

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

[548:539.376] (023)

КАК ТЕЧЕТ КРИСТАЛЛ

А. М. Косевич

Мы привыкли к тому, что жидкость течет, а твердые кристаллические тела сохраняют неизменную форму даже при сравнительно больших внешних нагрузках. Однако это привычное мнение связано с нашим нетерпением и желанием немедленно увидеть ожидаемый результат: ведь стоит наклонить сосуд с жидкостью, как жидкость сразу же потечет. Кристаллическое тело ведет себя иначе, и внешняя сила в момент ее приложения часто практически не изменяет формы кристалла. Но если подождать достаточно долго, то выясняется, что даже не очень большое внешнее усилие со временем может вызвать заметное изменение формы образца твердого тела.

Введение. Течением кристалла называют процесс медленного необратимого изменения формы образца под действием постоянной внешней нагрузки. Поскольку легкость изменения своей формы при любых внешних воздействиях всегда присуща жидкости, то, описывая соответствующую способность кристалла словом «течение», отмечают физическую аналогию между процессами, происходящими в кристалле и в вязкой жидкости. Однако есть и другие названия: часто процесс течения твердых тел и само явление называют *ползучестью* или *крипом* (от английского *среер*).

Естественно, что микроскопический (атомарный) механизм течения кристалла обладает своими особенностями и во многом отличается от такового в жидкости. В частности, течение кристалла может реализоваться двумя существенно различными механизмами. Если на образец действует сильная нагрузка при достаточно низких температурах, то работает один механизм — механизм так называемого *пластического течения*. Если же температура образца высокая, то работает другой механизм — механизм *диффузионного течения кристалла*.

Мы будем обсуждать в основном микроскопические механизмы *диффузионного течения кристалла*. Другими словами, будет предполагаться, что величина внешних нагрузок, температура и структура образца таковы, что обычная пластическая деформация не происходит.

Но даже ограничив себя рассмотрением и анализом только диффузионного механизма изменения формы кристаллического тела, мы увидим, что элементарные процессы диффузионного течения весьма тесно переплетаются с элементарными процессами обычной пластической деформации.

И описывая крип на микроскопическом уровне, мы неизбежно приходим к необходимости установления взаимосвязи между диффузией точечных дефектов типа вакансий в кристалле и простейшими актами пластичности. Оказывается, что в ряде случаев эти два процесса невозможно рассматривать изолированно друг от друга. Поэтому нашей первой задачей фактически является изложение физических основ современной теории *диффузионно-пластического течения* кристалла.

Огромный экспериментальный материал последних десятилетий не оставляет сомнения в том, что элементарными носителями пластичности являются дислокации в кристалле. Необычайный прогресс в методике и технике экспериментальных исследований и, в частности, высокая разрешающая способность современных электронных микроскопов позволили непосредственно «увидеть» дислокации в кристалле. Имеется значительное число обзоров и даже монографий, посвященных прямому наблюдению дислокаций (см., например, монографию Амелинкса ¹). Сейчас представления о дислокациях в кристалле несомненно являются в такой же мере прочной базой теории различных механических свойств твердого тела, как и исходное представление об атомном строении кристаллической решетки или представление о переносе вещества путем диффузии вакансий. И мы постараемся показать, что дислокационные представления естественным образом возникают при построении последовательной теоретической схемы диффузионного течения и легко вписываются в эту схему.

Из простых и очевидных физических соображений следует, что если изменение формы кристаллического тела лимитируется диффузионными процессами, то скорость относительного изменения соответствующих линейных размеров или скорость деформации $\dot{\epsilon}$ при заданной внешней нагрузке пропорциональна величине $\dot{\epsilon} \propto D/L^2 = (\nu_0/L^2) \exp(-Q/kT)$, где D — коэффициент диффузии точечных дефектов, ответственных за перенос вещества (например, вакансий), ν_0 — предэкспоненциальный множитель в этом коэффициенте (мы его обсуждать не будем), Q — энергия активации диффузии, а L — характерный линейный размер, определяющий среднюю длину диффузионных путей, по которым осуществляется направленный перенос вещества. Написанное выше соотношение пропорциональности содержит два очень важных утверждения. Во-первых, скорость деформации обладает стандартной экспоненциальной температурной зависимостью, основная характеристика которой Q может рассматриваться как материальная константа по отношению к диффузии определенных точечных дефектов. Во-вторых, скорость деформации обратно пропорциональна квадрату некоторого линейного размера L , зависящего от структуры кристаллического образца (или от его геометрии). Если первое утверждение представляется почти очевидным и вытекающим из самого названия анализируемого явления, то формулировка основной содержательной части второго утверждения (зависимость от структуры реального кристалла) потребовала многочисленных экспериментальных исследований на протяжении многих лет. обстоятельному обсуждению выводов из этих исследований посвящено большое число обзоров и монографий. Соответ-

ствующие главы имеются, например, в монографиях Гарофало² и Розенберга³. Из обзоров последних лет можно указать статьи⁴⁻⁶.

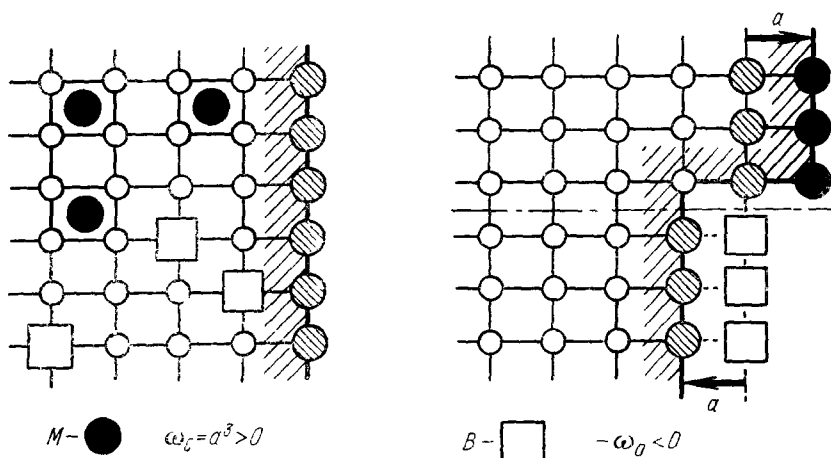
Мы не считаем своей целью давать оценку состояния проблемы в целом или сопоставлять результаты опытов с различными существующими теориями. Нашей более скромной задачей, наряду с изложением основ теории диффузионной ползучести, является подробное описание такой теоретической схемы течения кристаллов, которая, с одной стороны, включает в себя только главные и наиболее существенные элементы диффузионной кинетики, а с другой стороны, позволяет довольно далеко продвинуться в понимании определяющей роли внутренней структуры реального кристалла. Последнее становится возможным благодаря рассмотрению и явному учету диффузионного взаимодействия точечных дефектов с дислокациями. Учитывая общую ситуацию в теории крипа, мы взяли именно взаимодействие вакансий с дислокациями и диффузионное взаимодействие дислокаций друг с другом в качестве узлового пункта построения обсуждаемой схемы. Поэтому ее можно рассматривать как *диффузионно-дислокационную модель* течения кристалла. В этой модели внутренняя структура образца проявляется в виде его дислокационной структуры, и последующее изложение является попыткой объяснить, как дислокационная структура определяет диффузионные пути, лимитирующие скорость установившейся ползучести.

Следует подчеркнуть, что мы будем лишь *описывать* предлагаемую схему, а не выводить ее из строгих теоретических положений; мы постараемся показать ее логическую последовательность и непротиворечивость, но не будем по ходу изложения подтверждать ее ссылками на эксперименты. Избранная нами форма популяризации среди физиков теоретических представлений о природе диффузионной ползучести, естественно, сказывается на стиле статьи. В частности, она освобождает нас от необходимости упоминать даже весьма выигрышные конкретные экспериментальные работы, избавляя от возможности проявить необъективность. Дело в том, что при попытке произвести любой отбор нужных нам ссылок мы отметили бы лишь малую часть исследователей, изучающих механизмы течения твердых тел, и незаслуженно умолчали бы о многих других авторах, чьи работы относятся к этой области физики. В статье содержатся ссылки на небольшое число публикаций: 1) работы, авторы которых впервые высказали физические соображения принципиальной важности, определившие, по существу, развитие теории диффузионной ползучести; 2) работы, в которых рассмотрены используемые нами диффузионные механизмы или модели общего характера; 3) некоторые работы, имеющие непосредственное отношение к теоретической схеме, взятой за основу нашего изложения.

Естественно, что популярная статья, даже рассчитанная на читателя, способного разобраться и в более сложных физических построениях, не может быть всеобъемлющей и исчерпывающей. Однако нам хотелось бы надеяться, что предлагаемое сочинение поможет хотя бы качественно пояснить неспециалисту физические явления, сопутствующие диффузионному течению кристалла⁷.

