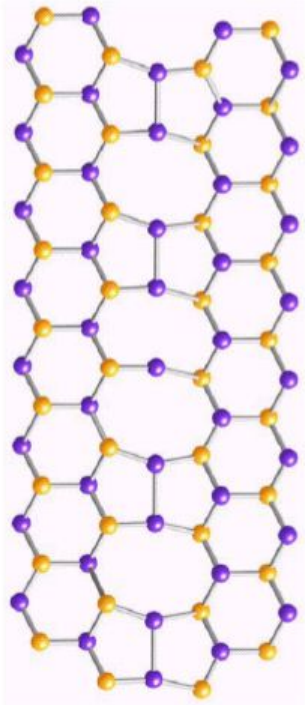


Физика реального кристалла



6. Дислокации в кристаллах. Влияние дислокаций на механические свойства кристаллов.

Профессор Б.И.Островский

`ostr@cea.ru`

Цель данного раздела

- *линейные дефекты - дислокации, типы дислокаций в кристаллах, дислокационные реакции*
- *напряжения, создаваемые дислокациями в кристаллах, энергия дислокаций, взаимодействие дислокаций друг с другом и с точечными дефектами*
- *движение дислокаций, пластическая деформация в кристаллах, размножение дислокаций, активационные барьеры и стопоры, прочность кристаллов*
- *скопления дислокаций, дислокационные стенки, малоугловые границы зерен, двумерные и трехмерные дефекты*
- *основы современных методов исследования и контроля дефектов в кристаллах*

Классификация дефектов по их размерности

Классификацию дефектов решетки удобно проводить по чисто геометрическому признаку - по числу измерений, в которых нарушения совершенного строения кристалла простираются на макроскопические расстояния.

Нульмерные (точечные) дефекты — вакантные узлы решетки, атомы в междоузлиях, атомы в узлах «чужой» подрешетки, примесные атомы в различных положениях и т. д.

Одномерные (линейные) дефекты — цепочки точечных дефектов, а также дислокации — специфические дефекты, нарушающие правильное чередование атомных плоскостей.

Двухмерные (поверхностные) дефекты — поверхность кристалла, дефекты упаковки — неправильно уложенные слои атомов, границы блоков, зерен, двойников, доменов и т. д.

Трехмерные (объемные) дефекты — поры, включения, выделения и другие макроскопические образования.

Линейные дефекты: дислокации

Лат. dislocatio - смещение, перемещение

«В летнее время, под тенью акации,
Приятно мечтать о дизлокации»

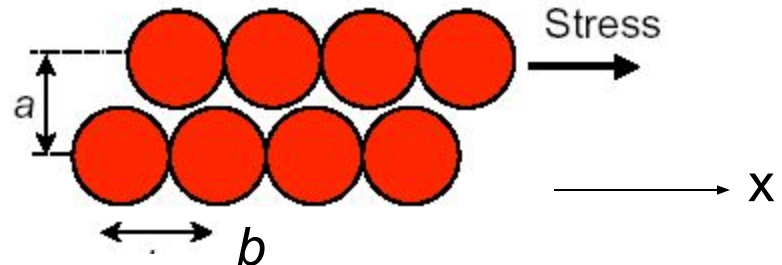
Козьма Прутков, «Военные афоризмы»

Пластическая деформация кристаллов

- Existence of **dislocations** as line defects deduced as early as in the 1930ies (Orowan, Polanyi, Taylor independently in 1934)
- Important contributions 1930–50 by Dehlinger, Seitz, Burgers, Cottrell, Frank, ...
- Strong evidence for dislocations: comparison of theoretical and experimental shear stress (Frenkel)

Periodic shearing force to move the top atomic row:

$$\tau(x) = A \sin \frac{2\pi}{b} x$$



Для малых сдвиговых деформаций, $\epsilon = x/a$, справедлив

закон Гука: $T = G\epsilon = Gx/a$. При этом $T(x) \approx A2\pi x/b$

Max. τ is **theoretical critical shear stress**:

$$A = \frac{G b}{2\pi a} \quad \text{i. e. } A \approx G/2\pi$$

Experimentally:
 10^{-4} to $10^{-8} G$

дующем разделе.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ НА СДВИГ ИДЕАЛЬНОГО КРИСТАЛЛА

Классическую работу в этой области выполнил Френкель [13], который использованную на рис. 1.2 зависимость от касательным напряжением и смещением сдвига. Френкель предположил, что в процессе пластического сдвига по атомной плоскости кристалл проходит через серию эквивалентных состояний с одинаковыми энергиями и с периодом между состояниями, равным b — величине простого вектора трансляции решетки. Малыми граничными эффектами, связанными с образующимися на поверхности в результате сдвига ступеньками, Френкель пренебрегал. Касательное напряжение, которое необходимо приложить к кристаллу, чтобы произвести сдвиг на величину x , пропорционально $\frac{dW}{dx}$, где W — энергия перемещения на единицу длины в данной плоскости. Френкель предположил, что в первом приближении периодическая зависимость указанной энергии является синусоидальной, т. е.

$$\sigma = \sigma_{\text{теор}} \sin \frac{2\pi x}{b}. \quad (1.1)$$

Для малых деформаций сдвига x/d , где d — межплоскостное расстояние, выполняется закон Гука:

$$\sigma = \mu \frac{x}{d}. \quad (1.2)$$

Здесь μ — модуль сдвига. Приравнявая уравнения (1.1) и (1.2) в случае малых деформаций, когда $\sin(2\pi x/b) \approx 2\pi x/b$, для теоретического напряжения сдвига $\sigma_{\text{теор}}$ получаем

$$\sigma_{\text{теор}} = \frac{\mu b}{2\pi d} \approx \frac{\mu}{5}. \quad (1.3)$$

Во времена работы Френкеля экспериментальные значения касательного напряжения, которое требовалось для начала пластического течения в металлах, не превышали $(10^{-3} \div 10^{-4}) \mu$, что заметно расходится с величиной, предсказываемой уравнением (1.3).

Учитывая эту ситуацию, авторы более поздних работ отмечали, что

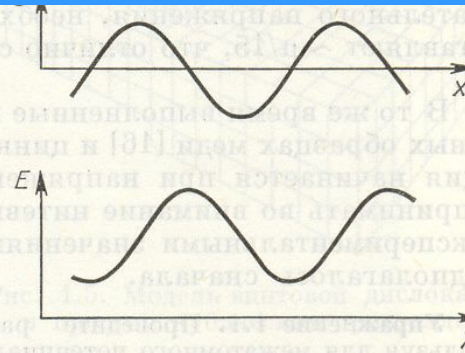


Рис. 1.2. Периодический потенциал решетки и соответствующая величина касательного напряжения, необходимого для сдвига в идеальной решетке.

$$F = - dU/dx$$

Модель
Френкеля

Типы дислокаций:

Краевые дислокации - *Edge Dislocation*:

A portion of an extra plane of atoms

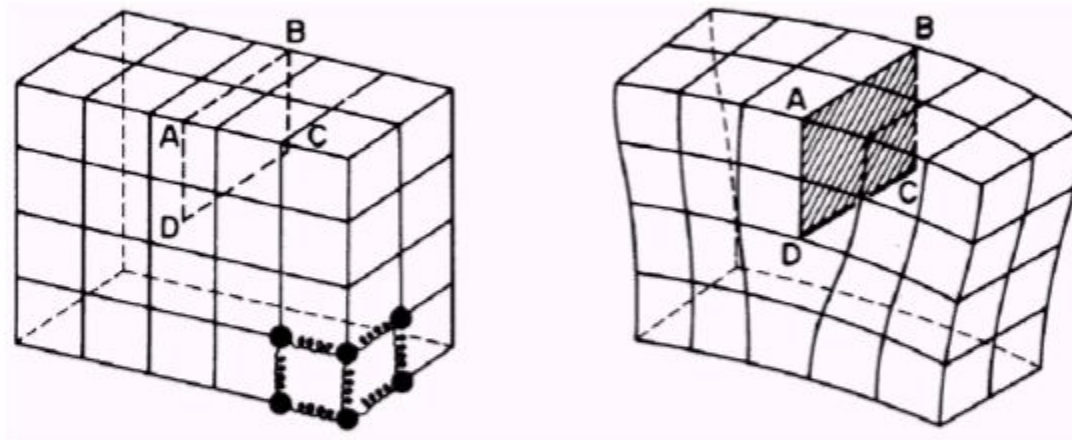
Винтовые дислокации - *Screw Dislocation*:

