Участок BC вместе с участками AB и CD , удерживающими его концы, может действовать подобно источнику Франка — Рида, если он достаточно велик (см. рис. 18, 3—6). Точно так же OP может стать снова отдельной дислокацией, рис. 18, 3 и 4. Наконец, петля, порожденная участком BC , может испытать поперечное скольжение, как $EFGH$ на рис. 18, 6, и, таким образом, начать весь процесс снова. В то же время участок AD , оставшийся позади OP , может действовать, как источник Франка — Рида в противоположном направлении, потому что этот участок имеет направление обхода, противоположное участку BC . Участок BC возвращается в свое первоначальное положение и может снова повторять процесс с образованием другой петли.

Можно видеть, что многократное поперечное скольжение не только вызывает увеличение числа дислокаций в первоначальной плоскости скольжения, но также заставляет скольжение распространяться на другие рядом расположенные плоскости. Следовательно, распределения дислокаций, которые возникают в деформированном кристалле от скопления источников Франка — Рида, с одной стороны, и от процесса МПС, с другой, являются совершенно различными. Источник Франка — Рида порождает ряд концентрических и компланарных петель, так что его действие должно приводить к появлению узких линий скольжения шириной порядка межатомных расстояний, благодаря тому, что скольжение происходит только по единственной плоскости скольжения для каждого источника. В предельном случае очень сильного поперечного скольжения процесс МПС дает только по одной дислокационной петле, которая возникает всякий раз, когда достигается критическая величина поперечного скольжения. Тогда концентрических дислокационных петель нет, а образуются моноатомные линии скольжения, сосредоточенные вместе и образующие широкие размытые полосы скольжения. Конечно, если каждый раз, когда дислокация испытывает поперечное скольжение, будет образовываться много петель, процесс МПС приведет к ряду концентрических петель, и конечная структура будет почти неотличимой от структуры, возникающей в результате действия набора источников Франка — Рида.

Кроме образования определенной структуры полос скольжения, процесс МПС отличается еще и тем, что он сопровождается появлением призматических дислокационных петель, как это показано на рис. 18. Ширина этих петель может быть любой, от одного межатомного расстояния до ширины, требующейся, чтобы позволить дислокациям разойтись и, следовательно, вызвать размножение. Эта верхняя ширина зависит от приложенного напряжения, но обычно равна 10^3 — 10^4 межатомных расстояний. Когда ширина петель равна лишь одному межатомному расстоянию, они эквивалентны цепочке вакансий или внедренных атомов.

Имеются веские доказательства того, что в случае кристаллов LiF большая часть дислокационного размножения, возникающего в процессе пластической деформации, обеспечивается процессом МПС⁶². Был установлен ряд фактов, которые согласуются с этим процессом.

а) В кристаллах LiF происходит поперечное скольжение винтовых дислокаций при комнатной температуре⁶¹. Это было доказано путем прямого наблюдения с помощью методики избирательного травления. Имеется тенденция к поперечному скольжению по плоскостям $\{100\}$, но иногда следы скольжения являются криволинейными.

б) Из отдельных дислокационных полупетель могут образовываться целые законченные полосы скольжения. Вначале эти полосы узкие, но затем они становятся широкими и по мере деформации непрерывно расширяются пропорционально деформации. После небольшой деформации не наблюдаются узкие линии скольжения, а только широкие полосы^{37,61}.

в) Часто наблюдаются «следы», которые остаются позади движущихся дислокаций. Вероятно, эти следы состоят из призматических дислокационных петель⁶².

г) Часто размножение в кристаллах происходит при большом напряжении, плотность дислокаций в полосах скольжения выше, чем когда оно происходит при малом напряжении. Плотность дислокаций пропорциональна уровню напряжения⁶¹. Это находится в соответствии с процессом МПС, потому что величина поперечного скольжения, которая необходима для успешного размножения, обратно пропорциональна напряжению.

Как показано на рис. 19, скорость размножения дислокаций очень чувствительна к величине приложенного напряжения. Вероятно, это может происходить потому, что при большом напряжении большее число призматических петель, которые возникают при многократном поперечном скольжении, способно расширяться, но может происходить и потому, что при больших напряжениях поперечное скольжение идет чаще, чем при малых. Какая бы ни была причина зависимости скорости размножения от напряжения, следствием этого является то, что дислокационная структура кристалла, деформированного при малом напряжении, существенно отличается от структуры кристалла, деформированного при большом напряжении.

Особенностью процесса МПС, причина которой остается неясной, является, то, что изолированные винтовые дислокации, движущиеся в кристаллах, стремятся к поперечному скольжению. Одной из причин этого является взаимодействие с поверхностью⁶², однако, вероятно, не это основная причина.

Поведение дислокаций в кристаллах MgO , которое наблюдалось Стоксом, Джонстоном и Ли¹⁰⁴, соответствует размножению путем многократного поперечного скольжения. В этом случае полосы скольжения гораздо уже, чем в LiF , но, возможно, это просто результат того факта, что уровень напряжения выше. В кристаллах $NaCl$ поведение также аналогично, но полосы скольжения шире³. Наконец, «карандашное скольжение», которое наблюдается в галоидах серебра, является доказательством сильного поперечного скольжения, так что, вероятно, размножение в них происходит посредством многократного поперечного скольжения. Некоторые дополнительные доказательства этого дают фотоснимки Митчелла⁷⁸.

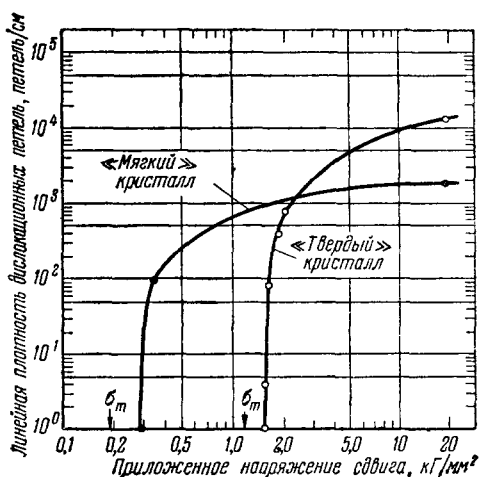


Рис 19. Влияние напряжения на скорость размножения дислокаций.

По оси ординат отложена плотность дислокационных петель в полосах скольжения одной длины (около 0,5 мм).

Таким образом, наибольшее размножение дислокаций в ионных кристаллах происходит за счет процесса многократного поперечного скольжения. Для этого требуются движущиеся винтовые дислокации. Они получаются путем гетерогенного зарождения или же путем отрыва от дислокационной сетки, возникшей при росте.

7. Изменение плотности дислокаций с изменением пластической деформации

Скорость пластической деформации кристалла зависит от того, сколько дислокаций движется в кристалле, а также от того, с какой скоростью они движутся. Поэтому важно знать плотность дислокаций в кристалле как функцию времени или деформации. Однако надо иметь в виду, что, так как полосы скольжения в кристалле имеют большую плотность дислокаций, если полоса образовалась при высоком уровне напряжения, чем когда она образовалась при низком уровне напряжения, плотность дислокаций не является функцией только одной переменной, такой, как деформация, напряжение, время. Это означает, что будущие свойства кристалла в какой-то степени зависят от его предыстории.

Образование полос скольжения происходит в две стадии. На первой—дислокационная петля, которая каким-то образом зародилась в кристалле, при своем движении испытывает поперечное скольжение и размножается, если только величина поперечного скольжения достаточна. Этот процесс повторяется все время до тех пор, пока дислокация не пройдет весь кристалл, оставив позади себя большое число дислокационных петель, лежащих близко к начальной плоскости скольжения первой дислокации. Затем начинается вторая стадия. Петли, оставшиеся позади первой дислокации, растут и размножаются. Вскоре заметное число новых петель начинает сталкиваться друг с другом, при этом происходит их аннигиляция или упругое взаимодействие и они не могут далее перемещаться. Таким образом, петли, расположенные недалеко от первоначальной плоскости скольжения, или пропадают, или становятся настолько малоподвижными, что их дальнейшее перемещение мало. Дислокации, расположенные дальше от первоначальной плоскости скольжения, могут продолжать двигаться и размножаться. Через некоторое время появляется узкая дислокационная полоса, которая продолжает расширяться. Движение дислокаций внутри полосы относительно мало, но около ее краев дислокации могут свободно двигаться и размножаться.

На первой стадии образования полос скольжения скорость размножения пропорциональна числу движущихся дислокаций. Следовательно, скорость увеличения числа дислокаций dN/dt пропорциональна числу уже имеющихся дислокаций N :

$$\frac{dN}{dt} = \alpha N,$$

где α — коэффициент размножения. Следовательно, через промежуток времени t число дислокаций становится равным

$$N = N_0 e^{\alpha t}, \quad (9)$$

т. е. число дислокаций увеличивается экспоненциально со временем. Это было подтверждено экспериментально⁶¹.

В начале второй стадии образования полос скольжения вероятность того, что две дислокации столкнутся, пропорциональна квадрату числа имеющихся дислокаций. Следовательно, скорость изменения становится

$$\frac{dN}{dt} = \alpha N - \beta N^2,$$

где β — скорость исчезновения дислокаций. При некоторой величине N скорость изменения числа дислокаций становится равной нулю; это будет, когда $N = \alpha/\beta$. На этой стадии плотность дислокации внутри полосы перестает изменяться, но оказалось, что рост полос в ширину пропорционален деформации⁶¹. Таким образом, общая плотность дислокаций в кристалле должна увеличиваться пропорционально деформации. Наконец, растущие в ширину полосы скольжения перекрывают друг друга и плотность дислокаций в кристалле становится равномерной. Скорость, с которой полосы расширяются, зависит от уровня напряжения, так что деформация, при которой кристалл весь покрывается полосами скольжения, также зависит от уровня напряжения. Для большинства кристаллов эта деформация «насыщения» равна 1 — 2%⁶¹.

Когда кристалл полностью покрыт полосами скольжения, так что он «насыщен» дислокациями, напряжение, необходимое для того, чтобы поддерживать постоянную скорость пластического течения, начинает увеличиваться из-за деформационного упрочнения. Оказывается, что напряжение увеличивается пропорционально деформации. Как уже ранее отмечалось, плотность при насыщении полосами скольжения увеличивается пропорционально напряжению, так что в результате общая плотность дислокаций в кристалле продолжает увеличиваться пропорционально напряжению.

Окончательный итог до некоторой степени сложного поведения, изложенного выше, приведен на рис. 20, где показана зависимость средней плотности дислокаций*) в кристалле LiF от деформации. Во всем диапазоне деформаций от 10^{-3} до 10^{-1} данные можно аппроксимировать линейной зависимостью N (дисл/см²) = $10^9 \varepsilon$, где ε — деформация сжатия⁶⁰.