Точечные дефекты кристаллической решетки. Диффузионный перенос вещества. Возможность течения монокристалльного образца однозначно связана с наличием в нем дефектов идеальной кристаллической структуры. Простейшими дефектами кристаллической решетки являются так называемые точечные дефекты: *атомы в междоузлиях* (М) и *вакантные узлы* (В). Они схематически изображены в левой части рисунка. Междоузельный атом — это собственный атом кристалла, внедренный между узлами кристаллической решетки, занятыми атомами, а вакансия — это узел кристаллической решетки, в котором атом отсутствует.

Вакансии и междоузельные атомы способны к диффузионному движению в кристалле. Если в результате диффузионного блуждания по кристаллу междоузельный атом окажется в непосредственном соседстве с вакантным узлом, он может занять последний. При этом вакансия перестанет



существовать, но в тот же момент перестанет существовать и атом в междоузлии. Произойдет одновременное исчезновение двух дефектов — вакансии и междоузельного атома.

О таком явлении говорят, что произошла аннигиляция пары «вакансия — междоузельный атом».

Диффузионное перемещение точечных дефектов при определенных условиях может привести к их выходу на внешнюю поверхность кристалла. В правой части рисунка показано, что выход макроскопического количества междоузельных атомов приводит к удлинению образца в соответствующем направлении. Образование нового атомного слоя увеличивает размеры кристалла на величину одного межатомного расстояния (на постоянную решетки a).

Выход вакансий из образца эквивалентен уменьшению числа узлов кристаллической решетки, т. е. уменьшению соответствующего размера кристалла.

Таким образом, вышедший из кристалла междоузельный атом выносит на внешнюю поверхность образца объем, равный объему одной элементарной ячейки ($\omega_0 = a^3$). Осевшая на поверхности вакансия «съедает» такой же объем, поэтому можно сказать, что она выносит отрицательный объем.

Следовательно, междоузельный атом и вакансия являются в определенном смысле точечными дефектами противоположного знака.

Восходящая диффузия в поле градиента давления. Направление диффузионных потоков вакансий и междоузельных атомов в кристалле может определяться внешним механическим воздействием. В таком случае роль силы $\mathbf{f}$, выделяющей преимущественное направление диффузии точечных дефектов в твердом теле, играет величина, пропорциональная градиенту давления ($\text{grad } p$, или ∇p). Действующая на вакансию сила направлена в сторону градиента давления, т. е. в сторону более сжатой части кристалла, а действующая на междоузельный атом сила — в обратном направлении. Такое направление сил, схематически изображенных в правой части рисунка, имеет простое физическое истолкование: при наличии неоднородного давления способный к перемещению избыточный (лишний) объем выталкивается в область менее сжатого кристалла. Поскольку вакансии, в отличие от междоузельного атома, несет отрицательный избыточный объем, то она испытывает силу, направленную в сторону возрастания давления.

Диффузионная подвижность точечного дефекта пропорциональна его коэффициенту диффузии, и средняя дрейфовая скорость такого дефекта равна

$$\bar{u} = \frac{D}{kT} \mathbf{f},$$

где D — коэффициент диффузии дефекта, а T — абсолютная температура кристалла.

Мы уже отмечали, что междоузельный атом является переносчиком объема $+\omega_0$, а вакансии — переносчиком объема $-\omega_0$. Поэтому плотность суммарного «потока объема вещества» имеет вид

$$\mathbf{j} = c_V \bar{u}_V - c_M \bar{u}_M \sim \frac{\omega_0}{kT} (c_V D_V + c_M D_M) \nabla p,$$

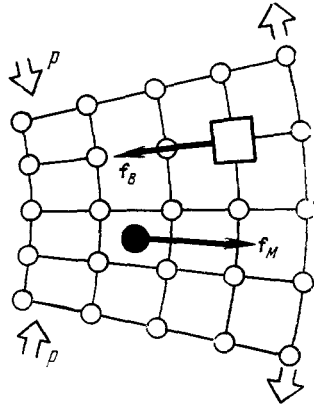
где c_V и c_M — равновесные концентрации вакансий и междоузельных атомов в кристалле, а D_V и D_M — их коэффициенты диффузии.

Направленная диффузия точечных дефектов в неоднородно сжатом кристалле иногда называется *восходящей диффузией*. Впервые на роль восходящей диффузии обратил внимание Горский ⁷ (1935 г.), а затем Конобеевский ⁸ (1943 г.).

Поскольку обусловленные вакансиями и междоузельными атомами потоки вещества в результате складываются, то в дальнейшем мы будем говорить о точечных дефектах одного типа, характеризуя их концентрацией c и коэффициентом диффузии D , входящими в соотношение $cD = c_V D_V + c_M D_M$. Тогда плотность диффузионного потока объема будет определяться по порядку величины формулой

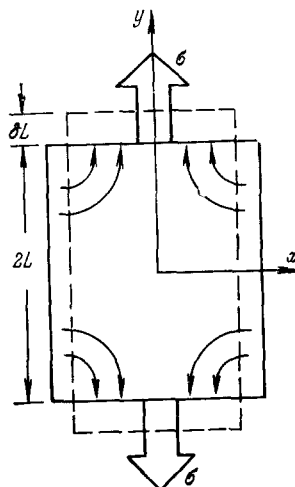
$$j \sim cD \nabla \left(\frac{\omega_0 p}{kT} \right).$$

Наличие такого потока связано с медленным переносом материала из одной части кристаллического образца в другую, и это в конечном итоге может привести к изменению формы образца.



$$\begin{aligned} f_M &= -\Omega_M \nabla p, \quad \Omega_M \sim \omega_0 \\ f_B &= \Omega_B \nabla p, \quad \Omega_B \sim \omega_0 \end{aligned}$$

Скорость диффузионного течения монокристаллического образца. Направленные диффузионные потоки точечных дефектов в кристалле ограниченных размеров могут определяться также непосредственно неоднородным распределением внешних сил на поверхности образца. Пример подобного распределения внешних нагрузок дан на рисунке, где изображен монокристаллический образец простейшей формы, испытывающий одноосное (вдоль оси y) растягивающее напряжение, одинаковое по сечению образца ($\sigma_{xx} = 0$, $\sigma_{yy} = \sigma = \text{const}$).



Если к внешней поверхности кристалла приложена нагрузка, создающая нормальное напряжение σ , то концентрация вакансий (междоузельных атомов) у такой поверхности повышается (понижается) по сравнению с их концентрацией у свободной поверхности на величину

$$\delta c_B = \frac{\omega_0 \sigma}{kT} c_B,$$

$$\delta c_M = - \frac{\omega_0 \sigma}{kT} c_M.$$

Поскольку боковые поверхности изображенного на рисунке кристалла не испытывают внешних воздействий, то в образце возникает градиент концентраций точечных дефектов, и как результат последнего — их направленный диффузионный поток, вызывающий перенос вещества. Направления соответствующих потоков вещества изображены на рисунке стрелками, а порядок величины j определяется очевидной оценкой

$$j \sim D \nabla c \sim c D \nabla \left(\frac{\omega_0 \sigma}{kT} \right) \sim \frac{cD}{L} \frac{\omega_0 \sigma}{kT},$$

где L — характерный размер монокристалла.

Выход точечных дефектов на внешнюю поверхность обуславливает перемещение последней со скоростью $\frac{\delta l}{\delta t} = j$. Поскольку увеличение деформации образца ε определяется формулой $\delta \varepsilon = \frac{\delta l}{L}$, то диффузионные потоки приводят к деформации, происходящей с постоянной скоростью

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\delta \varepsilon}{\delta t} = \frac{1}{L} \frac{\delta l}{\delta t} = \frac{j}{L}.$$

Таким образом, неизменная нагрузка σ вызывает неупругое деформирование кристалла, характеризующееся постоянной скоростью

$$\dot{\varepsilon} \sim \frac{cD}{L^2} \frac{\omega_0 \sigma}{kT}.$$

Подобная деформация называется *течением* кристалла или *крипом*. Объяснение диффузионного течения монокристалла в рассмотренных условиях было дано Набарро⁹ (1948 г.) и Херрингом¹⁰ (1950 г.).

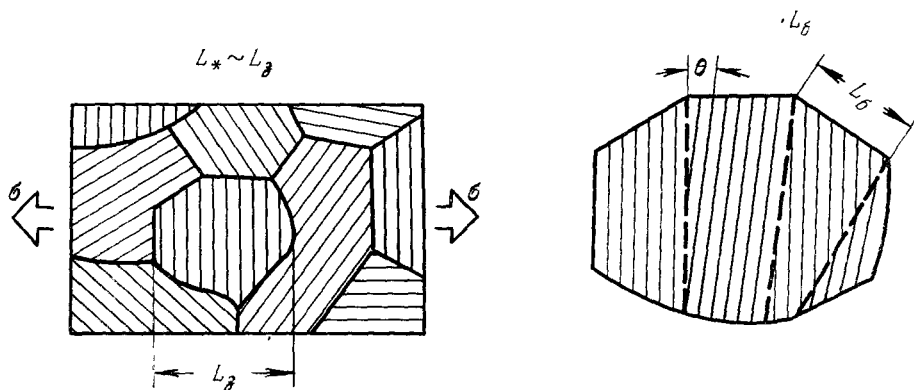
Скорость диффузионной ползучести поликристалла. В процессе описанного Набарро и Херрингом течения макроскопического образца реального твердого тела точечные дефекты начинают и оканчивают свое направленное диффузионное движение не обязательно на внешних поверхностях кристалла. «Источниками» и «стоками» для них могут служить любые особые, выделенные в объеме образца поверхности. Для поликристалла такими поверхностями являются в первую очередь границы зерен (кристаллитов).