Helical atomic displacement around a line extending through the crystal

Смешанные дислокации - *Mixed Dislocation*:

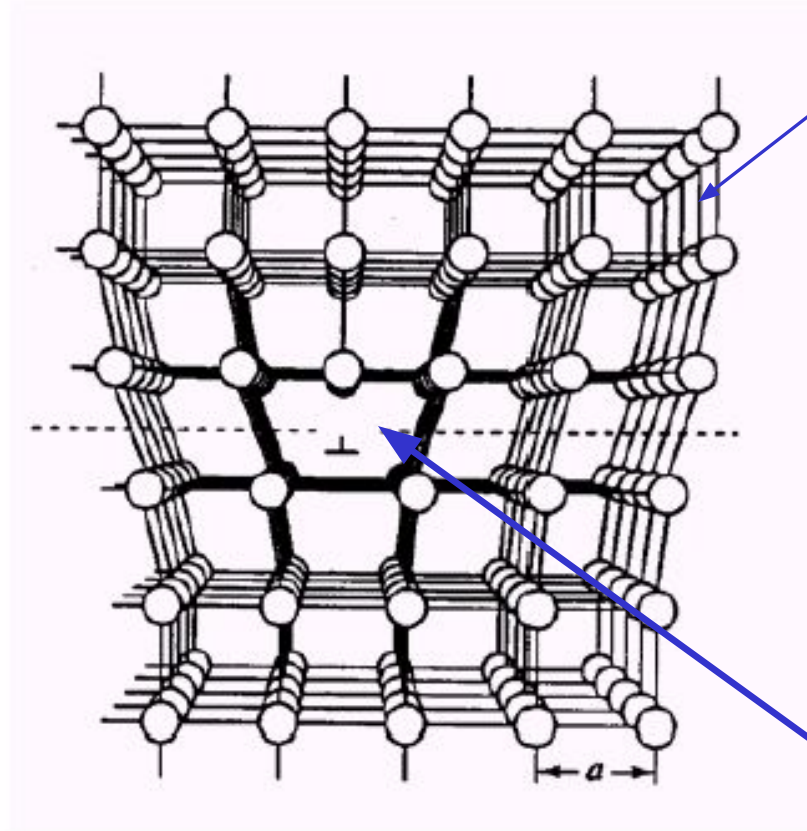
Some edge, some screw nature

Геометрия дислокаций



Создание напряженного состояния в месте внедрения дополнительной полуплоскости

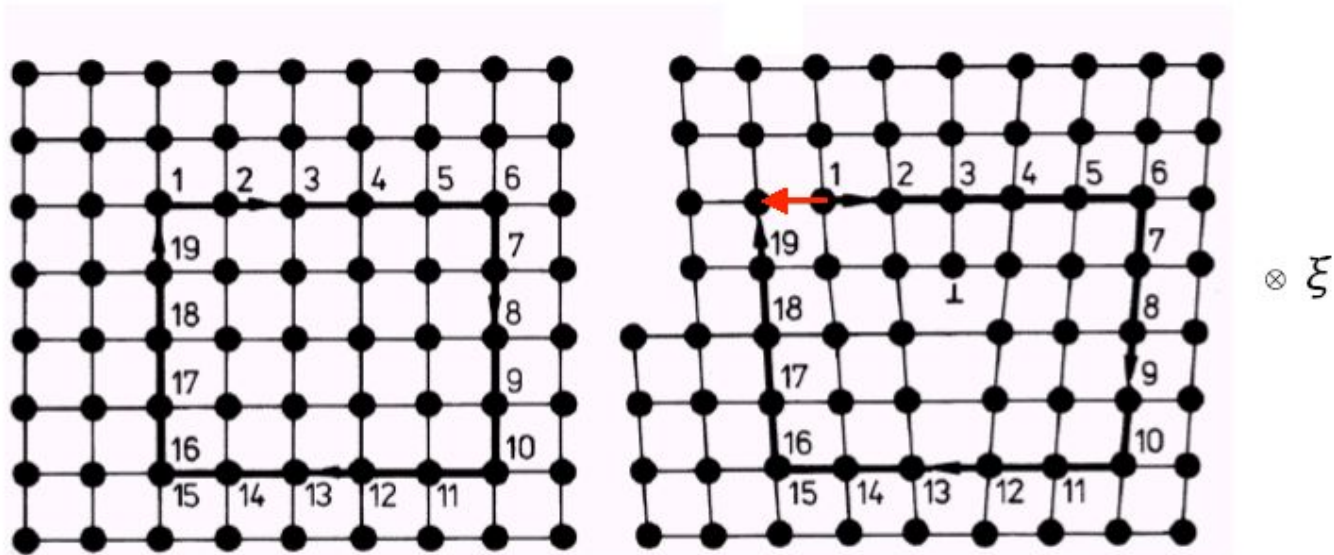
Краевая дислокация



*Слабые, упругие
искажения идеальной
решетки - «хороший
материал» -
линейная теория
упругости*

*Ядро дислокации (??)
- сильные искажения решетки*

Контур Бюргерса



Вектор Бюргерса \mathbf{b} 19

$\mathbf{b} \perp \zeta$

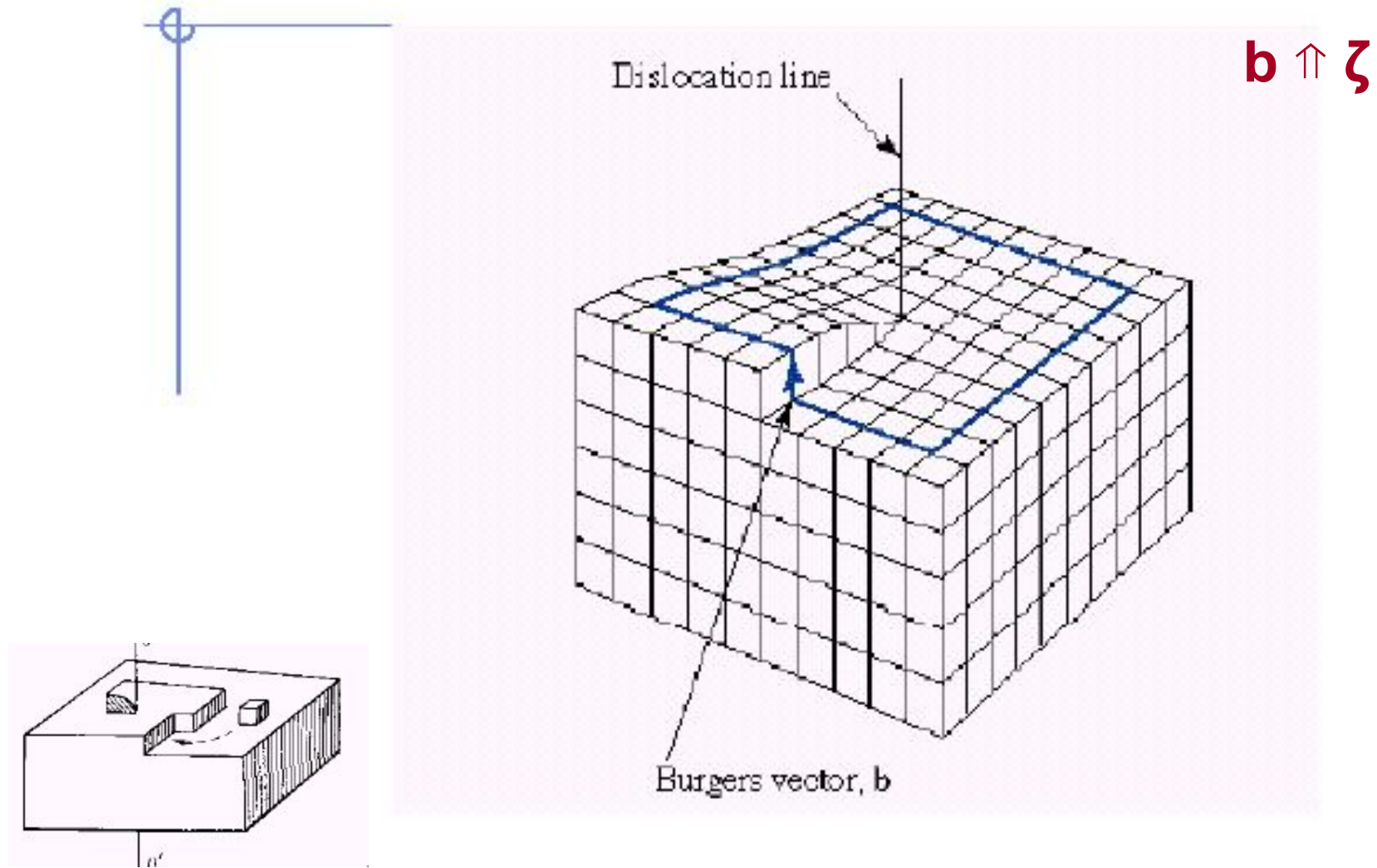
Вектора \mathbf{b} и ζ определяют плоскость скольжения