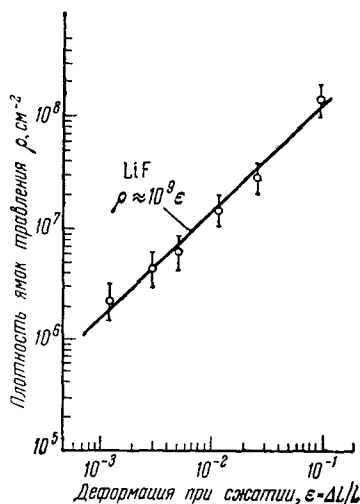


Рис. 20. Зависимость средней плотности дислокаций от пластической деформации для типичного кристалла LiF.

V. МАКРОПЛАСТИЧНОСТЬ

1. Формальное описание

Механические свойства любого материала можно описать через напряжение, деформацию, время и их различные производные. Не являются исключением и ионные кристаллы, но они дают еще возможность ознакомиться с зависимостями между различными механическими параметрами. Это возможно потому, что деформация и скорость деформации могут быть теперь измерены на основе движения отдельных дислокаций. Пластическая деформация сдвига γ зависит от расстояния x_i , на которое переместится каждая дислокация, от количества дислокаций на единицу площади ρ и от смещения b , связанного с каждой дислокацией¹⁹:

$$\gamma = b \sum_{i=1}^{\rho} x_i,$$

*) Среднее по всей площади, то есть сюда входят участки с нулевой плотностью дислокаций.

а скорость пластической деформации является производной по времени от этого выражения:

$$\dot{\gamma} = b \sum_i^{\rho} v_i,$$

где v_i — скорость i -й дислокации. Обычно удобно рассматривать только средние величины, относящиеся к движению дислокаций, так что мы имеем

$$\dot{\gamma} = b \rho \bar{v}, \quad (10)$$

где b — величина вектора Бюргерса, ρ — плотность дислокаций (на единицу площади), а \bar{v} — средняя скорость дислокаций.

Лихтман⁷¹ дал простое и полезное формальное макроскопическое описание, которое мы приведем здесь с некоторым видоизменением. Напряжение τ , которое может быть приложено к телу, зависит от деформации γ , скорости деформации $\dot{\gamma}$ и времени t . Следовательно, мы можем написать

$$\tau = \tau(\gamma, \dot{\gamma}, t).$$

Раскладывая его в степенной ряд и взяв первые члены, получим

$$\tau = \tau_0 + H\gamma + \eta\dot{\gamma} - R t,$$

где τ_0 — предел упругости (текучести); $H = \frac{\partial \tau}{\partial \gamma}$ — коэффициент деформационного упрочнения; $\eta = \frac{\partial \tau}{\partial \dot{\gamma}} = \frac{1}{b\rho} \left(\frac{\partial \tau}{\partial v} \right)$ — коэффициент вязкости; $R = -\frac{\partial \tau}{\partial t}$ — коэффициент восстановления.

Мы рассмотрим два случая испытания: 1) растяжение или сжатие с постоянной $\dot{\gamma}$; 2) ползучесть при постоянном τ .

1. Р а с т я ж е н и е и л и с ж а т и е. В этом случае, так как $d\dot{\gamma} = 0$:

$$d\tau = H d\gamma + \eta d\dot{\gamma} - R dt = H d\gamma - R dt.$$

При низких температурах $R = 0$, так что мы имеем $d\tau = H d\gamma$, и любое изменение напряжения происходит благодаря деформационному упрочнению, если скорость деформации поддерживается постоянной.

2. П о л з у ч е с т ь. В этом случае есть несколько возможностей:

а) начальная стадия ползучести ($\gamma, t \rightarrow 0$):

$$\tau = \tau_0 + \eta\dot{\gamma}_0 = \tau_0 + \eta b \rho_0 \bar{v}; \quad (11)$$

б) установившаяся ползучесть ($d\tau = d\dot{\gamma} = 0$):

$$H d\gamma - R dt = 0, \quad (12)$$

$$\dot{\gamma}_{ss} = \frac{R}{H};$$

или: $R \rightarrow \infty, H \rightarrow 0$, тогда

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{\eta}; \quad (13)$$

в) неустановившаяся ползучесть ($d\tau = 0$):

$$H d\gamma + \eta d\dot{\gamma} - R dt = 0.$$

Если H , η и R — постоянные величины, это уравнение можно проинтегрировать, что даст

$$\dot{\gamma} = \frac{R}{H} + \left(\dot{\gamma}_0 - \frac{R}{H} \right) e^{-\frac{Ht}{\eta}},$$

а после вторичного интегрирования

$$\gamma = \dot{\gamma}_{ss} t + \frac{\eta}{H} (\dot{\gamma}_0 - \dot{\gamma}_{ss}) (1 - e^{-\frac{Ht}{\eta}}),$$

где первый член — деформация благодаря установившейся ползучести, а второй — деформация при неустановившейся ползучести.

Если скорость восстановления равна нулю, как это часто бывает в случае низких температур, то

$$\dot{\gamma} = \frac{\eta}{H} \dot{\gamma}_0 (1 - e^{-\frac{Ht}{\eta}}), \quad (14)$$

и мы имеем чистую неустановившуюся ползучесть, которая асимптотически приближается к деформации $\eta \dot{\gamma}_0 / H$.

До сих пор мы предполагали, что η определяется одним напряжением, но обычно это неверно, так как $\eta = \frac{\partial \tau}{\partial \dot{\gamma}} / b \dot{\gamma}$ и, в то время как $\frac{\partial \tau}{\partial \dot{\gamma}}$ опреде-

ляется напряжением, $\dot{\gamma}$ зависит от времени выдержки при данном напряжении. Это значительно усложняет описание и делает подробный анализ очень трудным, но общие особенности из предыдущего рассмотрения увидеть можно.

2. Диаграмма напряжение — деформация

Типичные для ионных кристаллов диаграммы напряжение — деформация показаны на рис. 21. Все они имеют одинаковую общую форму, но уровень напряжения и наклон заметно отличаются. Каждая диаграмма имеет три основные особенности: (1) начальный упругий участок, наклон которого есть модуль упругости; (2) резкое изменение наклона при уровне напряжения, называемом пределом текучести, и (3) протяженная пластическая область относительно медленного увеличения напряжения, наклон которой есть модуль пластичности или коэффициент деформационного упрочнения. Эти особенности более или менее характерны для испытываемого кристалла и относительно независимы от начальной дислокационной структуры в нем. Дополнительной особенностью диаграмм напряжение — деформация является их форма около предела текучести, но эта особенность очень чувствительна к начальной дислокационной структуре кристалла. Следовательно, это не внутреннее свойство кристалла. Упругие модули ионных кристаллов уже рассматривались,

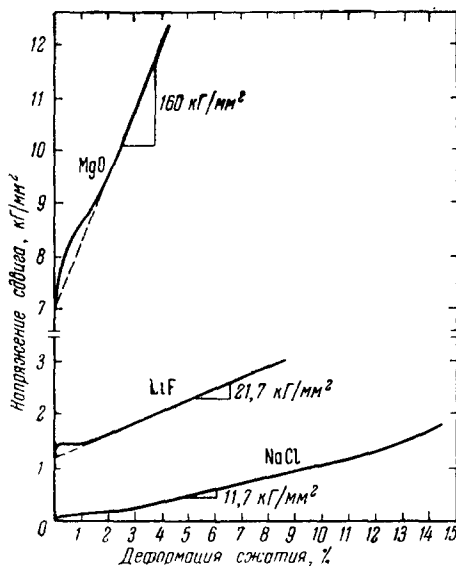


Рис. 21. Типичные для ионных кристаллов диаграммы напряжение—деформация при комнатной температуре.

но другие участки диаграмм напряжение — деформация требуют дальнейшего обсуждения.

Так как напряжение, которое кристалл может выдержать, зависит как от времени, так и от деформации кристалла, диаграммы напряжение — деформация нельзя рассматривать независимо от динамических условий, при которых они получены. Другими словами, для интерпретации диаграммы напряжение — деформация важны характеристики машины, которая используется для снятия диаграммы. Одним из лучших способов управления условиями испытания на сжатие является использование машины, усилие с которой на один конец образца передается непосредственно через жесткое основание, а на другой конец — через сильную пружину. Прогиб пружины дает тогда величину приложенной нагрузки или напряжения. Во время пластического течения приложенное напряжение не изменяется резко с увеличением деформации (см. рис. 21), так что прогиб пружины в машине будет иметь почти постоянную величину, и скорость деформации образца может быть сделана почти постоянной при движении жесткого основания с постоянной скоростью. Скорость деформации образца тогда равна просто скорости перемещения основания, деленной на длину образца. Эта методика была использована Джонстоном и Гилманом ⁶¹ для проверки связи между перемещением дислокаций и макроскопическим пластическим течением.

Если макроскопическую скорость деформации кристалла выражать через перемещения дислокаций, получится уравнение (9). Используя кристаллы LiF, для которых уже была измерена скорость \bar{v} как функция напряжения, Джонстон и Гилман рассчитали \bar{v} из уравнения (10) для условий, когда были известны приложенное напряжение, скорость деформации и плотность дислокаций. В пределах экспериментальной ошибки рассчитанная величина \bar{v} была равна непосредственно измеренной величине. Следовательно, была установлена отчетливая связь между теорией дислокаций и макроскопической пластичностью.

1. Напряжение текучести. Напряжения текучести ионных кристаллов первоначально определяются как напряжения, необходимые для движения дислокаций в этих кристаллах, т. е. как предел текучести на рис. 13. Это было доказано ⁶¹ тем, что, как оказалось, макроскопическое напряжение текучести кристаллов линейно зависит от напряжения, требуемого для того, чтобы вызвать заметное движение свежих дислокаций в том же кристалле. Таким образом, напряжение текучести не определяется:

а) напряжением, необходимым для отрыва дислокаций от атмосфер примесей;

б) напряжением, необходимым для проталкивания дислокаций через «лес» других дислокаций;

в) напряжением, необходимым для действия источников Франка — Рида.

Скорее оно определяется сопротивлением трения, которое кристаллическая решетка оказывает движению дислокаций.

Так как скорость \bar{v} очень чувствительна к приложенному напряжению сдвига (см. рис. 13), а скорость деформации в пластической области пропорциональна \bar{v} (уравнение (10)), скорость деформации очень чувствительна к приложенному напряжению, а напряжение текучести должно быть весьма нечувствительно к приложенной скорости деформации. Это было подтверждено экспериментально ³⁷.