Если бы только границы зерен испускали и поглощали вакансии, то в формуле для скорости течения

$$\dot{\varepsilon} \sim \frac{cD}{L_*^2} \frac{\omega_0 \sigma}{kT}$$

характерный размер L_* определялся бы средним размером зерна L_z , а именно, $L_* \sim L_z$.

Но монокристалльное зерно обычно состоит из так называемых блоков (блоков мозаичности), слабо разориентированных друг относительно



друга. В правой части рисунка схематически изображены блоки в одном зерне и обозначен угол разориентировки θ соседних блоков ($\theta \ll 1$). Если угол θ превышает определенное критическое значение θ_k , т. е.

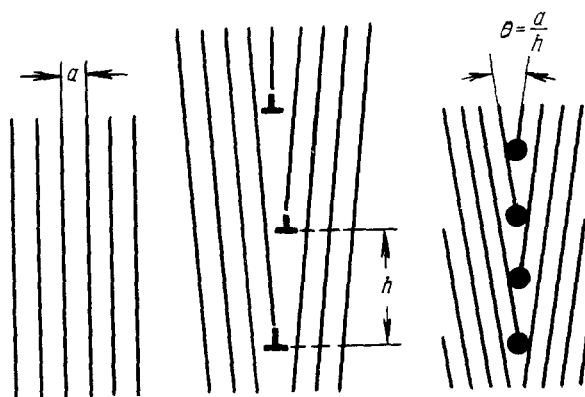
$$\theta_k < \theta \ll 1,$$

то границы блоков также могут служить источниками или стоками для точечных дефектов, а потому в формуле для скорости течения следует положить $L_* \sim L_b$, где L_b — среднее расстояние между соответствующими границами блоков.

Одновременное течение всех зерен поликристалла или блоков в отдельных зернах требует обязательного согласования диффузионных потоков точечных дефектов в объеме всего тела, обеспечивающего непрерывность (сплошность) материала и отсутствие перенапряжений в отдельных точках кристаллического образца.

Теоретическое рассмотрение подобного согласования потоков и упругих напряжений в поликристалле было сделано в работе И. М. Лифшица ¹¹ (1963 г.), а позже — расширено и обобщено в работе Эшби и Веррэла ⁶ (1973 г.).

Граница блоков в монокристалле. Угол резориентировки. Ориентации кристаллических плоскостей в соседних блоках одного кристаллита очень близки, поэтому вдоль границ блоков должно иметь место хорошее сопряжение атомных слоев. Но поскольку расстояние между атомными плоскостями в кристалле (равное его постоянной решетки a) фиксировано, то даже малый (но конечный!) угол разориентации θ не может быть реализован путем какой-либо непрерывной деформацией кристаллической решетки. Естественно, рассматривая отдельный кристаллит, можно представить себе определенную упругую деформацию, при которой разные участки монокристалла отличались бы локальными кристаллографическими ориентациями. Такая деформация была бы непрерывной, но для ее создания (даже при $\theta \ll 1$) требовались бы столь большие неоднородные внутренние



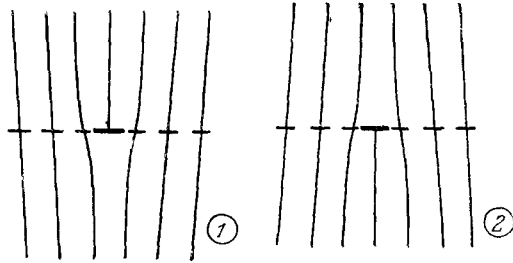
напряжения, каких в свободном поликристалле никогда не бывает. Поэтому малая разориентировка блоков создается путем «обрывов» некоторых атомных плоскостей вдоль границ блоков. Оставшиеся части кристаллических плоскостей образуют подобие клина, обеспечивающего нужную разориентировку тех частей монокристалла, которые расположены по бокам от него. Угол «расклинивания» θ очевидным образом определяется средним расстоянием h между краями вставленных друг над другом атомных полуплоскостей:

$$\theta = a/h.$$

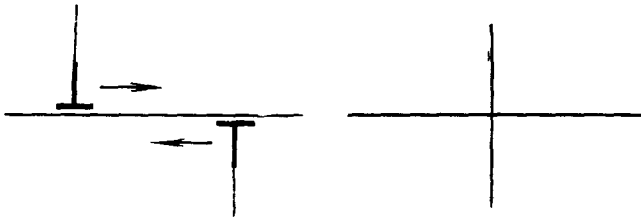
Таким образом, границе блоков можно сопоставить не сплошную стену раздела двух монокристалльных объемов, а некоторый, довольно редкий частокол, роль элементов которого играют края вставленных вдоль границы кристаллических плоскостей. Выходы краевых линий на плоскость рисунка изображены значками **L**, являющимися символами так называемых *краевых дислокаций*.

Изображенная на рисунке схема стыка двух слабо разориентированных блоков является простейшей дислокационной моделью границы субзерен. Особенностью и главным физическим свойством такой модели является замена граничной поверхности более или менее регулярной последовательностью дискретных линейных дефектов кристаллической решетки, каковыми являются края «вставленных» в образец атомных полуплоскостей. Заметим, что четкое выделение линейных дефектов возможно лишь при условии $a \ll h$, т. е. в случае малоугольной границы ($\theta \ll 1$).

Краевая дислокация в кристалле как линейный дефект кристаллической решетки. Краевая дислокация — своеобразный линейный дефект кристаллической решетки. Она не обязательно является элементом строения границы блоков. Краевая дислокация может существовать и самостоятельно как изолированный протяженный дефект в любой области монокристалла. На верхнем рисунке показаны атомные слои в окрестности отдельной краевой дислокации. Если дислокации типа 1 и типа 2 присутствуют в кристалле одновременно, то их называют дислокациями противоположного знака (например, первую можно назвать положительной краевой дислокацией).

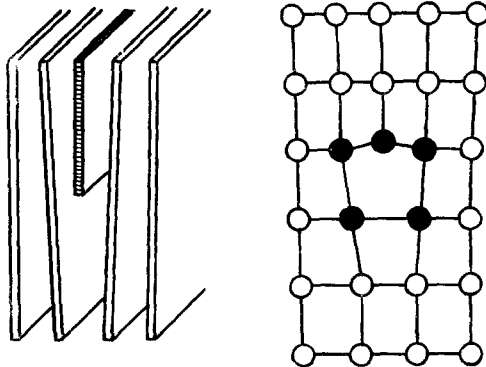


В том случае, когда две дислокации противоположного знака сливаются, т. е. когда линии этих дислокаций совпадают, происходит аннигиляция, в результате которой в кристалле исчезают два дефекта и «воссоединяется» правильная атомная плоскость.



Слева две дислокации — это две полуплоскости, справа — одна регулярная атомная плоскость.

Для наглядного представления о взаимном расположении кристаллических плоскостей вблизи дислокации тот же участок кристалла изображен на нижнем рисунке в другом масштабе и в другой проекции. Более реалистичной, хотя также весьма условной, является приведенная на нижнем рисунке схема размещения атомов (на рисунке — кружков) вблизи линии дислокации. Эта схема должна демонстрировать, что нарушение правильной кристаллической структуры при наличии дислокации происходит лишь в малой окрестности выделенной линии — оси дислокации.

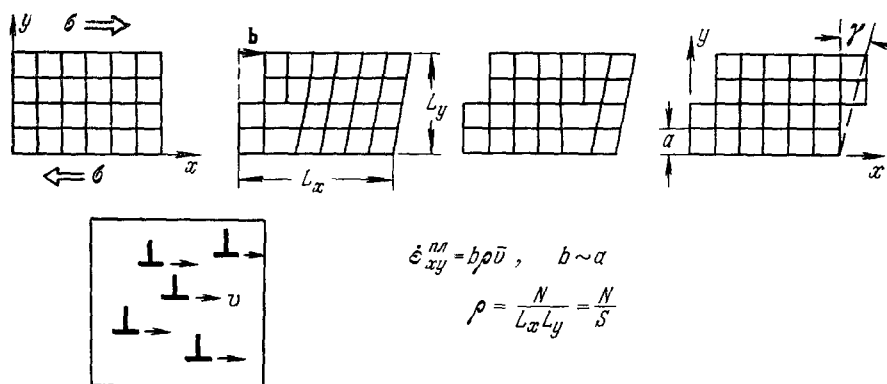


Область нерегулярного расположения атомов, вытянутая вдоль оси дислокации, имеет поперечные размеры порядка величины постоянной решетки и называется *ядром дислокации*.

Вне ядра дислокации кристалл может считаться идеальным и подвергнутым только упругим деформациям (кристаллические плоскости смыкаются друг с другом почти правильным образом).