Определение дислокации:

Дислокацией называется линейный дефект решетки, для которого контур Бюргерса имеет отличную от нуля невязку.

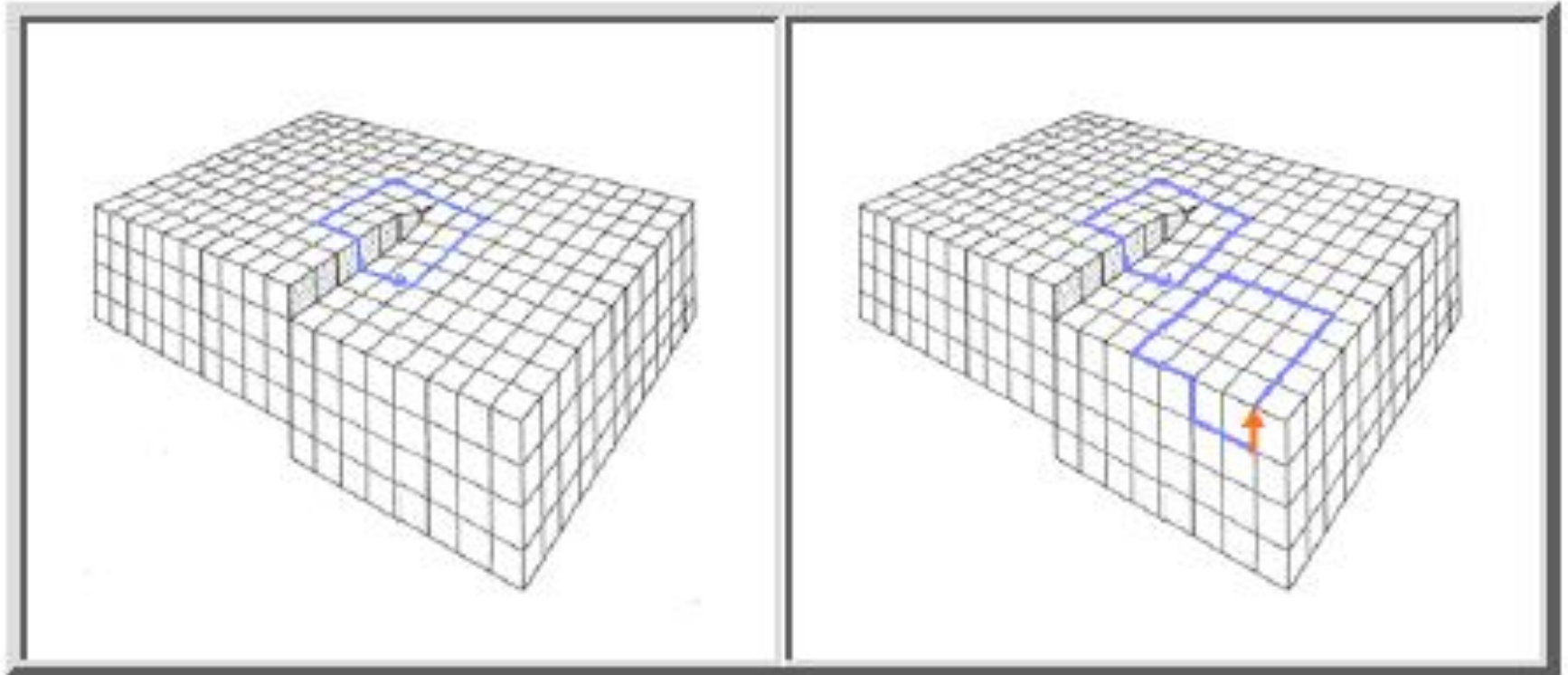
* Обратное утверждение не имеет силы: контур Бюргерса может быть замкнутым, но тем не менее содержать несколько дислокаций, суммарный вектор Бюргерса которых равен нулю.

Винтовая дислокация (1)

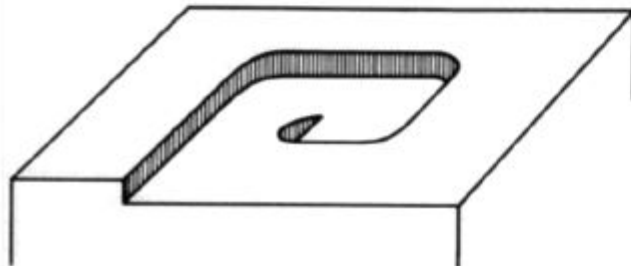
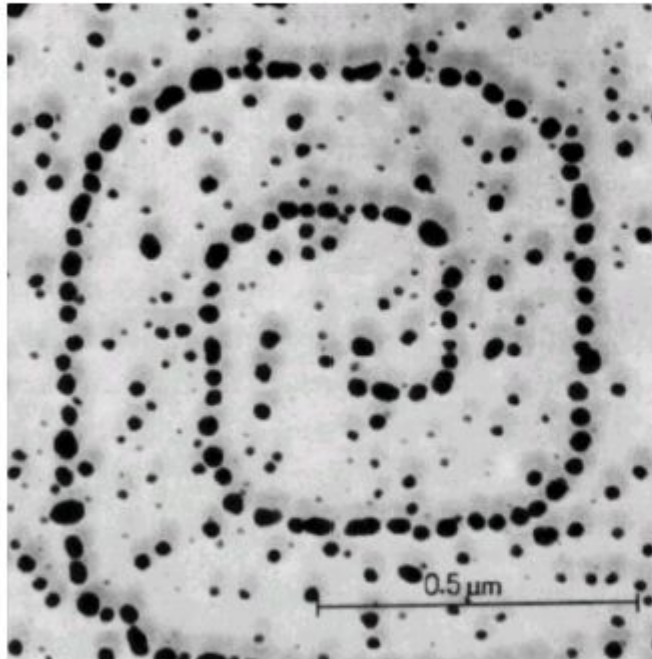


Спиральный рост кристаллов

Винтовая дислокация (2)