Предел текучести ионных кристаллов очень чувствителен к температуре, как это показано на рис. 22, особенно при низких температурах.

Это отражает чувствительность движения дислокаций к изменениям температуры, как показано на рис. 15. Однако можно заметить, что только часть напряжения текучести сильно зависит от температуры. Это следует из того, что кривые для различных кристаллов LiF идут параллельно друг другу при изменении напряжения с температурой. Таким образом, разность возрастающей «твердости» двух кристаллов почти не зависит от температуры. В случае, который показан на рис. 22, разность твердости обусловлена различным содержанием примесей в кристаллах, но то же самое наблюдалось и в кристаллах с различной твердостью после облучения³⁹. Возможное объяснение этого заключается в том, что часть напряжения течения, зависящая от температуры, связана с короткодействующими силами взаимодействия между дислокациями и атомами кристаллической решетки в соответствии с выражением (8), в то время как часть, не зависящая от температуры, обусловлена относительно длиннодействующими флуктуациями внутреннего напряжения. Эта последняя часть лишь слабо изменяется с температурой настолько, насколько с температурой меняются упругие постоянные³⁹.

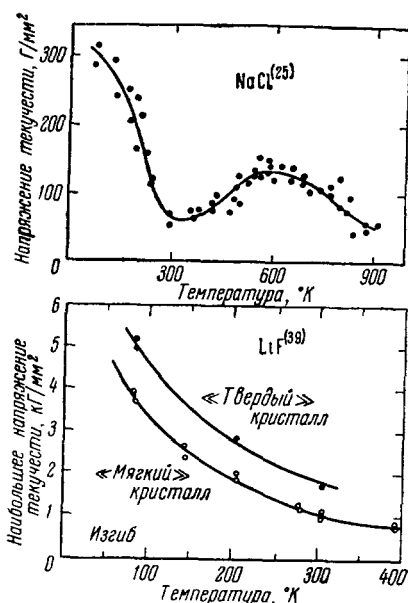


Рис. 22. Изменение предела текучести ионных кристаллов с температурой.

Примеси также влияют на напряжение текучести. На рис. 23 приведены данные Эднера²², Шёнфельда⁹³ и Метага⁷⁶, которые показывают

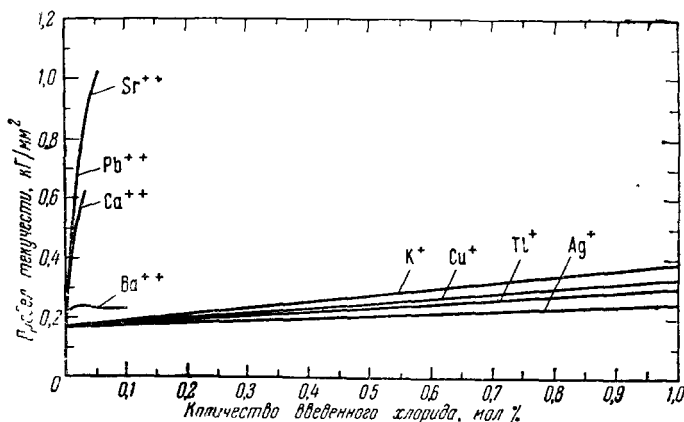


Рис. 23. Упрочнение кристаллов хлористого натрия одновалентными и двухвалентными растворимыми примесями. K, Ca, Ba—данные²²; Sr—данные⁹³; Cu, Ag, Tl, Pb—данные⁷⁶.

увеличение предела текучести, вызываемое примесями, причем двухвалентные примеси примерно на два порядка величин более эффективны, чем одновалентные примеси. Бассани и Томпсон⁷ объясняют этот эффект миграцией примесных ионов или вакансий положительных ионов

к ядрам дислокаций и последующим закреплением дислокаций. Исходя из данных, полученных на кристаллах LiF, кажется сомнительным, чтобы

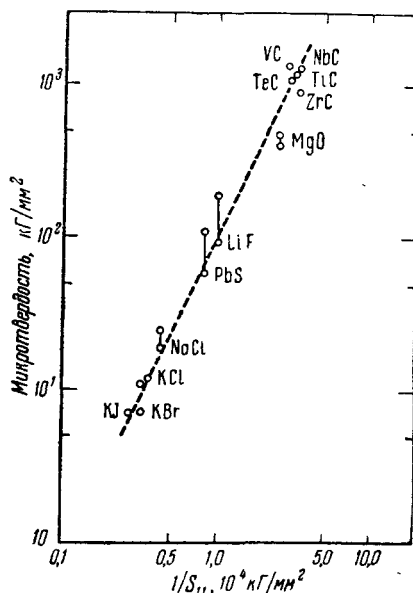


Рис. 24. Связь между микротвердостью и модулями упругости для кристаллов со структурой типа хлористого натрия.

такие статические эффекты могли иметь основное значение. Простое качественное объяснение заключается в том, что связи примесь — хлор являются более прочными, чем связи натрий — хлор, особенно если примесь двухвалентная. Следовательно, скорость дислокации несколько уменьшается всякий раз, когда она при своем движении через примесный кристалл NaCl встречает такие связи *).

Чувствительность предела текучести ионных кристаллов к примесям, температуре и т. п. затемняет эффекты, связанные со структурой чистых кристаллов, тем не менее можно обнаружить влияние на него двух факторов. Один из них является модулем упругости. Из рис. 24 можно видеть, что среди ионных кристаллов имеется тенденция к более высокой твердости на вдавливание (следовательно, к более высокому напряжению текучести), когда их модули упругости увеличиваются. Этого следует ожидать, конечно, потому что

теоретическое напряжение, необходимое для движения дислокаций (напряжение Пайерлса — Набарро), пропорционально модулю упругости ¹⁰.

Другой существенный результат влияния структуры кристалла — изменение напряжения текучести для разных плоскостей скольжения.

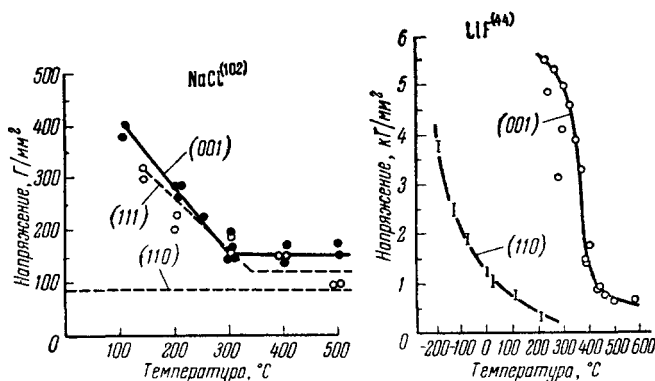


Рис. 25. Сравнение напряжений, необходимых для скольжения по различным плоскостям в ионных кристаллах. Направление скольжения <110>.

В некоторой степени этот вопрос уже обсуждался в параграфе, посвященном элементам скольжения. Результаты измерений, которые были сделаны

) В работах 127, 128* показано, что на предел текучести и скорость движения дислокаций в кристаллах NaCl влияет не только количество примеси Ca, но и особенно состояние примесных атомов. (Прим. ред.)

Степановым и Бобриковым¹⁰² на кристаллах NaCl и Гилманом⁴⁴ на кристаллах LiF, показаны на рис. 25. Важность этого результата заключается в том, что он показывает, что подвижность дислокации зависит от структуры ее ядра. Это единственное, что существенно отличает дислокации {001} и {111} от дислокаций {110}. Все эти дислокации имеют вектор Бюргерса, направленный вдоль [011], и их упругая энергия деформации, по существу, одинакова. Следовательно, единственное, что может объяснить большую разницу в их подвижностях в соответствии с рис. 25, это различная структура ядер, возможно, влияющая на отношение P_0/P_R в выражении (8).

2. Неустойчивость процесса текучести. Диаграмма напряжение — деформация может иметь различную форму при начале процесса течения. На рис. 26 схематично показаны некоторые типичные диаграммы (кривые А, Б и В) в предположении, что деформационное упрочнение равно нулю.

Рассмотрим сперва кривую В. В этом случае первоначальное число дислокаций в кристалле велико, как на кривой в ниже диаграмм

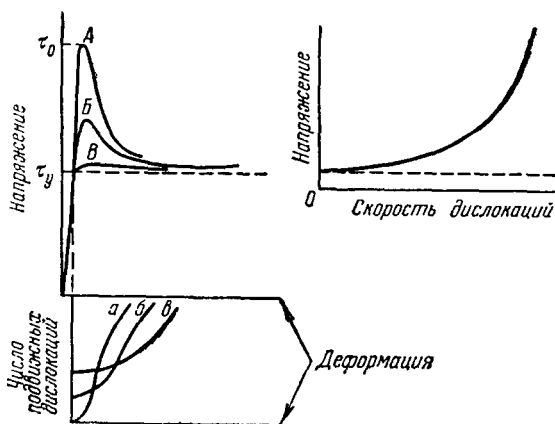


Рис. 26. Объяснение неустойчивости пластической деформации около предела текучести.

напряжение — деформация. Следовательно, при напряжении τ_y , несколько большем необходимого для начала движения дислокаций, величина произведения $\bar{q}\bar{v}$ в уравнении (10) достаточна для деформации кристалла при заданной скорости деформации. Схематичная кривая, показывающая соотношение между скоростью дислокаций и напряжением, изображена на рис. 26 справа. Далее рассмотрим кривую А, когда начальное число скользящих дислокаций при напряжении τ_y равно нулю. При некотором большем напряжении τ_0 дислокации или зарождаются, или отрываются от примесей, которые удерживали их на месте. Затем из-за высокого приложенного напряжения происходит быстрое размножение, как показано на кривой а. Следовательно, хотя кривая А вначале поднимается выше напряжения τ_y , скоро она начинает падать, когда произведение $\bar{q}\bar{v}$ при высоком уровне напряжения становится больше, чем это необходимо для деформации образца с заданной скоростью деформации. Кривая б демонстрирует промежуточный случай, когда вначале присутствует некоторое количество дислокаций. Эти первоначальные дислокации размножаются и двигаются со все возрастающей скоростью по мере роста напряжения до тех пор, пока $\bar{q}\bar{v}$ не будет соответствовать заданной скорости деформации. Тогда напряжение падает до величины τ_y ; ниже оно упасть не может, так как тогда все движущиеся дислокации останавливаются.