Пластическая деформация, вызванная скольжением краевых дислокаций. Под действием сдвиговых нагрузок краевая дислокация может сравнительно легко сдвигаться в кристалле, перемещаясь на значительные расстояния. Ее легкое движение (*скольжение*) происходит в направлении, перпендикулярном «лишней» атомной полуплоскости, краем которой является дислокация. Кристаллическая плоскость, по которой «скользит» дислокация, называется *плоскостью скольжения*.

Движение дислокации вызывает пластическую деформацию кристалла, процесс развития и характер которой иллюстрируется верхним рядом



рисунков. На рисунках схематически изображены сечения кристалла, перпендикулярные краевой дислокации, на разных этапах перемещения последней слева направо.

Пусть в недеформированном идеальном кристалле сдвиговые напряжения σ порождают краевую дислокацию, возникающую на левой поверхности кристалла и затем перемещающуюся вправо. Для зарождения дислокации необходимо произвести сдвиг верхней части кристалла на межатомное расстояние вдоль плоскости скольжения. Вектор $\mathbf{b}$, определяющий величину и направление указанного сдвига, называется *вектором Бюргера* дислокации (обычно $b \sim a$). Когда дислокация сместится в глубь кристалла, на его левой поверхности останется ступенька высотой b . После выхода дислокации на правую внешнюю поверхность кристалла на ней также возникнет подобная ступенька, а внутреннее состояние кристалла вернется к исходному («недеформированному»). Но хотя внутреннее состояние кристалла после прохождения через него дислокации осталось прежним, форма кристаллического образца изменилась: он приобрел остаточную деформацию, которая остается даже после снятия нагрузки σ . Это и есть пластическая деформация, и ее величина ϵ_{xy}^{pl} характеризуется углом перегиба образца в плоскости x, y : $\epsilon_{xy}^{pl} = \gamma/2$. При прохождении через кристалл одной дислокации $\gamma = b/L_y$.

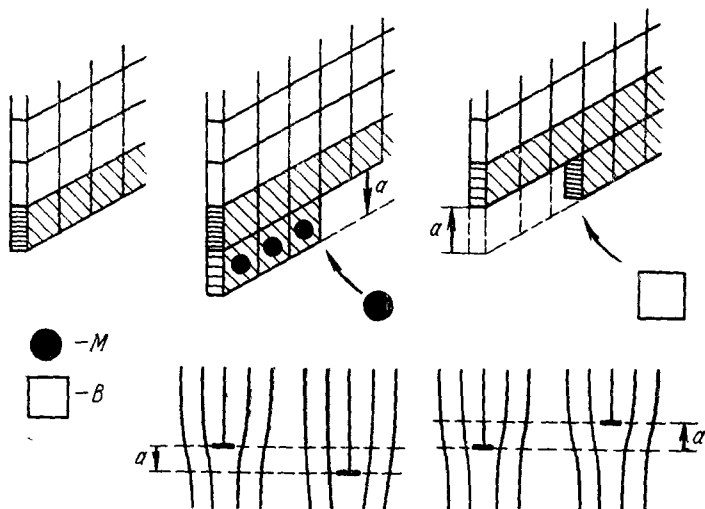
Если в кристалле содержится большое число N движущихся дислокаций, то происходит изменение пластической деформации кристалла со скоростью

$$\dot{\epsilon}_{xy}^{pl} \approx b \rho \bar{v},$$

где $\rho = N/L_x L_y = N/S$ — плотность дислокаций, а $\bar{v}$ — их средняя скорость.

Переползание краевой дислокации как результат диффузии точечных дефектов. Наряду со скольжением существует другой механизм и другое направление перемещения краевой дислокации. Это так называемое неконсервативное движение дислокации, при котором она выходит из своей плоскости скольжения.

На схеме слева условно изображен край лишней атомной полуплоскости, совпадающей с осью краевой дислокации. Ось краевой дислокации является особой линией в кристалле (областью существенного нарушения регулярности кристалла), и поэтому на ней могут оседать, «конденсироваться», точечные дефекты (междоузельные атомы и вакансии). Когда междоузельный атом пристраивается к краю вставленной в кристалл полуплоскости,

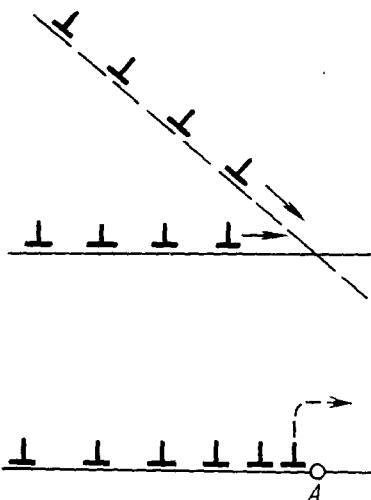


он становится «правильным» атомом, в результате чего на линии дислокации возникает выступ атомных размеров. Однако сама линия дислокации определена с точностью до атомных размеров, поэтому на ее положении может отразиться оседание лишь макроскопического количества междоузельных атомов. В средней части рисунка показано изменение в положении края лишней полуплоскости при конденсации значительного числа междоузельных атомов, когда образуется протяженный выступ на дислокации. Моноатомный выступ приводит к смещению соответствующего участка дислокации на величину a в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения. Дислокация как бы опускается на один атомный этаж — переходит на следующую плоскость скольжения.

Конденсация вакансий на краевой дислокации, проиллюстрированная в правой части рисунка, приводит к аналогичному результату, и отличие заключается лишь в обратном направлении смещения дислокации — дислокационная линия поднимается на более высокую плоскость скольжения.

Поскольку подвод материала (точечных дефектов) к линии дислокации в кристалле может осуществляться только диффузионным механизмом, описанное перемещение дислокации происходит сравнительно медленно, и поэтому называется *переползанием*. В дальнейшем, анализируя роль движения дислокаций, мы в основном будем рассматривать только этот вид их перемещения.

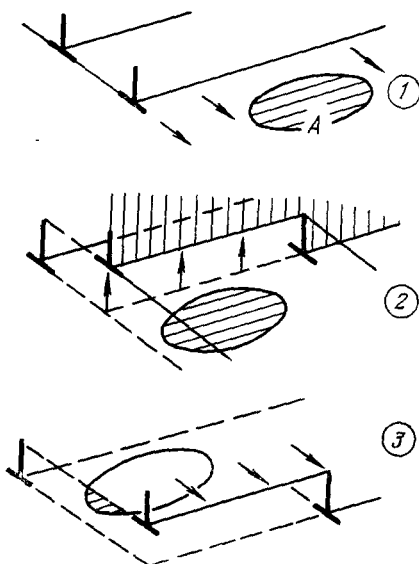
Скольжение дислокаций, лимитируемое переползанием. Скольжение дислокаций происходит под действием упругих напряжений. Но в ряде кристаллов (например, во многих металлах) для начала перемещения дислокаций требуются сравнительно небольшие напряжения. Если кри-



сталл обладает правильной структурой, то дислокации скользят легко и проходят большие расстояния в своих плоскостях скольжения. Однако процесс легкого скольжения обычно продолжается недолго, поскольку в кристалле возникают препятствия, тормозящие движение дислокаций. В результате механическое перемещение дислокаций приостанавливается, и его дальнейшее развитие зависит от способа преодоления дислокациями этих препятствий.

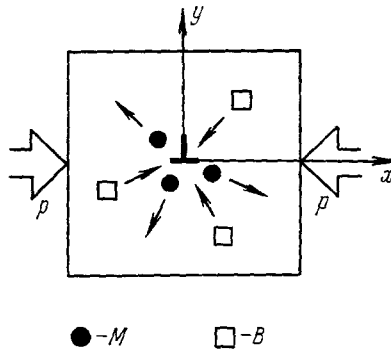
Скольжение дислокаций, как правило, происходит по нескольким системам плоскостей (на верхнем рисунке изображены две системы плоскостей скольжения). Если две дислокации разных систем скольжения параллельны (или имеют параллельные участки), то при встрече путем дислокационной реакции они могут образовать новую дислокацию, не способную перемещаться скольжением. Такая *сидячая дислокация* блокирует движение других дислокаций и является *стопором* для скользящих дислокаций.

В кристалле часто возникают препятствия и другой природы. В сплавах, содержащих вторую фазу, выпадающие мелкодисперсные частицы этой фазы также стопорят скольжение дислокаций. Стопоры любой природы останавливают движение дислокаций, создавая *скопление дислокаций* (на рисунке показано скопление у стопора А). Скопление усиливает воздействие внешних напряжений на головную дислокацию, сдерживаемую стопором, и создает вблизи нее большую концентрацию напряжений. Последнее обстоятельство может вынудить головную дислокацию выйти из своей плоскости скольжения. Эта дислокация переползает в другую плоскость скольжения, проходящую над или под препятствием, где движение не застопорено и где она может миновать препятствие. Последовательные этапы огибания препятствия путем переползания дислокации в другую плоскость скольжения изображены схемами 1—3 на нижнем рисунке.