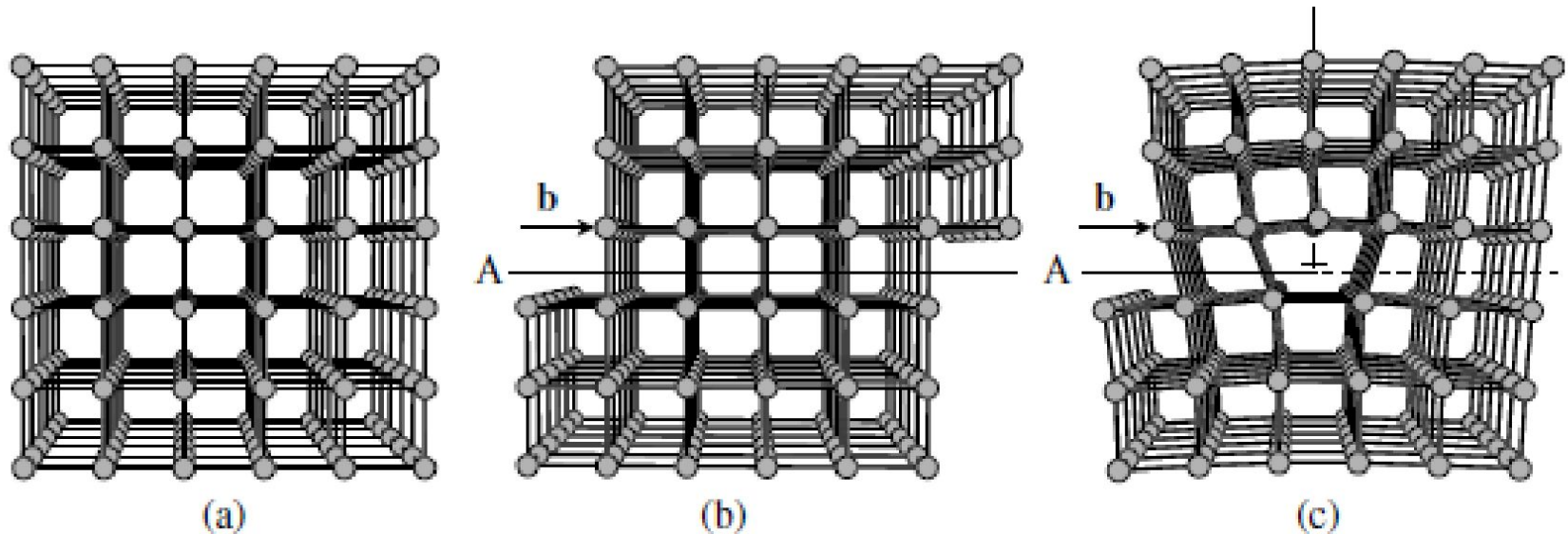
Growth spirals



Decoration of a spiral monoatomic step on a KBr surface by evaporation of Ag. The growth spiral is caused by the presence of a screw dislocation.

[Bethge *et al.* 1987]

Получение дислокации сдвигом в плоскости скольжения



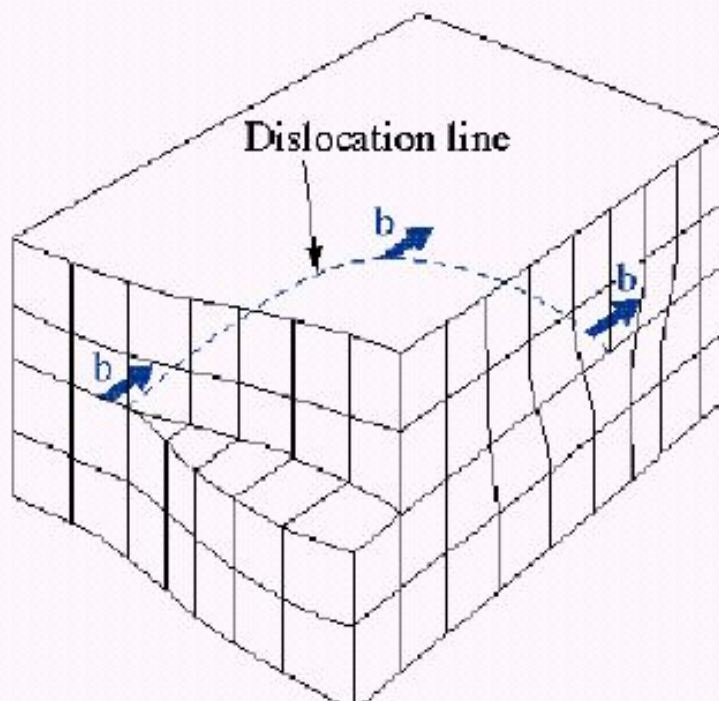
(a) *Perfect simple-cubic crystal.*

(b) *Displacement of two half-crystals along cut plane A by lattice vector \mathbf{b} results in two surface steps but does not alter the atomic structure inside the crystal.*

(c) *The same "cut-and-slip" procedure limited to a part of cut plane A introduces an edge dislocation \perp .*

Смешанная дислокация

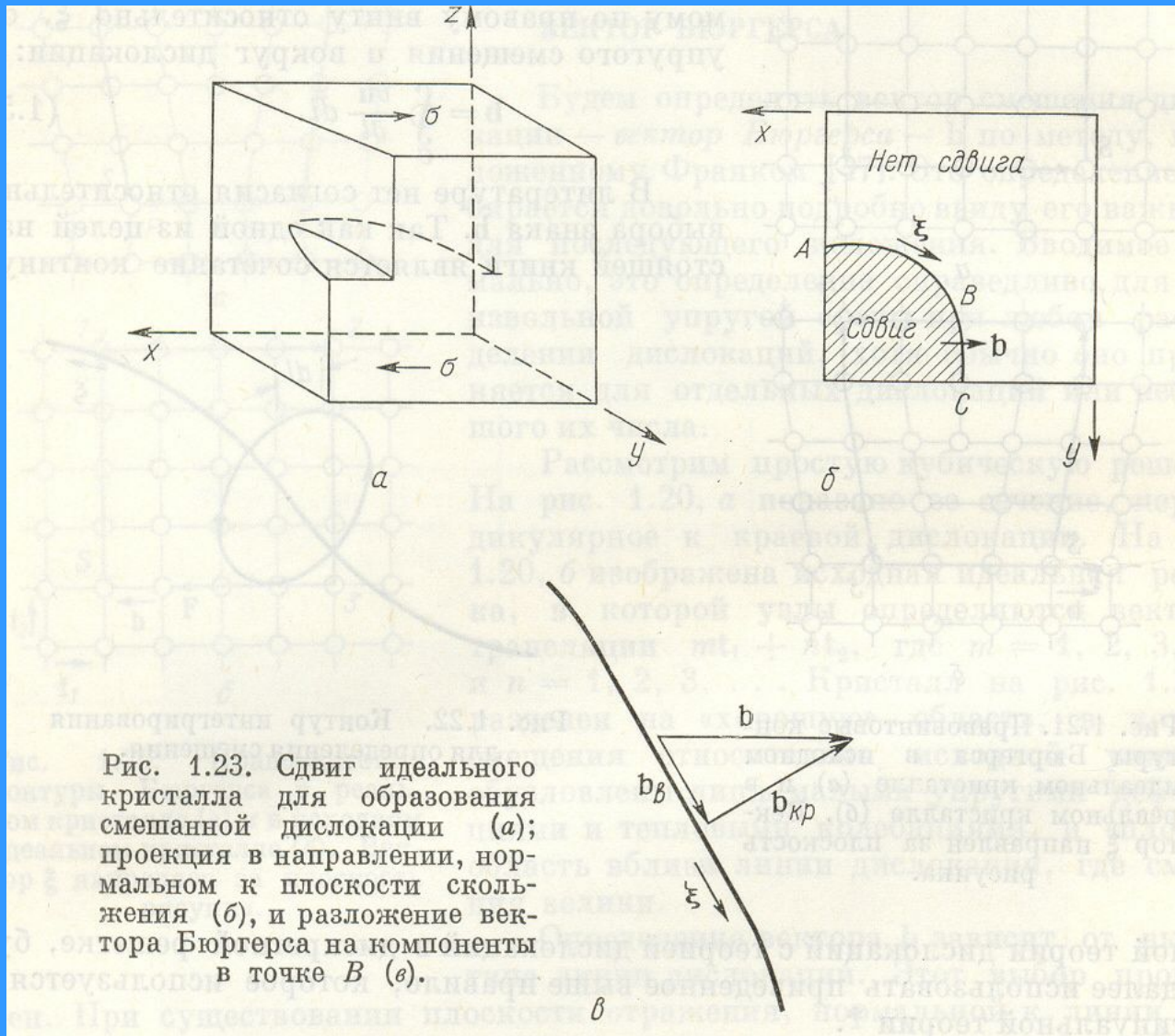
Сдвиг в плоскости скольжения



По определению вектор Бюргерса b инвариантен вдоль дислокации, хотя дислокация непрерывно меняется от винтовой до краевой