Деформационное упрочнение не рассматривается на рис. 26, но оно вызывает дополнительное усложнение и смещает правую часть диаграммы напряжение — деформация вверх. Следовательно, упрочнение стремится исключить небольшой максимум, подобный максимуму на кривой В.

Формой диаграмм напряжение — деформация у кристаллов LiF можно управлять путем изменения методики подготовки поверхности

кристалла в соответствии с вышесказанным³⁷. Для других кристаллов вообще нельзя сделать никаких предсказаний, так как форма диаграмм зависит от: а) начального числа подвижных дислокаций; б) скорости дислокаций как функции напряжения; в) скорости размножения дислокаций как функции напряжения и г) коэффициента деформационного упрочнения. Эти параметры не известны для других кристаллов, за исключением данных образцов LiF.

3. Деформационное упрочнение. Диаграммы на рис. 21 показывают, что деформационное упрочнение по существу линейно в ионных кристаллах при деформации в области 1—15%. Поскольку плотность дислокаций является линейной функцией деформации (рис. 20), это означает, что деформационное упрочнение — линейная функция плотности дислокаций, а коэффициент упрочнения (выраженный через плотность дислокаций) равен примерно $4 \partial n / \partial \epsilon$. Так как в настоящее время, по-видимому, нет соответствующей теории деформационного упрочнения в ионных кристаллах, дальнейшее обсуждение этого вопроса не проводится.

3. Ползучесть

Термином «ползучесть» обычно обозначают деформацию материала при постоянном напряжении. Параметрами кривой ползучести, характеризующими процесс ползучести, является наклон в начальной стадии, скорость в установившемся состоянии ползучести или, если осуществляется стадия установившейся ползучести, конечная общая деформация. Поскольку наклон кривой в начальной стадии можно легко объяснить движением отдельных дислокаций в соответствии с уравнением (11), дальнейшее рассмотрение этого параметра проводиться не будет. Точно так же, если не происходит установившейся ползучести, из соотношения (14) следует, что конечная общая деформация определяется величинами η , H и γ_0 , которые уже были рассмотрены. Единственным параметром, который проявляет новые особенности, является скорость установившейся ползучести. Она будет рассмотрена ниже.

Скорость установившейся ползучести может быть получена по крайней мере из двух различных механизмов, как это следует из (12) и (13). В первом случае скорость восстановления в материале равна скорости деформационного упрочнения; во втором — скорость восстановления относительно высока, но подвижность дислокаций относительно мала, и тогда вязкость движения дислокации (коэффициент вязкости η) определяет скорость ползучести.

В настоящее время нет хороших методов, позволяющих экспериментально различить эти два случая.

Наиболее популярная теоретическая модель процесса ползучести дает объяснение установившейся ползучести на основе первого случая, рассмотренного выше, путем расчета скорости восстановления¹⁶. По этой теории скорость восстановления связывается с переползанием дислокаций, т. е. процессом, при котором необходима самодиффузия. Тот факт, что энергия активации для ползучести часто примерно равна энергии активации для самодиффузии, рассматривается как подтверждение теории. Однако следует помнить, что движение дислокаций также является процессом, связанным с термической активацией (энергия активации может быть иногда небольшой) и, следовательно, может давать вклад в энергию активации для ползучести или даже определять ее. Кроме того, поскольку не существует соответствующей теории упрочнения, трудно создать надежную теорию обратного процесса, процесса восстановления. Наконец, измерения Кристи^{14, 15} показывают, что полученные величины энергии активации для

ползучести плохо соответствуют данным по энергии активации для самодиффузии.

Вещество	H (ползучесть)	H (диффузия аниона)
NaBr	66—70 ккал/моль	47 ккал/моль
NaCl	66—70 »	62 »
AgCl	59 »	52 »

Кристи приписывает расхождения вкладу энергии активации для образования вакансий, но это еще необходимо подтвердить.

Кристи исследовал также влияние давления на скорости ползучести¹⁴. В случае AgBr он нашел, что отношение скорости ползучести при давлении p к скорости ползучести при отсутствии давления пропорционально $\exp(-p\Delta V/RT)$, где $\Delta V \approx 38 \text{ см}^3/\text{моль}$. Объем моля AgBr равен 29 см^3 .

4. Внутреннее трение

Франкль и Рид^{31,32} нашли, что в отношении внутреннего трения, вызываемого движением дислокаций, кристаллы NaCl ведут себя точно так же, как и металлы. Затухание не зависит от частоты и очень чувствительно к амплитуде деформации для амплитуд деформации, больших примерно 10^{-5} . Пластическая деформация до измерения затухания резко увеличивает затухание. В кристаллах KCl внутреннее трение на высоких частотах (5 Мгц) изучали Судзуки и др.¹⁰⁷. Они также обнаружили увеличение внутреннего трения после деформации и, кроме того, нашли, что после деформации поглощение начинает зависеть от температуры. Оно увеличивалось примерно на 30%, когда температура падала ниже около 240° К . Кроме того, они показали, что затухание после деформации является в некотором смысле анизотропным, что согласуется с идеей о том, что затухание вызывается движением дислокаций.

При облучении рентгеновскими лучами затухание в кристаллах NaCl заметно уменьшается. Это было обнаружено Франклем и Ридом^{31,32} и далее изучено Гордоном и Новиком⁴⁸. Времена облучения, меньшие двух минут, при источнике 40 кэ — 20 ма вызывают измеримое уменьшение затухания, а шестиминутная выдержка устраняет затухание для всех амплитуд деформации, меньших примерно 10^{-4} . Обесцвечивание при освещении видимым светом не изменяет малую величину затухания, но отжиг при 200° С в течение 30 минут восстанавливает высокую величину затухания. Кристаллы с малым внутренним трением имели относительно высокие упругие модули, и наоборот. Таким образом, деформация при комнатной температуре уменьшает модуль, в то время как облучение после деформации повышает его. Так как в настоящее время надлежащим образом не определены ни механизм, обуславливающий внутреннее трение, ни природа дефектов, вызываемых облучением, здесь не будет подробного обсуждения этих явлений. Читателей, интересующихся подробностями экспериментов, мы отсылаем к оригинальным статьям*).

5. Особые эффекты

1. Роль поверхности. Влияние поверхности ионного кристалла на его макроскопическую пластичность давно раздражало экспериментаторов, работающих в этой области. Почти никогда при опытах поверхностная структура не поддавалась достаточному контролю, позволяющему получать воспроизводимые диаграммы напряжение — деформация. Это

) Большой материал, относящийся к вопросам, связанным с внутренним трением в ионных кристаллах, опубликован в^{131}. (Прим. ред.)

не удивительно, так как многие тонкости приготовления поверхности кристаллов не могли быть выяснены до тех пор, пока не стало возможным наблюдать отдельные дислокации. Тем не менее недостаток контроля поверхности привел к появлению многих результатов и интерпретации их, вводящих в заблуждение.

Поверхностные условия не оказывают большого влияния на основное для пластичности, а именно на подвижность дислокаций. Это было обнаружено ранними опытами⁹², показавшими, что предел текучести кристаллов NaCl не чувствителен к поверхностным условиям. Недавно это было показано в гораздо более непосредственных опытах¹¹⁰: напряжение, требуемое для движения дислокации в данном кристалле NaCl, не зависит от выдержки в воздухе, воде, масле и не зависит от старения в воздухе.

Обработка поверхности влияет на наклон диаграммы напряжение — деформация в области деформационного упрочнения⁹². Вероятно, это снова не является основным эффектом в упрочнении. Скорее это происходит из-за того, что *распределение* скольжения (и следовательно, плотности дислокаций) в кристалле зависит от методики приготовления поверхности. Основные черты этого явления уже давно исследованы Степановым¹⁰⁰. Он нашел, что от поверхностных дефектов часто возникают пары полос скольжения, которые он мог наблюдать по вызываемому ими двупреломлению. Однако чрезвычайная тонкость эффекта влияния поверхности была понята только тогда, когда обнаружили, что отдельная полупетля у поверхности может породить большую полосу скольжения, содержащую тысячи дислокаций³⁷. Таким образом, остаточные дислокационные петли или очень маленькие дефекты, способные зародить дислокационную петлю под действием напряжения⁴³, могут оказывать существенное влияние на ход диаграммы напряжение — деформация.

Скорость деформационного упрочнения в кристалле зависит от распределения полос скольжения в нем. Если имеется только одна полоса, скорость упрочнения будет относительно низкой, поскольку, несмотря на то, что внутри полосы дислокации не смогут легко двигаться, их движение вдоль краев полосы, где имеется мало других дислокаций, способных взаимодействовать с движущимися дислокациями, будет происходить легко. С другой стороны, если другие полосы скольжения пересекают первую, расстояние, которое дислокация может пройти до какого-нибудь упрочненного участка в кристалле, уменьшается, и напряжение должно увеличиваться, чтобы ускорить дислокации и поддерживать скорость деформации постоянной. Следовательно, поверхность становится существенной из-за того, что она обычно содержит большинство из дефектов, которые действуют как источники дислокаций. Если концентрация источников велика, образуется большое число полос скольжения, которые взаимодействуют друг с другом, вызывая тем самым быстрое макроскопическое упрочнение при деформации.

Поверхность может играть более важную роль, если из-за состояния поверхности или среды изменится скорость скольжения винтовых дислокаций около поверхности. Этот эффект является хорошей темой исследования.

2. Л ю м и н е с ц е н ц и я. Мец и др.⁷⁷ недавно изучили испускание света при пластической деформации облученных рентгеновскими лучами щелочно-галогенидных кристаллов. Оказалось, что эффект обнаруживают кристаллы KBr, NaCl и LiF, но наибольшее испускание давали кристаллы KBr, так что им было уделено наибольшее внимание. Кристаллы были облучены при 40—50 кэ (20—30 ма) от нескольких минут до одного часа и немедленно подвергались сжатию в темноте. Интенсивность люминесценции пропорциональна скорости деформации и не зависит от общей

деформации. При данной скорости деформации сначала увеличивается интенсивность с увеличением дозы облучения (при низких дозах), а затем происходит насыщение. Изменение температуры, при которой происходит деформация, в области от 10 до 30° С не оказывает никакого влияния. Лейдер⁶⁹ обнаружил, что область длин волн испускаемого света лежит в пределах 3000—4300 Å, с максимумом интенсивности при 4000 Å (3,1 эв). Отсюда был сделан вывод, что захваченные (вероятно, *F*-центрами) электроны возбуждаются в зону проводимости движущимися дислокациями. Испускание света происходит при возвращении возбужденных электронов обратно в валентную зону.

Эти результаты показывают, что в кристаллах КВг в центре движущихся дислокаций повышается температура, по крайней мере до 200° С, так как при такой температуре происходит термическая люминесценция этих кристаллов⁹⁶.