Таким образом, хотя в рассматриваемом случае основным способом перемещения дислокации является скольжение, скорость пластической деформации лимитируется диффузионными процессами, обеспечивающими переползание дислокаций и преодоление возникающих в кристалле препятствий, стопорящих дислокационное скольжение. Описанный механизм течения был детально проанализирован Уиртмэном ¹² (1955 г.).

Скорость переползания краевой дислокации. Причиной переползания дислокации может служить соответствующее внешнее воздействие. В условиях, изображенных на рисунке, однородная сдвигающая кристалл вдоль оси x нагрузка p приводит к появлению силы, действующей на краевую дислокацию в направлении оси y . Сила, приложенная к единице длины дислокации, в данном случае равна $f_y = \frac{2}{3} b\rho$. Наличие этой силы упорядочивает диффузию точечных дефектов вблизи дислокации,



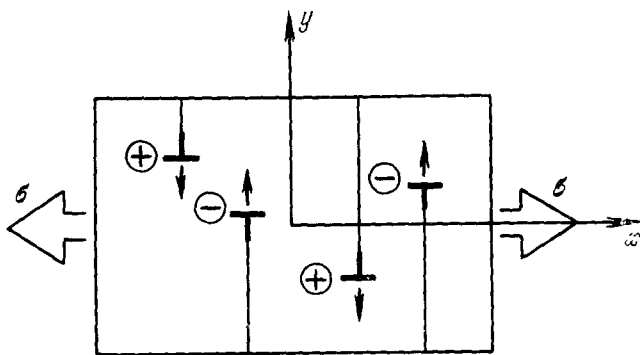
вызывая направленные потоки вакансий на линию дислокации, а междоузельных атомов — от линии дислокации. Происходит процесс «конденсации» вакансий на дислокации и «испарение» с нее междоузельных атомов. Допустим, что вдали от дислокации все время поддерживается равновесная концентрация точечных дефектов. Тогда можно считать, что в кристалле имеется неиссякаемый источник для вакансий и бесконечно емкий сток для междоузельных атомов. Поэтому описанный процесс становится стационарным, обеспечивая постоянную скорость переползания дислокации. Оказывается, что если скорость неконсервативного движения дислокации мала и лимитируется только объемной диффузией точечных дефектов, то по порядку величины она равна

$$v_y \sim \frac{cD}{b} \frac{\omega_0 p}{kT},$$

где b — величина вектора Бюргерса дислокации, c характеризует равновесную концентрацию точечных дефектов, а D — коэффициент диффузии их. Условия применимости этой простейшей оценки для скорости переползания дислокации, а также вывод точной формулы в более сложной ситуации были обсуждены Вершком и Ройтбурдом¹³ (1971 г.).

Переползание дислокации в рассматриваемом случае может завершиться только ее выходом на внешнюю поверхность образца (или на границу зерна в поликристалле). Подобный выход дислокации на поверхность означает исчезновение лишней атомной полуплоскости в кристалле — ее полное «растворение». Возможность такого растворения атомной полуплоскости может быть обеспечена только наличием в кристалле бесконечно емкого стока для междоузельных атомов (источника — для вакансий), который способен поглотить все вещество «растворившейся» полуплоскости. Не предполагая механизма полного поглощения лишнего вещества, содержавшегося в этой полуплоскости, следовало бы учесть его накопление в объеме кристалла. Тогда концентрация точечных дефектов в кристалле изменялась бы со временем, и процесс переползания дислокации не мог бы происходить стационарным образом.

Неконсервативное движение системы краевых дислокаций под одноосной нагрузкой. Макроскопическую, т. е. наблюдаемую в сравнительно больших объемах кристалла, пластическую деформацию может создать лишь перемещение значительного (опять же — макроскопического) количества дислокаций. Обычно в реальном кристалле имеется большое число различного типа дислокаций. Но мы начнем с анализа простейшей ситуации, при которой одноосному растягивающему усилию σ подвержен кристалл, содержащий только однотипные дислокации с параллельными плоскостями скольжения. Допустим, что линии всех дислокаций параллельны (перпендикулярны плоскости рисунка) и дислокации различаются



лишь знаком. Условно будем считать те изображенные на рисунке дислокации, которые ограничивают лишние полуплоскости, «вставленными» в кристалл сверху, положительными, отличая их значком «+» от отрицательных дислокаций («-»).

Если ось растяжения (ось x) параллельна плоскостям скольжения дислокаций, то положительные дислокации будут переползать вниз, а отрицательные — вверх (вдоль оси y). Такое движение дислокаций любого знака связано с дестройкой соответствующей атомной полуплоскости. Поскольку дстраиваются атомные плоскости, перпендикулярные оси x , то при этом имеет место удлинение образца вдоль этой оси. Скорость относительного удлинения $\dot{\epsilon}_{xx}$ определяется средней скоростью переползания дислокаций.

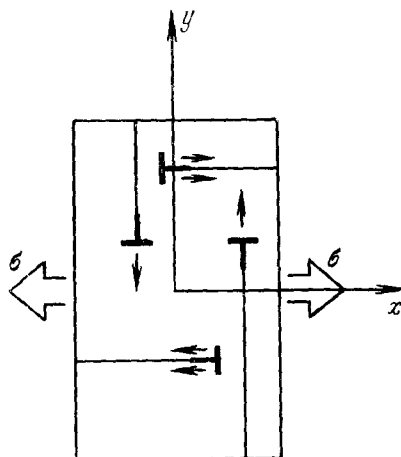
Описанное движение происходит в меру испускания вакансий дислокациями (или оседания на них междоузельных атомов). Если дислокации в среднем равномерно распределены по образцу, а другие протяженные дефекты кристалла, способные служить источниками или стоками для вакансий и междоузельных атомов, отсутствуют, то со временем в объеме кристалла будут накапливаться вакансии, т. е. будет расти пересыщение кристалла вакансиями. Когда относительное пересыщение достигнет величины порядка

$$\frac{\delta c}{c} \sim \frac{\omega_0 \sigma}{kT},$$

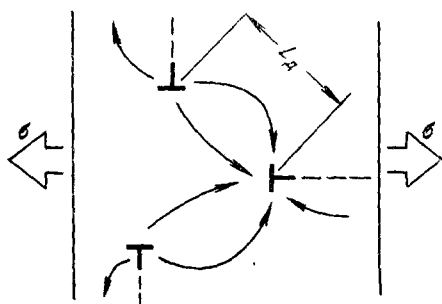
вакансии перестанут «испаряться», и процесс переползания дислокаций остановится. Как отметили еще Бардин и Херринг¹⁴, при наличии в объеме кристалла избыточной концентрации вакансий возникает действующая на дислокацию эффективная «осмотическая сила», которая в данном случае сдерживает переползание дислокаций. Следовательно, описанный механизм ползучести быстро «выдыхается», если в кристалле имеются лишь дислокации одного типа.

Диффузионно-дислокационное течение кристалла с двумя системами дислокаций. Если в кристалле имеются две системы параллельных дислокаций, плоскости скольжения которых взаимно перпендикулярны, то вопрос об «иссякании» запаса точечных дефектов в объеме кристалла не возникает. Переползание дислокаций первой системы (с векторами Бюргерса, параллельными оси x) вызывает прорастание лишних атомных плоскостей, параллельных оси y , и по-прежнему происходит за счет испускания дислокациями.

Однако одновременно происходит также переползание дислокаций второй системы (с векторами Бюргерса, параллельными оси y). Их переползание происходит в таком направлении, что сопровождается укорочением или «растворением» соответствующих атомных полуплоскостей. На верхнем рисунке стрелками указаны направления переползания дислокаций обеих систем.



«Растворение» атомных плоскостей требует поглощения вакансий из объема кристалла (или — растворения междоузельных атомов). При заданной внешней нагрузке устанавливается некоторое динамическое равновесие между испусканием вакансий одной системой дислокаций и их поглощением другой системой дислокаций. Результатом этого уравнивания потоков вакансий является самосогласованный процесс «перекачки» материала от одной системы атомных плоскостей к другой. На нижнем рисунке схематически указаны диффузионные пути вакансий, реализующие этот процесс. Существенно, что диффузионные расстояния для вакансий определяются средним расстоянием между дислокациями разных систем.



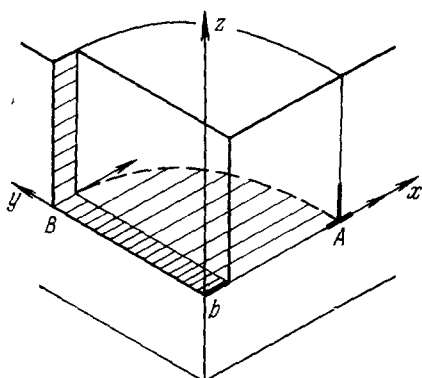
Описанный процесс сопровождается необратимой деформацией образца, скорость которого легко оценить. Если считать плотности дислокаций обеих систем одного порядка величины, то диффузионно-дислокационное течение кристалла происходит со скоростью

$$\dot{\epsilon}_{xx} = -\dot{\epsilon}_{yy} \sim \rho c D \frac{\omega_0 \sigma}{kT} \sim \frac{cD}{L_d^2} \frac{\omega_0 \sigma}{kT},$$

где ρ — плотность дислокаций, а L_d — это среднее расстояние между дислокациями в плоскости x, y ($\rho = L_d^{-2}$).