Некоторые важные свойства дислокаций не зависят от конкретной атомной структуры кристалла. Они присущи также дислокациям в непрерывной упругой среде и определяются двумя независимыми векторами — единичным вектором l , касательным к линии дислокации, который задает ее направление в каждой точке, и вектором Бюргерса b , являющимся мерой искажения среды вблизи дислокации. В то время как дислокация может быть кривой, так что при движении вдоль нее вектор l непрерывно изменяет свое направление, вектор b при этом остается постоянным. С инвариантностью вектора b связан своеобразный механизм размножения дислокаций.

Разложение вектора Бюргерса на составляющие для смешанной дислокации



Описание смешанной дислокации

Эта дислокация непрерывна внутри кристалла и охватывает область скольжения. Согласно определению, вектор Бюргерса \mathbf{b} инвариантен вдоль дислокации, хотя дислокация непрерывно меняется от винтовой в точке A до краевой в точке C . В точке B дислокация является промежуточной между чисто краевой и чисто винтовой и называется поэтому *смешанной*. Как показано на рис. 1.23, \mathbf{b} , ее вектор Бюргерса может быть разложен на винтовую компоненту

$$\mathbf{b}_v = (\mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\xi}) \boldsymbol{\xi} \quad (1.6)$$

и краевую компоненту

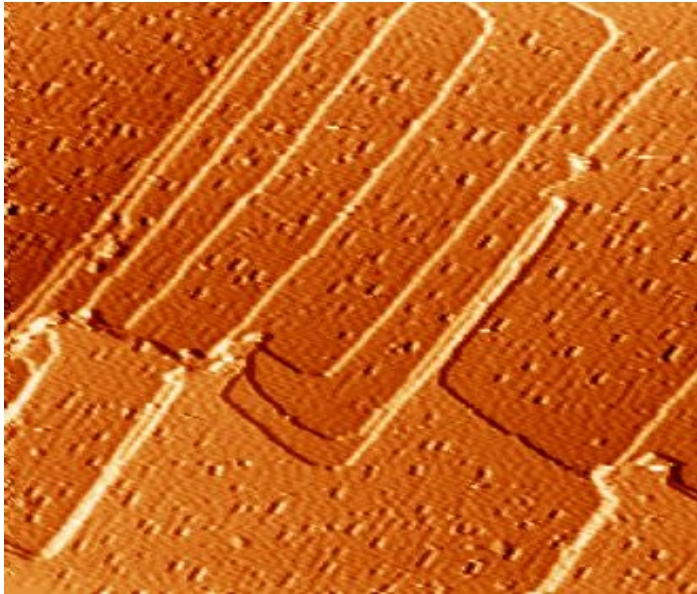
$$\mathbf{b}_{кр} = [(\mathbf{b} \times \boldsymbol{\xi}) \cdot \mathbf{e}] (\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{e}), \quad (1.7)$$

где \mathbf{e} представляет собой единичный вектор нормали к плоскости скольжения, определяемый соотношением

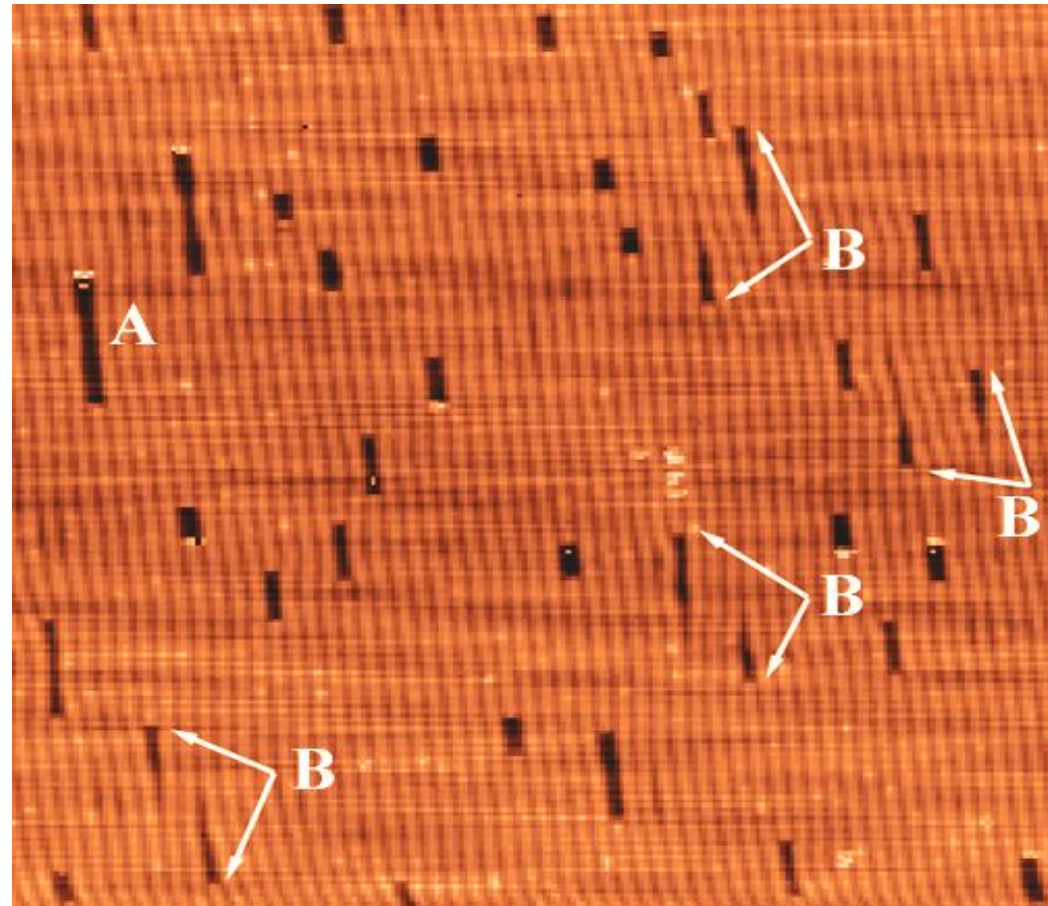
$$\mathbf{e} = \frac{\mathbf{b} \times \boldsymbol{\xi}}{|\mathbf{b} \times \boldsymbol{\xi}|}. \quad (1.8)$$

Dislocations

Screw dislocation



Edge dislocation



Поверхностные дислокации в слое Au(100). Подобно поверхности Pt(100), описанной в разделе 7.3.1., реконструированная поверхность Au(100) состоит из плотноупакованного квазигексагонального атомного слоя, расположенного поверх слоев Au(100), в которых атомы образуют квадратную решетку. Реконструированная поверхность имеет периодичность $5 \times n$ ($n \simeq 25$) и выглядит на СТМ изображениях в виде рядов, ширина которых соответствует короткому периоду ($14,4 \text{ \AA}$) реконструкции. Ряды бегут вдоль направления $\langle 011 \rangle$ подложки. Верхний слой атомов относительно слабо связан с нижележащими слоями.

Если поверхность Au(100) подвергнуть малой дозе ($\sim 0,05 \text{ МС}$) бомбардировки ионами Ag^+ с энергией 600 эВ при температуре 300 К , на ней образуются дефекты двух типов (рис. 9.21).