3. Э л е к т р и ч е с к и е э ф ф е к т ы. Когда ионные кристаллы изгибаются или деформируются неоднородно другим способом, их поверхность становится электрически заряженной. Это можно очень легко продемонстрировать, насыпав порошок диэлектрика на только что изогнутый кристалл. Это явление было открыто Степановым⁹⁸ и изучено позднее¹², но его механизм начал выясняться только после недавней работы Фишбаха и Новика²⁶. Эти авторы пришли к выводу, что для существования эффекта необходима неоднородная деформация и что перенос заряда происходит только в течение деформации. Их наблюдения согласуются полностью с идеей о том, что дислокации в NaCl при своем движении стремятся образовать избыток ступенек, заканчивающихся отрицательным ионом, оставляя позади вакансии положительных ионов. Авторы считают, что примерно один узел на 10^7 — 10^8 узлов вдоль дислокации должен быть положительно заряжен, чтобы объяснить наблюдаемое течение заряда.

VI. ХРУПКОЕ РАЗРУШЕНИЕ

Ионные кристаллы являются удобными объектами для изучения разрушения, так как они легко скалываются по плоскостям {100}, особенно при низких температурах. В отличие от металлов, поверхности скола ионных кристаллов заметно не портятся в процессе разрушения, так что поверхность может быть использована для изучения явления.

Подобно пластичности разрушение является гетерогенным процессом. Можно сказать, что это самый крайний случай, который только возможен, так как необходим лишь один дефект, для того чтобы процесс начался, а раз начавшись, он остается чрезвычайно локализованным. Из-за гетерогенной природы механизма разрушения изучение макроскопических параметров, таких, как напряжение разрушения, дает очень мало сведений; необходимо микроскопическое изучение.

Можно считать, что процесс разрушения происходит в две стадии: а) зарождение трещины и б) распространение трещины. Хотя ранние работы по исследованию разрушения ионных кристаллов имели дело с измерением напряжения разрушения, в последние годы большое значение придается отдельному изучению процессов зарождения и распространения трещин.

1. З а р о ж д е н и е т р е щ и н

Напряжение, необходимое для разрушения совершенного кристалла вдоль плоскости скола, примерно равно E/π , где E — модуль упругости в направлении, перпендикулярном плоскости скола. Замечено, что в обычных условиях ионные кристаллы ломаются при гораздо меньших напряжениях

до величины $E/10^5$. В большинстве случаев эти низкие напряжения разрушения обуславливались поверхностными дефектами в кристаллах, но это же имеет место даже тогда, когда поверхность получена с соблюдением предосторожностей. В последних случаях разрушение теперь приписывается пластической деформации, предшествующей разрушению, благодаря которой возникают очень большие локальные напряжения. Большие локальные напряжения вызывают образование трещин. Когда и пластическая деформация, и поверхностные дефекты исключены (как в нитевидных кристаллах), оказывается, что необходимы очень большие напряжения для разрушения ионных кристаллов. Влажные кристаллы также иногда показывали очень большую прочность⁹².

1. В л и я н и е п о в е р х н о с т и. Много лет считали, что поверхность ионных кристаллов играет существенную роль при разрушении этих кристаллов. Это мнение было основано на явлении (оно описано ранее Кобленцом¹⁸ и известно как эффект Иоффе⁵⁸), заключающемся в том, что кристаллы каменной соли могут быть пластически изогнуты без разрушения, если их поверхность предварительно смочена. Позднее обнаружили, что свежесколотые кристаллы часто могут быть изогнуты, но после старения на воздухе они становились хрупкими. Кристаллы также становились хрупкими, если их высушивали после того, как они были смочены, особенно если они выдерживались на воздухе. Недавние эксперименты разъяснили происхождение этих эффектов. Горум и др.⁴⁹ показали, что в свежесколотых кристаллах отсутствует эффект старения, и опыт автора данного обзора подтверждает это. Таким образом, для эффекта Иоффе важны химические особенности кристалла NaCl, а не тот факт, что он является ионным кристаллом. Совсем недавно нашли¹⁷, что поверхность NaCl реагирует с озоном, находящимся в окружающей атмосфере, с образованием NaClO₃. Вероятно, это создает хрупкую поверхностную пленку, дающую начало трещинам, проникающим внутрь кристалла.

Из вышеописанных опытов можно сделать вывод, что эффект Иоффе является следствием устранения больших поверхностных дефектов путем растворения кристалла. Следовательно, это значительно менее тонкий эффект, чем иногда полагали. Если кристалл, предварительно смоченный, тщательно высушить, не дав ему реагировать с воздухом, он остается пластичным почти неограниченно долго. С другой стороны, если присутствуют твердые остатки реакции, в кристалле возникают трещины.

Многие поверхностные эффекты, которые наблюдались в кристаллах MgO, могут быть объяснены с тех же позиций, что и для NaCl.

2. Р о л ь п л а с т и ч е с к о й д е ф о р м а ц и и. Вероятно, Степанов¹⁰⁰ был первым, кто понял, что пластическая деформация может вызывать зарождение трещин в ионных кристаллах. Его вывод был отчетливо подтвержден недавними работами^{111,104}. Авторы этих работ обнаружили, что в кристаллах MgO трещины часто образуются в месте пересечения двух полос скольжения. Эти результаты иногда рассматривали как доказательство определенного дислокационного механизма зарождения трещин, но такой вывод не является обоснованным. Точное расположение дислокаций и (или) других дефектов, которые следует рассматривать, еще неясно.

Далее, хотя имеется мало оснований сомневаться в том, что локальная пластическая деформация вызывает концентрацию напряжений, неясно, является ли это ее единственным результатом. Например, локальная концентрация дислокаций может существенно уменьшить силы связи в кристалле. Кроме того, в зарождении трещин могут играть роль точечные дефекты, возникающие при пластическом течении; следует также рассмотреть влияние выделяющегося тепла.

3. Свойства нитевидных кристаллов-усов. Испытания усов ионных кристаллов⁹¹ показывают, что когда они достаточно малы, чтобы ограничить пластическую деформацию (меньше около одного микрона в диаметре), и имеют хорошую поверхность, их прочность достигает $1,2 \cdot 10^{10}$ дн/см². Эта величина приближается к теоретически ожидаемой прочности идеального кристалла (10^{11} дн/см²) и в 100—1000 раз превосходит прочность обычных кристаллов NaCl. Следовательно, есть основания полагать, что оценка прочности бездефектных ионных кристаллов, даваемая существующей атомной теорией, правильна.

2. Распространение трещин

Для того чтобы полностью понять механизм зарождения трещин в кристаллах, нужно сперва хорошо представить себе процессы, происходящие при распространении трещин. Это важно потому, что критический размер зарождающейся трещины зависит от величины силы, необходимой для распространения трещины через кристалл. Чтобы увидеть это более ясно, рассмотрим упрощенный вариант теории распространения трещин по Гриффиту. Предположим, что трещина длиной L находится в материале с модулем упругости E , имеющем форму бесконечной пластины толщиной t . Однородное растягивающее напряжение σ приложено перпендикулярно плоскости трещины. Если длина трещины увеличивается на величину dL , необходимо учитывать два процесса. Во-первых, происходит выделение упругой энергии деформации из малого объема, ограниченного трещиной и равного $2\pi tL dL$. Так как плотность энергии деформации равна $\sigma^2/2E$, величина выделяющейся энергии равна $(\pi\sigma^2 tL dL)/E$. Во-вторых, появляются две новые поверхности общей площадью $2t dL$. В процессе образования этих поверхностей поглощается энергия, называемая поверхностной энергией разрушения γ_f на единицу площади, так что общая поглощаемая энергия равна $2t\gamma_f dL$. Для распространения трещины обязательно уменьшение энергии системы при увеличении длины трещины на величину dL . Следовательно, условием распространения трещины будет

$$\gamma_f < \frac{A\sigma^2 L}{E}, \quad A \approx \frac{\pi}{2},$$

и можно видеть, что критический размер зарождающейся трещины увеличивается пропорционально поверхностной энергии разрушения. Величина γ_f и, следовательно, легкость, с которой трещина может идти через ионный кристалл, зависят от скорости распространения трещины, температуры, структуры и сил связи кристалла.

1. Скорости распространения трещин. Наибольшая или предельная скорость распространения трещины в кристалле определяется скоростью распространения звуковых волн в нем. Было выдвинуто несколько предположений относительно наиболее вероятной предельной скорости волн, но лучшей кажется модель Стро¹⁰⁶. Он отмечает, что движение трещины с постоянной предельной скоростью является не чем иным, как движением двух поверхностных волн вдоль двух полубесконечных тел. Следовательно, они должны двигаться со скоростью поверхностных волн Рэлея. В кристаллах LiF предельные скорости трещин измерили Гилман и др.⁴⁰. Наибольшая скорость трещины, которую им удалось получить вдоль плоскостей {100}, была равна $2 \cdot 10^5$ см/сек. Стоунли¹⁰⁵ опубликовал теорию распространения поверхностных волн в кубических кристаллах, которая дает величину $2,95 \cdot 10^5$ см/сек для волн по граням {100} кристаллов LiF. Таким образом, имеется достаточное совпадение эксперимента и теории предельной скорости распространения трещин.

Когда трещина через ионный кристалл распространяется медленно, ее движение не является упругим, потому что около вершины трещины зарождаются дислокации. Это было показано в кристаллах LiF Гилманом ³⁸, использовавшим для выявления дислокаций методику избирательного травления, в кристаллах NaCl — Форти ²⁸, который использовал ступени скола для обнаружения дислокаций, и в кристаллах KCl — Амелинksom ⁵, применявшим метод декорирования *). Гилман и др. ⁴⁰ измеряли критическую скорость, ниже которой происходит зарождение дислокаций. Она оказалась равной около $6 \cdot 10^3$ см/сек при комнатной температуре в кристаллах LiF, но не могла быть точно определена без определения также и предела текучести кристалла. При скоростях ниже около $3 \cdot 10^3$ см/сек распространение трещин в кристаллах LiF происходит неустойчиво, т. е. скорости трещин осциллируют от высоких до низких значений. Каждый раз, когда они понижаются, образуются группы дислокаций.

Если проходит достаточно времени после того, как движущаяся трещина зародила дислокации, последние могут вызвать значительную пластическую деформацию, тем самым вызывая большое поглощение энергии движущейся трещины.