Следует заметить, что этот механизм крипа также может иметь насыщение, наступающее после выхода всех дислокаций из кристалла. Стационарное течение кристалла, происходящее на больших временных интервалах (значительно превышающих время, за которое «выходят из игры» отдельные дислокации), может поддерживаться только работой источников образования новых дислокаций.

Неизменность вектора Бюргерса вдоль дислокации. Источник дислокаций. Существование источников дислокаций связано с тем обстоятельством, что перемещающаяся дислокация может изменять свою форму, искривляясь в результате внешних воздействий. Но какую бы форму ни принимала дислокационная линия, вектор Бюргерса вдоль нее остается неизменным как по величине, так и по направлению. На верхнем рисунке

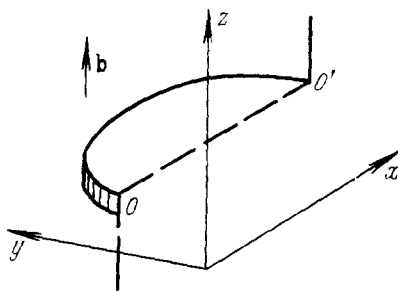


изображен участок AB криволинейной дислокации, лежащей в плоскости x, y и выходящей на две боковые поверхности кристаллического образца. Такая дислокация может быть образована путем сдвига верхней части образца по заштрихованному участку плоскости x, y в направлении вектора b . Сам способ создания дислокации подразумевает неизменность величины сдвига, т. е. постоянство вектора Бюргерса вдоль линии дислокации.

Неизменность вектора Бюргерса вдоль дислокации естественным образом приводит к тому, что линия ди-

слокации обязана либо быть замкнутой, либо выходить своими концами на поверхность кристалла. Конечно, возможно также образование точек пересечения трех и более дислокационных линий. Такие точки носят название узлов, и они являются элементами некоторой пространственной или плоской дислокационной сетки. В каждом узле выполняется закон сохранения вектора Бюргерса, аналогичный закону Кирхгофа для разветвления линий постоянного электрического тока: сумма векторов Бюргерса дислокационных линий, «входящих» в узел, равна сумме векторов Бюргерса дислокаций, «выходящих» из узла (предполагается, что каким-то единым образом выбраны направления обхода всех сегментов дислокационной сетки).

Рассмотрим прямолинейный участок линии дислокации, закрепленный в двух точках O и O' . Причиной подобного закрепления («пришпиливания») дислокации могут служить примеси в кристалле, изломы дислокационной линии (как изображено на рисунке) или узлы дислокационной сетки. Допустим, что перемещение вертикальных участков дислокации заблокировано и под действием внешней силы может смещаться лишь ее сегмент, лежащий в плоскости x, y . Движение дислокации на участке OO' приведет к изгибанию этого сегмента, и он примет вид дуги некоторого радиуса R . Величина R может быть найдена из условия равенства внешней силы, действующей на дислокацию и изгибающей ее, и силы линейного натяжения изогнутого сегмента, стремящейся выпрямить дислокацию.



Упругие напряжения в кристалле воздействуют на дислокацию с силой, величина которой, отнесенная к единице длины дислокации, равна $f = b\sigma$, где σ — некоторый элемент тензора сдвиговых напряжений. Линейное натяжение приводит к возникновению выпрямляющей силы, аналогичной

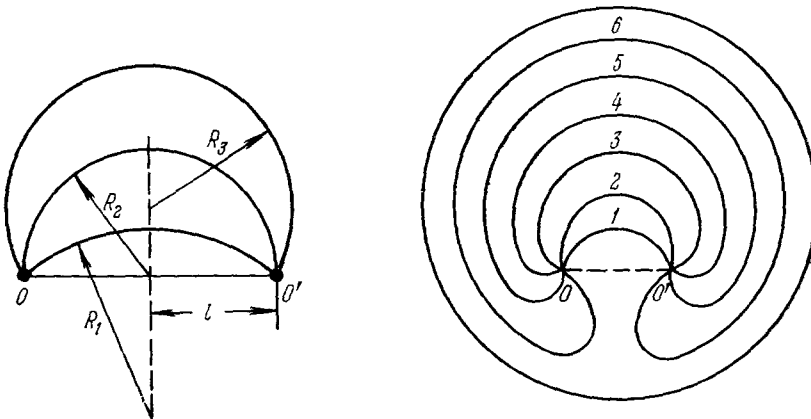
силе лапласовского давления и равной (если отнести ее к единице длины дислокации)

$$f_{\text{лин}} = \frac{Gb^2}{R},$$

где G — модуль сдвига рассматриваемого кристалла. Следовательно, радиус изгиба дислокации определяется равенством

$$R = b \frac{G}{\sigma}.$$

Если упругие напряжения σ достаточно малы и $R \gg l$, где $2l$ — расстояние между точками закрепления дислокации (радиус R_1 на левом рисунке, то состояние изогнутого дислокационного сегмента является устойчиво равновесным. С ростом σ равновесный радиус R уменьшается. Если $\sigma = \frac{Gb}{l}$ и $R = l$ (радиус R_2 на левом рисунке), то равновесное состояние изогнутого сегмента становится неустойчивым: любое увеличение радиуса

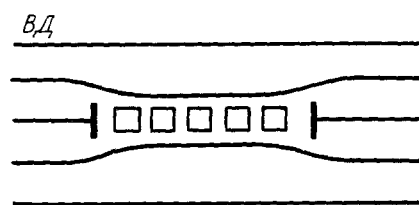
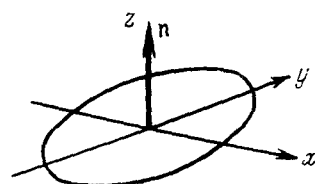
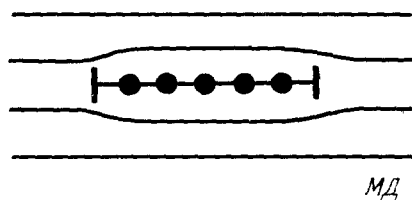
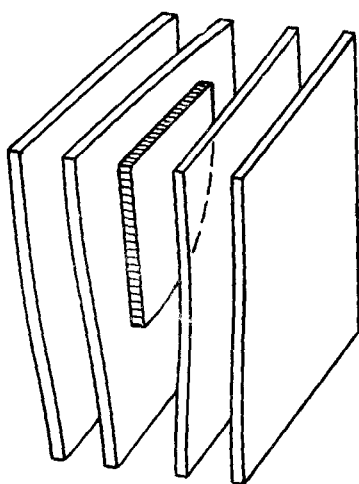


сегмента (радиус R_3) приведет к уменьшению силы f_R , и дислокация начнет беспрепятственно растягиваться под действием упругих напряжений. При еще больших σ равновесного изгиба дислокационного сегмента не существует.

Таким образом, при $\sigma > \frac{Gb}{l}$ дислокация «продавливается» между точками O и O' и расширяется в виде петли, опирающейся на эти точки. Последовательные положения дислокации в процессе ее расширения изображены на правом рисунке (положение 1—6). Два нижних элемента петли 5 близки к непосредственному контакту. Когда они встречаются, слившиеся участки дислокации аннигилируют, и образуется замкнутая петля большого радиуса (петля 6), окружающая короткий сегмент между точками O и O' . Следовательно, восстанавливается первоначальная дислокационная конфигурация, но появляется (рождается) замкнутая дислокационная петля.

Описанный процесс определяет механизм действия источника дислокаций. Если дислокация расширяется в своей плоскости скольжения, то говорят об источнике Франка — Рида¹⁵; если дислокация расширяется переползая, то действует источник Бардина — Херринга¹⁴.

Дислокационные петли междуузельного и вакансионного типа. В результате действия источника Бардина — Херринга в кристалле может образоваться специфическая дислокационная петля, плоскость которой перпендикулярна ее поверхности скольжения. На левом рисунке изображен участок такой дислокации, ограничивающей дискообразное включение лишней атомной плоскости в регулярную решетку. Вектор Бюргерса этой дислокации направлен по нормали к плоскости диска, а потому поверхностью скольжения дислокации является цилиндр, для которого образующей служит линия дислокации. В общем случае поверхность скольжения при такой ситуации — это боковая поверхность прямой



призмы, и подобные дислокации часто называют *призматическими петлями*. В простейшем случае мы имеем круговую призматическую петлю.