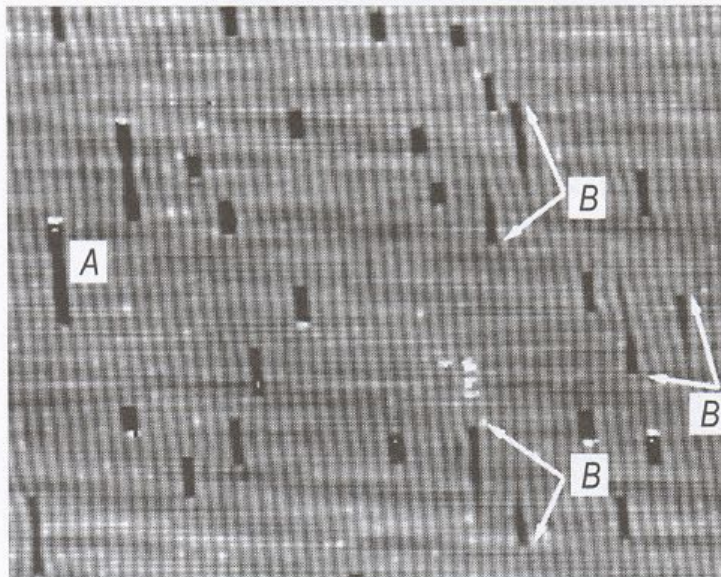


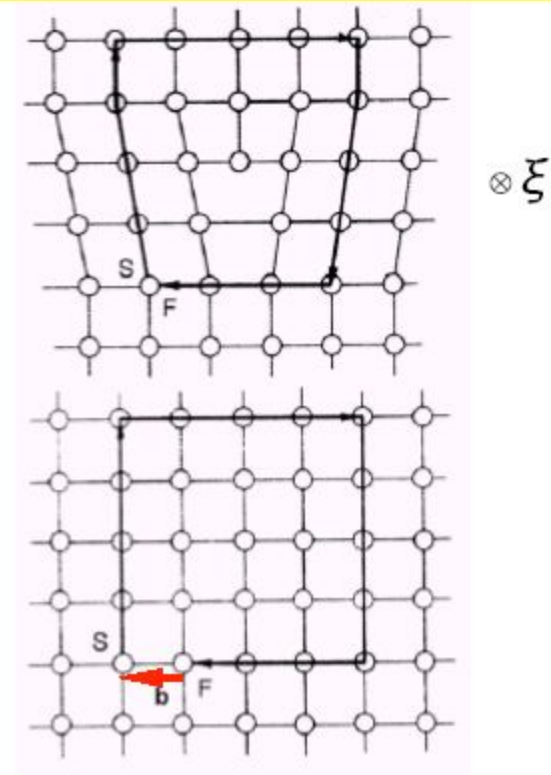
Рис. 9.21. СТМ изображение ($830 \times 830 \text{ \AA}^2$) поверхности Au(100) после бомбардировки $0,05 \text{ МС}$ ионов Ag^+ с энергией 600 эВ . Видны два типа дефектов: впадины (A) и индивидуальные 2D дислокации (B). Последние существуют парами, как это помечено стрелками [9.13])

Свойства вектора Бюргерса

- Sign of the Burgers vector depends on the sense of a dislocation line; not unambiguous
- **FS/RH rule** by Hirth, Lothe
- $\mathbf{b} \perp \boldsymbol{\xi}$ for edge dislocation, $\mathbf{b} \parallel \boldsymbol{\xi}$ for screw.
- $\mathbf{b} = \mathbf{0}$ for point defects.
- Dislocations with \mathbf{b} and $-\mathbf{b}$ are different (alternatively with equal \mathbf{b} and opposite $\boldsymbol{\xi}$).

Finish-start/ right hand

$$\mathbf{b} = \mathbf{r}_N - \mathbf{r}_0 = \sum_{i=1}^N \Delta \mathbf{u}_i.$$

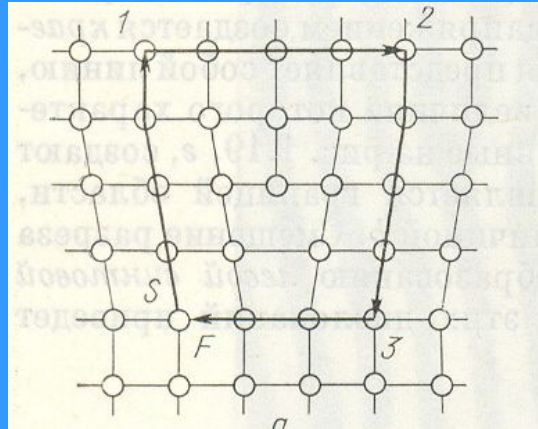


FS/RH circuits in a real and a perfect reference crystal. $\boldsymbol{\xi}$ points the drawing plane.

[Hirth, Lothe 1982]

К определению вектора Бюргерса (1)

Перемена направления вектора ξ на противоположное одновременно меняет направление вектора Бюргерса \mathbf{b}



$\otimes \xi$

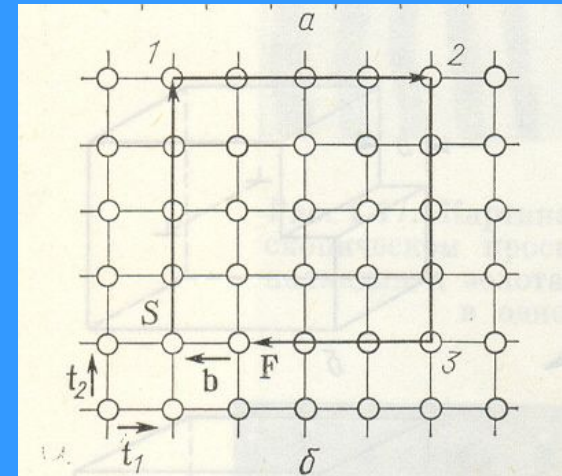


Рис. 1.20. Правовинтовые контуры Бюргерса в реальном кристалле (а) и в исходном идеальном кристалле (б). Вектор ξ направлен за плоскость рисунка.

Вектор \mathbf{b} теперь определяется способом, показанным на рисунке. Принято, что положительное направление ξ уходит за плоскость рисунка. Прежде всего образуем в реальном кристалле замкнутый (по часовой стрелке) контур Бюргерса $S - 1 - 2 - 3 - F$, который целиком лежит в хорошем материале и охватывает дислокацию (см. рис. 1.20, а). Затем построим тот же самый контур в исходной идеальной решетке (см. рис. 1.20, б). Вектор, который надо провести от конца F к началу S , чтобы замкнуть контур (см. рис. 1.20, б), называется *действительным вектором Бюргерса* \mathbf{b} . Так как обход контура выбран по правилу правого винта (ПВ), этот способ определения вектора \mathbf{b} называется *правилом «конец — начало по правому винту»* [48].