2. В л и я н и е т е м п е р а т у р ы. Энергия, которая поглощается при ударных испытаниях, является мерой сопротивления распространению трещины через вещество. Джонстон и др. ⁶⁰ измерили сопротивления удару различных ионных кристаллов и нашли, что они являются температурночувствительными. Выше определенной «температуры перехода», которая зависит от скорости деформации, кристаллы поглощают большие количества энергии до того, как они раскалываются на два куска. В стержнях, которые ударяются о наковальню так, что наибольшая скорость деформации равна около 40 сек^{-1} , энергия начинает поглощаться при следующих температурах:

Кристалл	T_1 , °C	$T_1/T_{пл}^{**})$
MgO	1700	0,7
LiF	400	0,6
NaCl	370	0,6
AgCl	—200	0,1

Можно видеть, что имеется значительная разница между свойствами AgCl и других кристаллов. Далее, температура, при которой MgO, LiF и NaCl начинают показывать какую-то вязкость, велика по сравнению с большинством металлов.

Главной причиной, из за которой повышение температуры увеличивает вязкость кристаллов, является увеличение подвижности дислокаций, или, другими словами, уменьшение предела текучести кристалла. Однако в настоящее время не совсем ясно, является ли это единственным важным результатом повышения температуры.

3. В л и я н и е м и к р о с т р у к т у р ы. Когда трещина проходит через кристалл, на своем пути она часто встречает дефекты, имеющиеся в кристалле. Некоторые из этих дефектов, такие, как вакансии и примесные атомы, по-видимому, мало влияют на распространение трещин.

) См. также работу ^{132}. (Прим. ред.)

**) T_1 — температура, выше которой поглощается измеримая величина энергии; $T_1/T_{пл}$ — отношение этой температуры к абсолютной температуре плавления. (Прим. ред.)

наименьшую поверхностную энергию. При определенных условиях наблюдаются также вторичные плоскости скола {110}, но автору неизвестны случаи скола по плоскостям {111}. Скол по плоскостям {111} не происходит потому, что эти плоскости не являются электростатически нейтральными, так что при отделении их друг от друга выделяется большое количество электростатической энергии.

Рассчитанные и измеренные величины поверхностной энергии даны в табл. VI. Можно видеть, что различные методы расчета согласуются друг с другом только по порядку величины.

Таблица VI

Поверхностные энергии плоскостей {100} ионных кристаллов

Кристалл	Энергия, эрг/см ²	
	теория	эксперимент
MgO	1362 ²⁰	1200 ⁴⁶
LiF	700 ⁵³ , 169 ¹¹²	340 ⁴⁶
NaCl	77 ²⁰ , 155 ⁹⁷ , 130 ⁴⁷ , 188 ¹¹²	356—406 ⁷² , 276 ¹¹⁴ , 300 ⁶⁸ , 366 ⁵⁷
KCl	56 ²⁰ , 134 ⁹⁷ , 195 ¹¹²	

Недавние расчеты¹¹² с использованием модели жестких сфер Борна — Майера показали, что следует ожидать разницы между поверхностными энергиями плоскостей {001} и плоскостей {110}:

	LiF	NaCl	KCl	KBr	KJ
Пл. {001} (эрг/см ²):	169	188	163	151	136
Пл. {110} (эрг/см ²):	832	445	352	317	274

Можно видеть, что разница в энергиях уменьшается по мере увеличения межионного расстояния, но плоскости всегда имеют наименьшую энергию. Как и раньше, модель жестких сфер успешно предсказывает наблюдаемые свойства.

От редактора перевода. В обзоре Дж. Гилмана неполно освещен вклад советских ученых в проблему прочности и пластичности ионных кристаллов. Советскими учеными, и в первую очередь академиком А. Ф. Иоффе и его многочисленными учениками, вложен огромный труд в изучение ионных кристаллов. Ими были начаты первые определяющие работы, установлены основные факты и направления исследования в этой области физики, на много лет вперед определившие пути ее развития. Для устранения этого недостатка к обзору прилагается дополнительный, правда, далеко не исчерпывающий список литературы.

Здесь мы обратим внимание на некоторые работы, не рассмотренные Гилманом. Эти работы, однако, представляют значительный интерес в связи с тем, что рассмотренные в них вопросы интенсивно разрабатываются в настоящее время.

Так, цитируя работу¹⁰⁰, первую из серии исследований, посвященных открытию и изучению явления искусственного сдвигообразования, Гилман не обсуждает результатов последующих работ этой серии²⁸⁻³⁴. Однако нетрудно убедиться, что в этих работах с помощью поляризационно-оптических методов установлен ряд фундаментальных фактов, относящихся к явлению сдвигообразования. Например, была открыта двухстадийность процесса сдвигообразования. Под этим понимается то, что возможность образования видимых сдвигов требует наличия центров генерации сдвигов — «зародышей сдвигов». Условия осуществления обеих стадий существенно различны. Центры генерации сдвигов появляются при значительных локальных напряжениях, которые могут возникать в кристаллах, в особенности вблизи поверхности, даже при крайне деликатных прикосновениях к ним. Рост же «зародышей сдвигов» и их превращения в видимые сдвиги происходит при весьма малых напряжениях, соответствующих пределу упругости. Тем самым был установлен физический смысл предела упругости как напряжения, при котором становится возможным рост имеющихся в кристалле «зародышей сдвигов».

Кроме того, в этих работах описывается много других важных и интересных наблюдений, относящихся к механизму пластичности и не нашедших еще своего истолкования.

Дефектами, которые влияют существенно, являются винтовые дислокации. Винтовая дислокация превращает плоскости кристаллической решетки, которые расположены перпендикулярно, в геликоид, закрученный вдоль линии дислокации (рис. 27, а). Следовательно, трещина, которая движется параллельно этим плоскостям, в момент пересечения линии дислокации расщепляется на две трещины. Эти трещины лежат в плоскостях, расположенных друг от друга на расстоянии, равном величине вектора Бюргера винтовой дислокации. Обычно трещины вновь соединяются, образуя ступеньку², как показано на рис. 27, в.

Прямое экспериментальное подтверждение такого механизма образования ступенек при сколе было найдено Гилманом⁴². Была обнаружена корреляция в расположении ямок травления и ступенек на поверхностях скола кристалла, который содержал винтовые дислокации в виде: а) субграниц кручения; б) полос скольжения, введенных путем предварительной деформации; в) дислокационных петель, зародившихся непосредственно около вершины движущейся трещины.

Энергия поверхности, на которой имеется большое количество ступеней скола, выше энергии гладкой поверхности. Образование ступеней скола может также сопровождаться значительными разрывами, что требует затраты энергии. Если ступенька образуется путем скола, перпендикулярного плоскости основной трещины, поглощенная энергия просто пропорциональна высоте ступеньки и обычно довольно мала. Если, однако, ступенька образуется путем вырывания или среза, поглощенная энергия пропорциональна квадрату высоты³⁵, и значительная энергия может быть поглощена ступеньками, высота которых больше чем около 100 Å.

Увеличение γ_f , которое сопровождает образование ступенек скола, может приводить к тому, что трещины будут двигаться медленнее, чем обычно, при той же движущей силе⁴⁰. Может также происходить временная остановка трещин в областях с высокой плотностью винтовых дислокаций, как это наблюдали Меланхолин и Регель^{74,75}.

4. С и л ы с в я з и к р и с т а л л о в. Если не происходит образования ступенек скола, зарождения дислокаций и т. д., трещина распространяется через кристалл путем последовательного разрыва атомных связей перпендикулярно плоскости распространения трещины. Энергия, необходимая для этого, иногда определяется как истинная поверхностная энергия кристалла и связана с энергией сцепления. Таким образом, количественное изучение процесса скалывания может дать сведения о поверхностной энергии. Важны не только энергия, но также и силы, которые необходимы для разрыва связей, так как они вызывают напряжения, необходимые для зарождения дислокаций и для пластической деформации.

Все ионные кристаллы, имеющие структуру типа NaCl, имеют перпендикулярные плоскости скола {001}. Следовательно, эти плоскости имеют

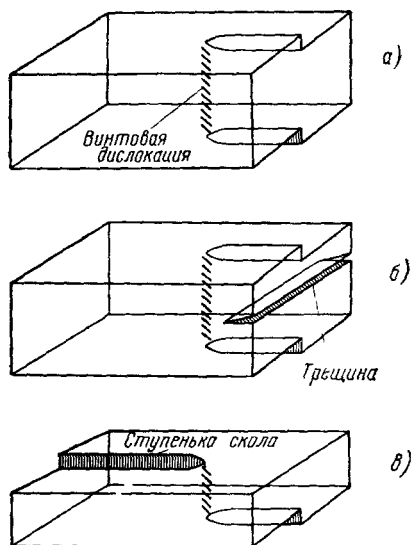


Рис. 27. Образование ступеней скола при пересечении трещиной винтовой дислокации.

а) Кристалл с винтовой дислокацией; б) начало скалывания; в) после скалывания.

Из указанных работ вытекало, что одной из главных задач изучения механизма пластичности является исследование природы центров генерации сдвигов, возникающих в кристалле при локальных воздействиях на его поверхность. Время полностью подтвердило этот вывод. Исследования в этом направлении привели к важным открытиям. Лишь в 1956 г. появляются интересные работы Гилмана. Они являются как бы естественным продолжением только что рассмотренных работ. Его опыты подобны приведенным в ²³⁻³⁴, но выполнены с помощью иных методов (метод избирательного травления дислокаций). В этих исследованиях обнаружен ряд закономерностей, установленных ранее ^{28,29,32}, которые относятся к возникновению и развитию сдвигов. С другой стороны, они содержат существенно новые данные, позволяющие значительно продвинуться по пути познания пластического формоизменения кристаллов. В частности, из работ Гилмана следует, что «зародыши сдвигов» являются дислокациями.

В обзоре Гилмана не рассматриваются такие важные явления, как «иррациональное двойникование» в кристаллах хлористого натрия, открытое и изученное в работах ^{24, 43}, и новый механизм пластического формоизменения кристаллов—«пластинкование», открытый на кристаллах хлористого натрия ^{36, 37}. В нем также нет обсуждения работ ³⁸⁻⁴⁰, посвященных разработке оптических методов изучения напряженных состояний в кристаллических средах, без результатов которых, по-видимому, нельзя обойтись при экспериментальных исследованиях полей напряжений, связанных с индивидуальными дислокациями. Из поля зрения автора выпали и исследования ^{21,22}. Можно привести еще много подобных примеров.