Введем единичный вектор нормали к плоскости призматической дислокации $\mathbf{n}$ и свяжем его направление с направлением обхода дислокационной петли (например, по правилу винта). Оказывается, что в зависимости от взаимной ориентации $\mathbf{n}$ и вектора Бюргерса $\mathbf{b}$ призматические дислокации делятся на две группы: дислокации, у которых $\mathbf{nb} = b > 0$ и у которых $\mathbf{nb} = -b < 0$. Дислокации одного типа ($\mathbf{nb} > 0$) ограничивают участки «лишнего» материала, внедренного в кристаллическую решетку (верхняя схема на правом рисунке). Поскольку лишний материал образует моноатомный слой, то его можно представить себе как макроскопическое плоское скопление междуузельных атомов. На этом основании соответствующие призматические дислокации мы будем называть *дислокациями междуузельного типа* или просто *междуузельными дислокациями* (МД). Дислокационные петли другого типа ($\mathbf{nb} < 0$) ограничивают участки кристаллической плоскости, на которых как бы удален материал (нижняя схема на правом рисунке). Очерченную такой дислокацией часть атомной плоскости можно считать заполненной моноатомным слоем вакансий, а потому соответствующую петлю мы будем называть *дислокацией вакансионного типа*, или *вакансионной дислокацией* (ВД).

Приведенные выше названия призматических дислокаций двух типов связаны также с возможным механизмом их образования. Дело в том, что при значительном пересыщении междоузельные атомы в кристалле коагулируют и собираются в плоские диски. Когда такой диск простирается на макроскопическое расстояние, его контур превращается в МД. Аналогично может возникнуть плоское скопление вакансий, образующее сплюснутую полость в кристалле. Если радиус этого скопления значительно превышает межатомное расстояние, то противолежащие друг другу берега полости сближаются до межатомного расстояния, и полость захлопывается. Контур захлопнувшейся полости превращается в ВД.

Поскольку любая круговая дислокация испытывает действие силы собственного натяжения, стремящейся сократить ее, то свободная призматическая дислокационная петля всегда имеет тенденцию «раствориться» в кристалле, испустив соответствующее количество точечных дефектов. В равновесных условиях эта тенденция сдерживается либо внешней нагрузкой, либо пересыщением точечных дефектов в кристалле. О последнем обстоятельстве мы уже упоминали, и сейчас обсудим более подробно механизм диффузионного взаимодействия дислокации с точечными дефектами.

Если дислокация служит источником или стоком для точечных дефектов, то обмен вакансиями или междоузельными атомами между дислокацией и объемом кристалла зависит от средней концентрации точечных дефектов. Рассмотрим для определенности дислокацию одного типа (например, МД) и учтем диффузию соответствующих точечных дефектов (М) в отсутствие внешней нагрузки ($\sigma = 0$). Если пересыщение точечных дефектов δc_M невелико ($\delta c_M \ll c$), то «осмотическая сила», препятствующая сокращению дислокации, пропорциональна отношению $\delta c/c$. Поэтому скорость изменения радиуса междоузельной дислокации, равная скорости ее перемещения, оказывается пропорциональной такой величине

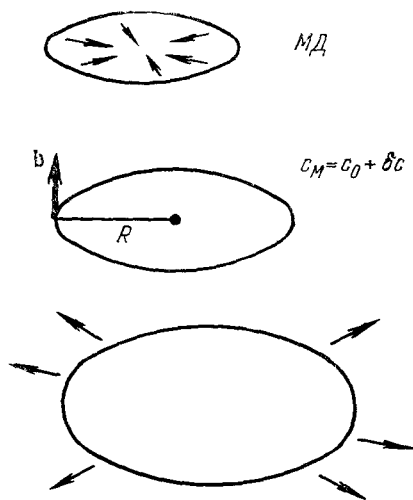
$$\frac{dR}{dt} \sim \frac{c_M D_M}{b} \left(\frac{\delta c_M}{c_M} - A \frac{\omega_0 G}{kT} \frac{b}{R} \right),$$

где A — множитель порядка величины единицы.

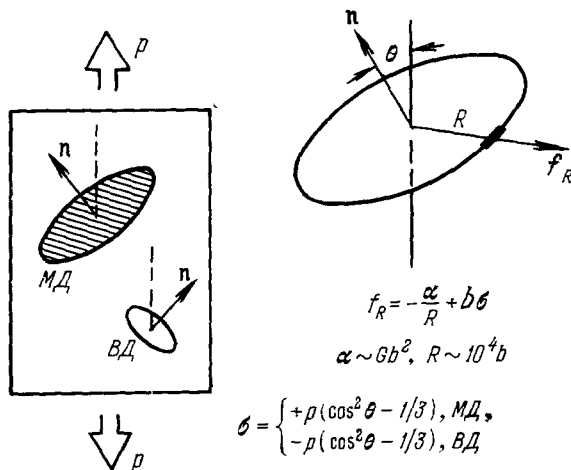
Таким образом, при заданном пересыщении δc дислокации большого радиуса растут ($\frac{dR}{dt} > 0$), а маленькие петли растворяются ($\frac{dR}{dt} < 0$). Однако всегда существует такой критический радиус петли R_k , при котором $\frac{dR}{dt} = 0$. Этот радиус определяется очевидной формулой

$$R_k = Ab \frac{\omega_0 G}{kT} \frac{c}{\delta c}$$

и является размером, по отношению к которому дислокации можно разделить на большие и малые.



Эволюция призматических дислокаций в упругом поле. Допустим, что кристаллический образец, в котором находятся призматические дислокации двух типов (МД и ВД), подвергнут одноосному растяжению. Рассмотрим упругую силу, действующую на единичный элемент длины дислокационной петли при подобном нагружении. Эта сила складывается из двух частей. Во-первых, имеется упругое самодействие искривленной дислокации, проявляющееся в линейном натяжении и приводящее к силе $f_{\text{лин}} = \frac{Gb^2}{R}$, которая стремится уменьшить размеры дислокации. Во-вторых, при наличии внешней нагрузки возникает сила $f = b\sigma$, в которой σ — это соответствующая часть тензора сдвиговых напряжений. В то время



как знак и величина первой силы определяются лишь радиусом дислокационной петли и не зависят ни от типа дислокационной петли, ни от ее ориентации в пространстве, знак второй силы различен для дислокаций разного типа и существенно определяется ориентацией дислокации относительно оси нагрузки. Обозначим через p величину нагрузки, а через θ угол между направлением вектора нормали к плоскости дислокации $\mathbf{n}$ и осью нагружения. Тогда единица длины МД испытывает со стороны упругого поля силу

$$f = bp \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right),$$

а на единицу длины ВД действует сила

$$f = -bp \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right).$$

Когда величина внешней нагрузки такова, что $p \sim 10^{-4}G$, силы указанных двух видов имеют одинаковый порядок величины при $R \sim 10^4 b$. Судьба дислокационной петли примерно такого радиуса целиком определяется ее ориентацией. Допустим, что в кристалле отсутствует пересыщение точечных дефектов ($\delta c = 0$), и проследим за дислокациями, у которых угол θ удовлетворяет условию $\cos^2 \theta > 1/3$. Так как сила $f_{\text{лин}}$ может вызвать лишь уменьшение радиуса петли, то для ВД полная сила f_R направлена к центру петли ($f_R < 0$), и потому дислокационная петля имеет тенденцию к сокращению. Как следствие этого, возникнут диффу-

зионные потоки вакансий, приводящие к сжатию дислокационной петли, и ВД растворится в кристалле. При той же ориентации судьба МД зависит от ее радиуса. Дислокация достаточно малого радиуса также будет растворяться, поглощая вакансии, а МД большого радиуса будет расти, испуская вакансии. Ясно, что нечто подобное имеет место и в ансамбле дислокаций, для которых $\cos^2 \theta < 1/3$, а именно, все МД таких ориентаций будут растворяться, а среди ВД будут «выживать» только петли достаточно большого размера. Однако определение критического радиуса, начиная с которого «невыгодно» ориентированные петли будут расширяться, требует учета осмотической силы, обусловленной пересыщением точечных дефектов.

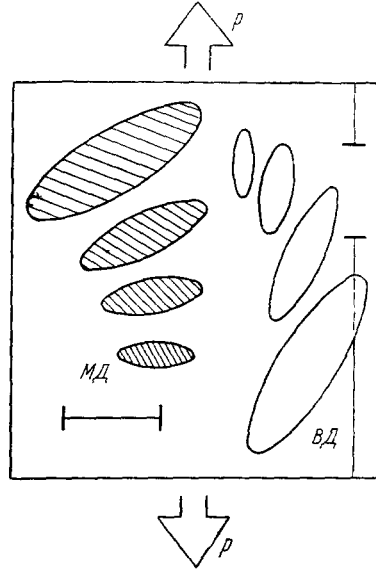
Дело в том, что стационарный процесс диффузионного обмена материалом между различными дислокациями под внешней нагрузкой сопровождается вполне определенным пересыщением точечных дефектов в объеме образца. Так как при высоких температурах обычно более существенную роль играет диффузия вакансий, то будем говорить только о них. Оказывается, что стационарное пересыщение вакансий пропорционально внешней нагрузке и по порядку величины равно $\delta c_B / c_B \sim \omega_0 p / kT$. Такое пересыщение порождает осмотическую силу, сравнимую с силами упругого происхождения, и ее следует учитывать при количественном описании диффузионного крипа.