К определению вектора Бюргера (2)

Заметим, что для согласования приведенных выше определений локальный вектор Бюргера также должен определяться по правилу «начало — конец по правому венту». Эквивалентное определение локального вектора Бюргера дается, как показано на рис. 1.22, интегралом по замкнутому контуру, обходимому по правому венту относительно ξ , от упругого смещения u вокруг дислокации:

(1.5)

$$\mathbf{b} = \oint_C \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial l} dl,$$

$$\int_C du = b$$

⊗ ξ

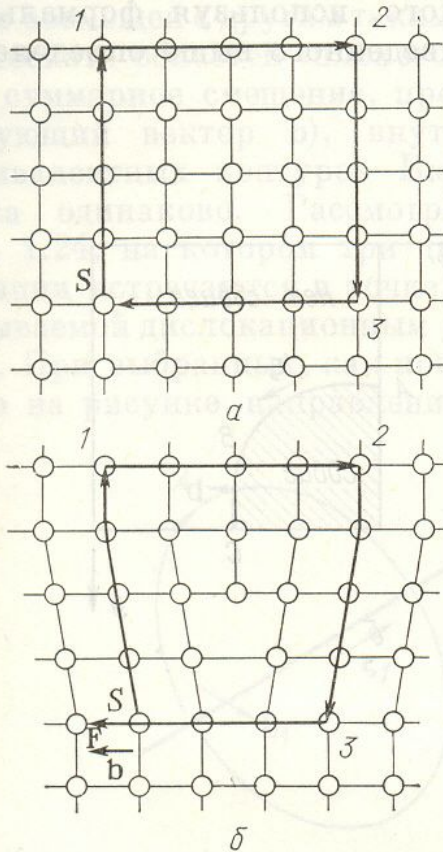


Рис. 1.21. Правовинтовые контуры Бюргера в исходном идеальном кристалле (а) и в реальном кристалле (б). Вектор ξ направлен за плоскость рисунка.

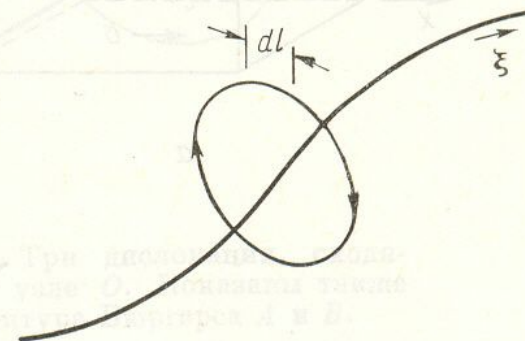


Рис. 1.22. Контур интегрирования для определения смещения.

u - вектор смещения

Вектор Бюргерса является аксиальным

Как видно, знак \mathbf{b} зависит от направления обхода по контуру Бюргерса, а оно, в свою очередь, определено однозначно только, если задано направление обхода вдоль линии дислокации, т. е. единичный вектор касательной к линии дислокации \mathbf{l} . Будем всегда считать, что вектор \mathbf{l} направлен за плоскость чертежа, что изображено на рис 18, б значком \otimes . Если изменить направление обхода вдоль дислокации, т. е. знак вектора \mathbf{l} , и повторить построение, изменится, очевидно, и направление \mathbf{b} на противоположное. Как известно, вектор, знак которого зависит от направления некоторого обхода, называется аксиальным (в отличие от полярного вектора, не связанного таким условием). *Вектор Бюргерса* (подобно вектору напряженности магнитного поля) является аксиальным.

Свойства дислокаций

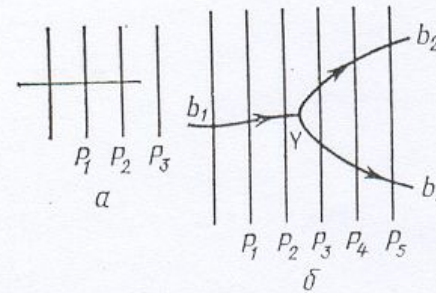
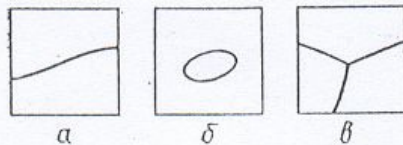
Дислокационная линия **не может** закончиться внутри кристалла, а только

- на его поверхности
- на внутренней границе раздела (на границах зерен)
- в дислокационном узле
- с образованием дислокационной петли

Свойства дислокаций

1. Вектор Бюргера остается постоянным при движении вдоль дислокации. В самом деле, любые два контура C_1 и C_2 , охватывающие дислокацию, различаются контуром, который ее не охватывает и поэтому имеет нулевую невязку. Следовательно, у контуров C_1 и C_2 невязка одинаковая.

2. Дислокация не может обрываться в кристалле. Она может лишь выходить на поверхность кристалла, замы-



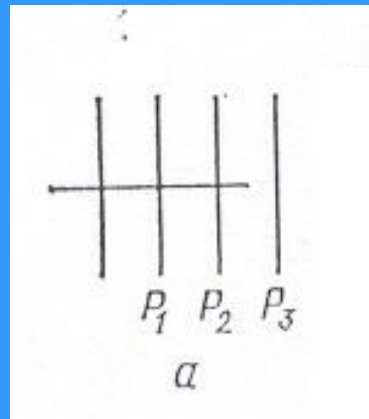
19. Дислокация выходит на поверхность кристалла (а), образует замкнутую петлю (б) или разветвляется (в)

20. Запрещенный обрыв дислокации в кристалле (а). Сохранение вектора Бюргера в точке разветвления дислокации (б)

$$\sum b_i = 0$$

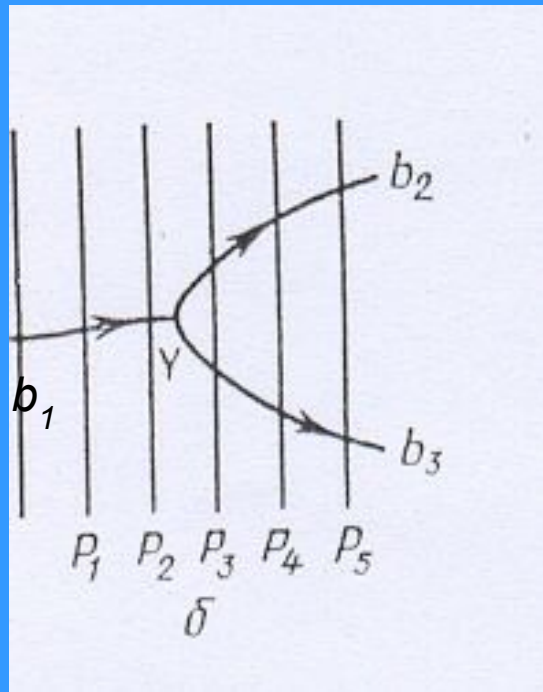
каться самое на себя либо разветвляться на несколько дислокаций, образующих узел (рис. 19). Векторы Бюргера b_i дислокаций, выходящих из узла, удовлетворяют условию

$$\sum_i b_i = 0. \quad (13.1)$$



Для доказательства этого утверждения предполо-

жим, что справедливо обратное. Дислокация пересекает плоскости P_1 и P_2 (рис. 20, а) и обрывается между плоскостями P_2 и P_3 . Построим контур Бюргерса в плоскости P_2 (рис. 18, б). По определению он имеет невязку b . Перенесем теперь этот контур Бюргерса атом за атомом в соседнюю плоскость P_3 . Поскольку каждый атом в плоскости P_2 имеет справа в плоскости P_3 одного и только одного соседа, в плоскости P_3 получим точно такой же контур с таким же количеством шагов и с такой же невязкой $A'A$. Но по предположению дислокация не пересекает плоскости P_3 , т. е. контур Бюргерса в этой плоскости не имеет невязки, что противоречит нашему построению. Следовательно, предположение об обрыве дислокации невозможно.