Однако, несмотря на сделанные замечания, этот обзор, автором которого выполнен ряд замечательных работ, посвященных дислокационной структуре ионных кристаллов и ее изменению под действием внешних сил, представляет значительный интерес для наших читателей.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. Amelinckx, *Acta Metallurg.* 2, 848 (1954).
2. S. Amelinckx, E. Votava, *Naturwiss.* 18, 422 (1954).
3. S. Amelinckx, *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, 1957, стр. 5 (см. перевод в сб. «Дислокации и механические свойства кристаллов», М., ИЛ, 1960).
4. S. Amelinckx, *Nuovo Cimento, Suppl.* 7, 569 (1958).
5. S. Amelinckx, *Phil. Mag.* 3, 653 (1958).
6. D. L. Arenberg, *J. Appl. Phys.* 21, 941 (1950).
7. F. Bassani and R. Thomson, *Phys. Rev.* 102, 1264 (1956).
8. S. Bhagavantam, *Proc. Ind. Acad. Sci.* A41, 72 (1955).
9. P. W. Bridgman, *Proc. Amer. Acad. Arts Sci.* 64, 19 (1929).
10. C. V. Briscoe and C. F. Squire, *Phys. Rev.* 106, 1175 (1957).
11. M. J. Buerger, *Amer. Mineral.* 15, 1, 21, 35 (1930).
12. J. E. Caffyn and T. L. Goodfellow, *Nature (Lond.)* 176, 878 (1955).
13. B. Chalmers and U. Martius, *Proc. Phys. Soc.* A231, 175 (1952).
14. R. W. Christy, *Acta Met.* 2, 284 (1954).
15. R. W. Christy, *Acta Met.* 4, 441 (1956).
16. R. W. Christy, *J. Appl. Phys.* 30, 760 (1959).
17. W. Class, E. S. Machlin and G. T. Murray, *J. Metals*, 583 (September 1959).
18. W. W. Coblenz, *Phys. Rev.* 16, 389 (1903).
19. A. H. Cottrell, *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*, Oxford Press, London (1953) (см. перевод: А. Х. Коттрелл, *Дислокации и пластическое течение в кристаллах*, М., 1958).
20. B. E. Dent, *Phil. Mag.* 8, 530 (1929).
21. M. A. Durand, *Phys. Rev.* 50, 449 (1936).
22. A. Edner, *Z. Phys.* 73, 623 (1931).
23. S. Eros and J. R. Reitz, *J. Appl. Phys.* 29, 683 (1958).
24. J. D. Eshelby, *Proc. Phys. Soc.* A62, 307 (1949).
25. J. D. Eshelby, C. W. Newey, P. L. Pratt and A. B. Lidiard, *Phil. Mag.* 3, 75 (1958).
26. D. B. Fischbach and A. S. Nowick, *J. Phys. Chem. Solids* 5, 302 (1958).
27. J. C. Fisher, *Trans. Amer. Soc. Metals* 47, 451 (1955).
28. A. J. Forty, *Proc. Roy. Soc.* 242, 392 (1957).
29. F. C. Frank and W. T. Read, *Phys. Rev.* 79, 722 (1950).
30. F. C. Frank, *Nuovo Cimento Suppl.* 7, 386 (1958).
31. D. R. Frankl and T. A. Read, *Phys. Rev.* 89, 663 (1953).
32. D. R. Frankl and T. A. Read, *Phys. Rev.* 92, 573 (1953).
33. J. K. Galt, *Phys. Rev.* 73, 1460 (1948).
34. J. J. Gilman, *Fracture*, MIT Technology Press, Cambridge, Mass., 1959.

35. J. J. Gilman, J. Appl. Phys. **21**, 1262 (1956).
36. J. J. Gilman and W. G. Johnston, J. Appl. Phys. **27**, 1018 (1956) (см. перевод в сб. «Проблемы современной физики», вып. 9, 1957).
37. J. J. Gilman and W. G. Johnston, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, 116 (1957) (см. перевод в сб. «Дислокации и механические свойства кристаллов», М., ИЛ, 1960).
38. J. J. Gilman, Trans. Amer. Inst. Met. Engrs. **209**, 449 (1957).
39. J. J. Gilman and W. G. Johnston, J. Appl. Phys. **29**, 877 (1958).
40. J. J. Gilman, C. Knudsen and W. Walsh, J. Appl. Phys. **29**, 601 (1958).
41. J. J. Gilman and D. W. Stauff, J. Appl. Phys. **29**, 120 (1958).
42. J. J. Gilman, Trans. Amer. Inst. Met. Engrs. **212**, 310 (1958).
43. J. J. Gilman, J. Appl. Phys. **30**, 1584 (1959) (см. перевод в сб. «Дислокации и механические свойства кристаллов», М., ИЛ, 1960).
44. J. J. Gilman, Acta Met. **7**, 608 (1959).
45. J. J. Gilman, Austral. J. Phys. **13**, 327 (1960).
46. J. J. Gilman, J. Appl. Phys. **31**, 2208 (1960).
47. А. Е. Глауберман, ЖФХ **23**, 124 (1949).
48. R. B. Gordon and A. S. Nowick, Acta Met. **4**, 514 (1956).
49. A. E. Gorum, E. R. Parker and J. A. Pask, J. Amer. Ceram. Soc. **41**, 161 (1958).
50. Z. Z. Gyulai, Zs. Phys. **138**, 317 (1954).
51. R. F. S. Hearmon, Rev. Mod. Phys. **18**, 409 (1946).
52. R. F. S. Hearmon, Advanc. Phys. **5**, 323 (1956).
53. M. E. van Der Hoff and G. C. Benson, J. Chem. Phys. **22**, 475 (1954).
54. L. Hunter and S. Siegel, Phys. Rev. **61**, 84 (1942).
55. H. B. Huntington, J. E. Dickey and R. Thomson, Phys. Rev. **100**, 1117 (1955).
56. H. B. Huntington, Solid State Phys. **7**, 213 (1958) (см. перевод: Г. Хантингтон, УФН **74**, 303 и 461 (1961)).
57. E. Hutchinson and K. E. Manchester, Rev. Sci. Instrum. **26**, 364 (1955).
58. А. Ф. Иоффе, Физика кристаллов, М.—Л., ГИЗ, 1929.
59. A. Johnsen, Neues Jahrb., 147 (1902).
60. T. L. Johnston, R. J. Stokes and C. H. Li, J. Metals **11**, 66 (1959).
61. W. G. Johnston and J. J. Gilman, J. Appl. Phys. **30**, 129 (1959) (см. перевод: В. Г. Джонстон, Дж. Дж. Гилман, УФН **70**, 489 (1960)).
62. W. G. Johnston and J. J. Gilman, J. Appl. Phys. **31**, 632 (1960).
63. D. A. Jones and J. W. Mitchell, Phil. Mag. **3**, 1 (1958).
64. B. H. Kear, A. Taylor and P. L. Pratt, Phil. Mag. **4**, 665 (1959).
65. J. E. Koehler, Phys. Rev. **86**, 52 (1952).
66. K. S. Krishnan and S. K. Roy, Proc. Roy. Soc. A **210**, 481 (1952).
67. T. Kurosawa, J. Phys. Soc. Japan **13**, 153 (1958).
68. В. Д. Кузнецов, Поверхностная энергия твердых тел, М., Гостехиздат, 1954.
69. H. R. Leider, Phys. Rev. **110**, 990 (1958).
70. G. Liebfried and H. Hahn, Zs. Phys. **150**, 497 (1958).
71. В. И. Лихтман, ДАН СССР **72**, 6 (1950).
72. S. G. Lipsett, F. G. Johnson and O. Mass, J. Amer. Chem. Soc. **49**, 1940 (1927).
73. P. Löwdin, Advances Phys. **5**, 1 (1956).
74. Н. М. Меланхолин и В. Р. Регель, ЖЭТФ **29**, 817 (1955).
75. Н. М. Меланхолин и В. Р. Регель, Труды Института кристаллографии АН СССР **12**, 148 (1956).
76. W. Metag, Zs. Phys. **78**, 363 (1932).
77. F. I. Metz, R. N. Schweiger, H. R. Leider and L. A. Girifalco, J. Phys. Chem. **61**, 86 (1957).
78. J. W. Mitchell, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, John Wiley and Sons, New York, 1957, стр. 69 (см. перевод в сб. «Дислокации и механические свойства кристаллов», М., ИЛ, 1960).
79. D. F. C. Morris, Acta Cryst. **9**, 197 (1956).
80. O. Mugge, Neues Jahrb. **29** (1920).
81. J. B. Newkirk, Trans. Amer. Inst. Met. Engrs. **215**, 483 (1959).
82. M. H. Norwood and C. V. Briscoe, Phys. Rev. **112**, 45 (1958).
83. E. Orowan, Dislocations in Metals, AIME, New York, 1954, стр. 103.
84. W. C. Overton and R. T. Swim, Phys. Rev. **84**, 758 (1951).
85. J. R. Partington, An Advanced Treatise on Physical Chemistry, Vol. 3, Longmans, Green and Company, London, 1952.
86. P. Pratt, Point Defects and Mechanical Properties of Ionic Crystals, Inst. of Metals Symp. on Vacancies..., **99**, 1957 (см. перевод в сб. «Вакансии и другие точечные дефекты в металлах и сплавах, М., 1961).