Если, наконец, принять во внимание все вызывающие переползание дислокаций силы, то скорости диффузионного роста МД и ВД окажутся пропорциональными таким выражениям:

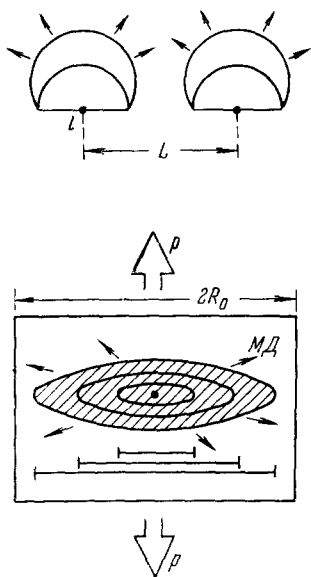
$$\frac{dR^M}{dt} \sim \left[-\frac{\delta c_B}{c_B} + \frac{\omega_0 p}{kT} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) - A \frac{\omega_0 G}{kT} \frac{b}{R} \right],$$

$$\frac{dR^B}{dt} \sim \left[\frac{\delta c_B}{c_B} - \frac{\omega_0 p}{kT} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) - A \frac{\omega_0 G}{kT} \frac{b}{R} \right].$$

Критические радиусы R_K и углы θ_K , разделяющие дислокации разной судьбы, находятся из условия обращения в нуль правых частей приведенных формул. Элементарный анализ этих формул показывает, что действительно происходит рост «выгодно» ориентированных дислокаций за счет «неудачно» ориентированных, а также рост дислокаций большого радиуса за счет растворения однотипных мелких. Эти процессы сопровождаются направленной диффузионной перекачкой материала от ВД к МД, в результате которой возникает неупругое удлинение образца со скоростью, пропорциональной внешней нагрузке p . В целом ситуация качественно такая же, как и в ансамбле прямолинейных краевых дислокаций в двух перпендикулярных системах плоскостей скольжения. И снова для поддержания стационарного течения на протяжении длительных промежутков времени возникает необходимость включить в схему крипа источники дислокаций.



Стационарное течение кристалла при наличии источников дислокаций. Дислокационная структура пластически деформированного образца обычно содержит центры образования новых дислокационных петель. Мы убедились, что источником дислокаций в принципе может служить любой участок дислокационной линии, крайние точки которого закреплены. Будем считать, что скольжение дислокаций заблокировано, и их движение лимитируется диффузионными процессами. Тогда центры рождения дислокаций являются источниками Бардина — Херринга, (генерирующими МД и ВД.). Пусть l — средний размер дислокационного сегмента, работающего как источник дислокаций, а L — среднее расстояние между источниками. Ограничимся предположением, что рождаются дислокационные петли самых различных ориентаций и что выгодно ориентированная петля растет, пока не достигнет границы зерна ($2R_0$ — средний диаметр [зерна]) и «выйдет из игры». Если $R_0 \gg l$, то один источник способен испустить большое число дислокаций, расстояние между которыми по порядку величины можно оценить как l . Ясно, что многократное рождение дислокаций возможно лишь при условии $p \gg Gb/l$. На рисунке изображен результат действия наиболее выгодно ориентированного источника МД.



Диус петли имеет порядок величины R_0 , и потому число дислокаций, пересекающих любое сечение зерна площадью $\sim \pi R_0^2$, имеет порядок величины полного числа перемещающихся дислокаций в зерне. А последнее равно произведению числа источников на количество дислокаций $\sim R_0/l$, связанных с каждым источником. Обозначим через n плотность источников дислокаций. Тогда общее количество источников в зерне $\sim nR_0^3$ и число активных дислокаций по порядку величины равно $N \sim nR_0^3 \cdot R_0/l \sim nR_0^4/l$. Таким образом, окончательная оценка скорости течения кристалла принимает вид

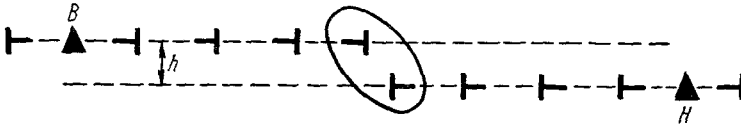
$$\dot{\epsilon}_{\text{пл}} \sim cDn \frac{R_0^2}{l} \frac{\omega_0 p}{kT},$$

из чего следует, что скорость крипа прямо пропорциональна растягивающему усилию.

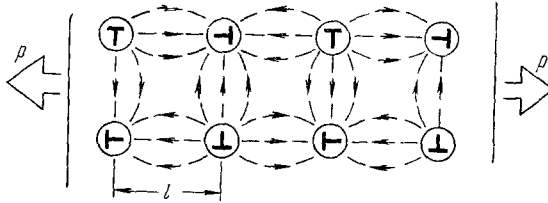
Строгий теоретический анализ описанного механизма течения кристаллов дан в работе Косевича, Саралидзе и Слёзова¹⁶ (1966 г.).

По поводу этого механизма и вытекающей из него формулы необходимо сделать два замечания. Прежде всего расширяющаяся дислокационная петля, не достигнув границы зерна, может выйти из игры в результате слияния с дислокациями, испущенными другими источниками. Тогда роль размера R_0 будет играть некоторый эффективный радиус R_* , определяемый внешней нагрузкой, характером взаимодействия дислокаций и распределением их источников. Обычно имеется не очень большое число направлений

векторов Бюргера, с которыми могут рождаться дислокации в кристалле. Представим себе, что два источника дислокаций В и Н рожают дислокационные петли с одинаковыми направлениями векторов Бюргера в параллельных плоскостях, разделенных расстоянием h . Между дислокациями двух систем существует упругое взаимодействие, и сила взаимодействия головных дислокаций наибольшая, когда расстояние между ними порядка величины h . При достаточно малых h эта сила превышает силу внешнего воздействия bp , и головные дислокации стопорят друг друга, образуя центр



скопления дислокаций двух систем В и Н. Подобное стопорение останавливает движение головной дислокационной петли на всем ее протяжении при условии $nR\frac{1}{2}h \sim 1$. Критическая величина h определяется механизмом слияния головных дислокаций или способом их полной блокировки. Как правило, h обратно пропорционально некоторой степени внешней нагрузки p^m . В результате скорость течения оказывается не зависящей от размера зерна и пропорциональной p^{m+1} . Одну из возможных схем блокирующего действия упругого взаимодействия дислокаций рассмотрел Слёзов ¹⁷ (1967 г.).



Наконец, приведенная выше основная формула для скорости крипа получена в предположении, что длина l однозначно определяется исходной дислокационной структурой. Кроме того, считались выполненными условия $L \gg l$, $R^* \gg l$, $p \gg Gb/l$. Последнее условие означает, что внешняя нагрузка значительно превышает пороговое значение, при котором дислокационный сегмент длины l начинает работать как источник дислокаций. Однако под действием приложенной нагрузки в кристалле может возникнуть периодическая дислокационная сетка, размер ячейки которой l согласованным образом определяется величиной p и только слегка превышает критическую длину $\sim bG/p$, начиная с которого дислокационный сегмент работает как источник. Эта сетка изображена на нижнем рисунке, где стрелки указывают направления диффузионных потоков вакансий. Для такой структуры $L \sim R^* \sim l$ и $l \approx bG/p$, а потому

$$\dot{\epsilon}_{\text{пл}} \sim \frac{cD}{l^2} \frac{\omega_0 p}{kT} \sim \frac{cD b p^3}{kT G^2}.$$

Возможность существования подобной дислокационной структуры описал Набарро ¹⁸ (1967 г.).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. Амелинкс, Методы прямого наблюдения дислокаций, М., «Мир», 1968.
 2. Ф. Гарофало, Законы ползучести и длительной прочности металлов, М., «Металлургия», 1968.
 3. В. М. Розенберг, Ползучесть металлов, М., «Металлургия», 1967.
 4. R. W. Balluffi, Phys. Stat. Sol. 31, 443 (1969).
 5. M. F. Ashby, Surface Sci. 31, 498 (1972).
 6. M. F. Ashby, R. A. Verrall, Acta Met. 21, 149 (1973).
 7. W. S. Gorsky, Phys. Zs. Sow. 8, 443 (1935).
 8. С. Т. Конобеевский, ЖЭТФ 13, 200 (1943).
 9. F. R. N. Nabarro, сборник «Conference on Strength of Solids», L., Phys. Soc., 1948, p. 50.
 10. C. Herring, J. Appl. Phys. 21, 437 (1950).
 11. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ 44, 1349 (1963).
 12. J. Weertman, J. Appl. Phys. 26, 1213 (1955).
 13. Б. А. Вершок, А. Л. Ройтбурд, ФММ 32, 269 (1971).
 14. J. Bardeen, C. Herring, сборник «Imperfection in Nearly Perfect Crystals», N. Y., J. Wiley, 1952, p. 261.
 15. F. C. Frank, W. T. Read, Phys. Rev. 79, 722 (1950).
 16. А. М. Косевич, Э. К. Саралидзе, В. В. Слёзов, ЖЭТФ 50, 959 (1966).
 17. В. В. Слёзов, ЖЭТФ 53, 912 (1967).
 18. F. R. N. Nabarro, Phil. Mag. 16, 231 (1967).
-