87. W. A. Rachinger, *Acta Met.* 4, 647 (1956).
88. G. N. Ramachandran and W. A. Wooster, *Acta Cryst.* 4, 335 (1951).
89. W. T. Read, *Dislocations in Crystals*, McGraw-Hill, New York, 1953 (см. перевод: В. Т. Рид, *Дислокации в кристаллах*, М., 1957).
90. E. Reusch, *Pogg. Ann.* 132, 441 (1867).
91. G. W. Sears, *J. Chem. Phys. Solids* 6, 300 (1958).
92. E. Schmid and W. Boas, *Crystal Plasticity*, Springer, Berlin, 1936 (см. перевод: Е. Шмид, В. Боас, *Пластичность кристаллов, в особенности металлических*, М., 1938).
93. H. Schönfeld, *Zs. Phys.* 75, 442 (1932).
94. F. Seitz, *The Modern Theory of Solids*, X. McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1940 (см. перевод: Ф. Зейтц, *Современная теория твердого тела*, М.—Л., Гостехиздат, 1949).
95. F. Seitz, *Rev. Mod. Phys.* 23, 328 (1951).
96. J. Sharma, *Phys. Rev.* 101, 1295 (1956).
97. R. Shuttleworth, *Proc. Phys. Soc. A* 62, 167 (1949).
98. А. В. Степанов, *Physik. Zs. Sowjet.* 4, 609 (1933).
99. А. В. Степанов, *Physik. Zs. Sowjet.* 6, 312 (1934).
100. А. В. Степанов, *Nature (London)* 140, 64 (1937).
101. А. В. Степанов и И. М. Эйдуc, *ЖЭТФ* 29, 668 (1955).
102. А. В. Степанов и В. П. Бобриков, *ЖЭТФ* 26, 795 (1956).
103. R. J. Stokes, T. L. Johnston and C. H. Li, *Trans. Amer. Inst. Met. Engrs.* 215, 437 (1950).
104. R. J. Stokes, T. L. Johnston and C. H. Li, *Phil. Mag.* 3, 718 (1958).
105. R. Stoneley, *Proc. Roy. Soc.* 232, 447 (1955).
106. A. N. Stroh, *Advanc. Phys.* 6, 418 (1957).
107. T. Suzuki, K. Suzuki and T. Kamigaki, *J. Phys. Soc. Japan* 14, 731 (1959).
108. D. S. Tanhauser, L. J. Bruner and A. W. Lawson, *Phys. Rev.* 102, 1276 (1956).
109. H. Tersch, *The Strength of Crystals*, Springer, Vienna, 1949.
110. W. H. Vaughan and J. W. Davisson, *Report of NRL Progress*, April, 1959, стр. 5.
111. J. Washburn, A. E. Gorum and E. R. Parker, *Trans. Amer. Inst. Met. Engrs.* 215, 230 (1951).
112. F. van Zeggeren and G. C. Benson, *J. Chem. Phys.* 26, 1077 (1957).
113. S. Brenner, *Growth and Perfection of Crystals*, Wiley, New York, 1958, стр. 157.
114. G. C. Benson, H. P. Schreiber and F. van Zeggeren, *Canad. J. Chem.* 34, 1653 (1956).
115. R. V. G. Sundara Rao and T. S. Balakrishnan, *Proc. Indian Acad. Sci. A* 28, 480 (1948).
116*. С. П. Никаноров, А. В. Степанов, *ЖЭТФ* 37, 1814 (1959)*).
117*. Ю. М. Чернов, А. В. Степанов, *ФТТ* 3, 2872 (1961).
118*. С. П. Никаноров, А. В. Степанов, *ФТТ* 3, 3551 (1961); *ФТТ* 4, 570, 1073 (1962).
119*. С. П. Никаноров, А. В. Степанов, *ФТТ* 4, 2576 (1962).
120*. К. С. Александров, Т. В. Рыжова, *Кристаллография* 6, 289 (1961).
121*. А. А. Предводителев, В. Н. Рожанский, В. М. Степанова, *Кристаллография* 7, 418 (1962).
122*. F. Group, C. M. Brown, *Phil. Mag.* 6, 1267 (1961).
123*. J. Institute of Metals 87, August (1959) (см. перевод: *Новые электронномикроскопические исследования*, М., 1961).
124*. G. W. Groves, A. Kelly, *J. Appl. Phys.* 33, 456S (1962).
125*. В. М. Кардонский, И. П. Кушнир, *Зав. лаб.* 27, 705 (1961).
126*. В. Н. Рожанский, В. М. Степанова, *ДАН СССР* 133, 804 (1960).
127*. Э. Ю. Гутманас, Э. М. Надгорный, А. В. Степанов, *ФТТ* 5, 1021 (1963).
128*. Э. М. Надгорный, А. В. Степанов, *ФТТ* 5, 998 (1953).
129*. R. W. Davidge, R. W. Whitworth, *Phil. Mag.* 6, 217 (1961).
130*. Э. М. Надгорный, А. В. Степанов, *ФТТ* 5, 1006 (1963).
131*. *Acta Met.* 10, № 4 (1962).
132*. М. В. Шаскольская, Ван Янь-вень и Гу Шу-чжао, *Кристаллография* 6, 605 (1961).

*) Литература, отмеченная звездочкой, и дополнительная литература добавлены редактором перевода.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Иоффе, Механические свойства кристаллов, УФН 8, 441 (1928).
2. А. Ф. Иоффе, М. В. Кирпичева и М. А. Левитская, Деформация и прочность кристаллов, ЖРФХО 56, 489 (1925).
3. А. Ф. Иоффе и М. А. Левитская, Прочность и предел упругости естественной каменной соли, Труды Лен. Физ.-техн. лаб., вып. 2, 5 (1926).
4. М. В. Классен-Неклюдова, О природе пластической деформации, ЖРФО 59, 509 (1927).
5. М. В. Классен-Неклюдова, Закономерности скачкообразной деформации, ЖРФО 60, 373 (1928).
6. М. А. Левитская, Изгиб каменной соли в воздухе и воде, ЖРФХО 58, 41 (1926).
7. В. Д. Кузнецов, О природе внутреннего трения, остаточных деформаций и упрочнения при сдвиге кристаллов каменной соли без разрушения, Ж. прикл. физики 3, 185 (1926).
8. В. Д. Кузнецов и др., Релаксация и течение кристаллов каменной соли, ЖРФХО 60, 445 (1928).
9. Обреимов И. В. и Шубников Л. В., Исследование пластических деформаций в каменной соли оптическим методом, ЖРФХО 58, 817 (1926).
10. Б. Я. Пинес, Кручение однокристалльной каменной соли, ЖРФХО 58, 476 (1926).
11. М. А. Большанина и Н. А. Большанина, Влияние окрашивания каменной соли парами натрия на ее механические свойства, Труды СФТИ I, 16 (1932).
12. Н. Н. Давиденков и М. В. Классен-Неклюдова, Влияние воды на прочность каменной соли, ЖЭТФ 2, 412 (1932).
13. В. Д. Кузнецов и др., Влияние отжига на механические свойства кристаллов каменной соли, Труды СФТИ 1, 1 (1932).
14. В. Д. Кузнецов и др., Влияние остаточных деформаций на упругие и пластические свойства кристаллов каменной соли, ЖРФХО 62, 413 (1930).
15. В. Д. Кузнецов и др., Изменение твердости кристаллов каменной соли при пластических деформациях, ЖЭТФ 3, 341 (1933).
16. В. Д. Кузнецов и М. М. Дехтярев, Исследование оптическим методом предела текучести кристаллов каменной соли в зависимости от скорости роста деформирующей силы, ЖЭТФ 4, 643 (1934).
17. М. Н. Подашевский, Влияние фотохимического окрашивания на предел текучести и прочности монокристаллов каменной соли, ДАН 3 (8), 71 (1935).
18. А. И. Гарбер, Латентная энергия и остаточные напряжения пластически деформированной каменной соли, ЖЭТФ 6, 176 (1936).
19. Д. Б. Гогоберидзе, О мозаичной структуре в каменной соли, ЖЭТФ 7, 1180 (1937).
20. Н. Давиденков и Е. Шевандин, О хрупкой прочности каменной соли, ЖЭТФ 6, 261 (1936).
21. М. В. Классен-Неклюдова, Влияние искусственного повреждения поверхности на прочность каменной соли, ЖЭТФ 6, 584 (1936).
22. М. В. Классен-Неклюдова, Влияние упрочнения при пластическом течении на прочность каменной соли в воде, ЖЭТФ 6, 598 (1936).
23. А. П. Комар, Геометрия пластической деформации кристаллов по рентгенограммам Лауэ, ЖЭТФ 6, 392 (1936).
24. Н. А. Бриллиантов, И. В. Обреимов, О пластической деформации в каменной соли. Phys. Zs. Sowjetunions 6, 587 (1934); 12, 7 (1937); ЖЭТФ 5, 330 (1935); 7, 878 (1937).
25. А. В. Степанов, Влияние состояния поверхности на пластичность кристаллов, ДАН 15, 539 (1937).
26. А. В. Степанов, О влиянии надреза на прочность каменной соли. I. Влияние прямого надреза, ЖЭТФ 7, 669 (1937).
27. А. В. Степанов, О влиянии надреза на прочность каменной соли. II. Влияние наклонного надреза, ЖЭТФ 7, 1168 (1937).
28. А. В. Степанов, Явление искусственного сдвигообразования. I. ЖЭТФ 17, 601 (1947).
29. А. В. Степанов, Явления искусственного сдвигообразования. II. О зародышах искусственных сдвигов, ЖЭТФ 18, 741 (1948).
30. А. В. Степанов и Е. А. Милькамович, Явление искусственного сдвигообразования. III. Искусственное сдвигообразование по плоскости куба, ЖЭТФ 18, 773 (1948).
31. А. В. Степанов, Явление искусственного сдвигообразования. IV. Строение деформированного кристалла по данным изучения искусственных сдвигов, ЖЭТФ 18, 776 (1948).

32. А. В. Степанов и Е. А. Милькаманович, Явление искусственного сдвигообразования. V. Рост зародышей сдвига, ЖЭТФ 21, 401 (1951).
 33. А. В. Степанов и Е. А. Милькаманович, Явление искусственного сдвигообразования. VI. Влияние растворения на искусственное сдвигообразование, ЖЭТФ 21, 409 (1951).
 34. А. В. Степанов и Г. И. Ланге, Явление искусственного сдвигообразования. VII. Исследование искусственного сдвигообразования в условиях кругового изгиба, ФТТ I, 666 (1959).
 35. Н. А. Бриллиантов, В. И. Старцев, О пластической деформации в каменной соли. V, ЖЭТФ 9, 542 (1939).
 36. А. В. Степанов, А. В. Донской, Изучение процесса пластинкования оптическим методом, ЖТФ 24, 161 (1954).
 37. А. В. Степанов, А. В. Донской, Новый механизм пластического деформирования кристаллов. II. Определение кристаллографических характеристик процесса пластинкования, ЖТФ 24, 172 (1954).
 38. В. М. Краснов, А. В. Степанов, Исследование зародышей разрушения оптическим методом, ЖЭТФ 23, 199 (1952).
 39. В. М. Краснов и А. В. Степанов, Экспериментальное определение оптическим методом напряженного состояния анизотропной пластинки, находящейся под действием сосредоточенной силы. I, ЖЭТФ 25, 98 (1953).
 40. В. М. Краснов, Э. Ф. Шведко и А. В. Степанов, Экспериментальное определение напряженного состояния анизотропной пластинки, находящейся под действием сосредоточенной силы. II, ЖЭТФ 34, 894 (1958).
 41. Р. И. Гарбер, Л. М. Поляков, Исследование начальных стадий пластической деформации кристаллов каменной соли, ЖЭТФ 36, 1625 (1959).
 42. Р. И. Гарбер, Л. М. Поляков, Распределение остаточных напряжений в пластически деформированных кристаллах каменной соли, ФММ 10, 462 (1960).
 43. В. Л. Инденбом, А. А. Урусовская, Что такое «иррациональные двойники», Кристаллография 4, 90 (1959).
-