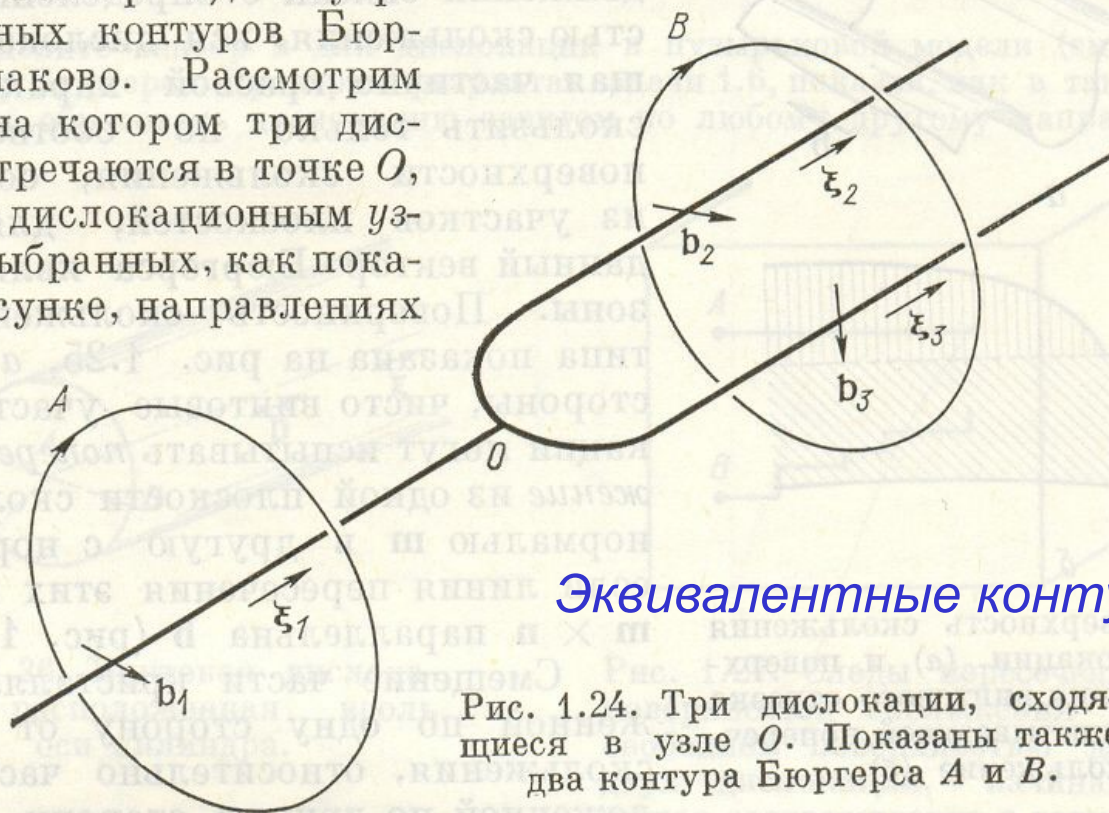
Для доказательства соотношения (13.1) рассмотрим узел дислокации Y , расположенный между плоскостями P_2 и P_3 (рис. 20, б). Направление обхода дислокаций 1, 2, 3 указано стрелками, векторы Бюргерса равны при этом b_1, b_2, b_3 . Построим контур Бюргерса в плоскости P_2 . Его невязка равна по определению b_1 . Переместим этот контур последовательно в плоскости P_3, P_4, P_5, \dots , расширяя его в случае надобности, чтобы он всюду проходил по хорошему материалу. Как показано выше, его невязка при этом сохраняется равной b_1 , хотя контур теперь охватывает две дислокации 2 и 3. Разделим теперь площадь, охватываемую контуром в плоскости P_5 , на две части так, чтобы через одну часть проходила дислокация 2, а через другую — дислокация 3. Невязка контура, охватывающего первую часть площади, равна b_2 , а для второй — b_3 . Следовательно, невязка полного контура, охватывающего обе дислокации, с одной стороны, равна $b_2 + b_3$, а с другой стороны, она равна b_1 . Таким образом,

$$b_1 = b_2 + b_3. \quad (13.2)$$

Чтобы исключить неравноправность дислокации 1 в отношении направления обхода, изменим его на обратное. Соответственно изменится знак вектора Бюргерса b_1 . Теперь все дислокации выходят из узла Y и из (13.2) следует (13.1).

$$\sum b_i = 0$$

Введем понятие об эквивалентных контурах Бюргерса. Ими называют два контура, один из которых путем деформации или трансляции может быть совмещен с другим таким образом, что в процессе совмещения он не будет пересекать областей «плохого» материала. Из предыдущего раздела следует, что суммарное смещение, произведенное всеми дислокациями (т. е. результирующий вектор \mathbf{b}), внутри эквивалентных контуров Бюргерса одинаково. Рассмотрим рис. 1.24, на котором три дислокации встречаются в точке O , называемой дислокационным узлом. При выбранных, как показано на рисунке, направлениях

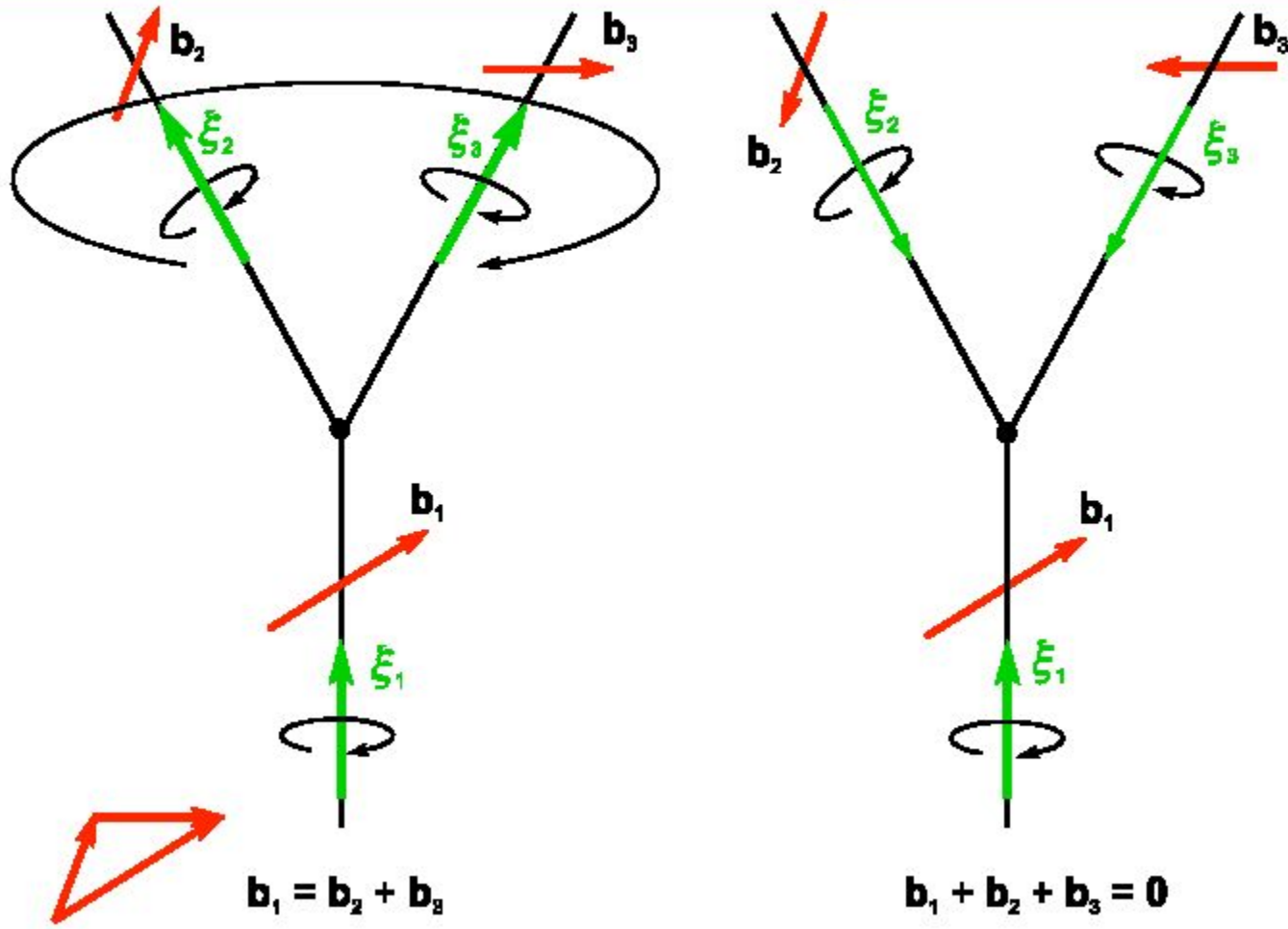


Эквивалентные контуры Бюргерса

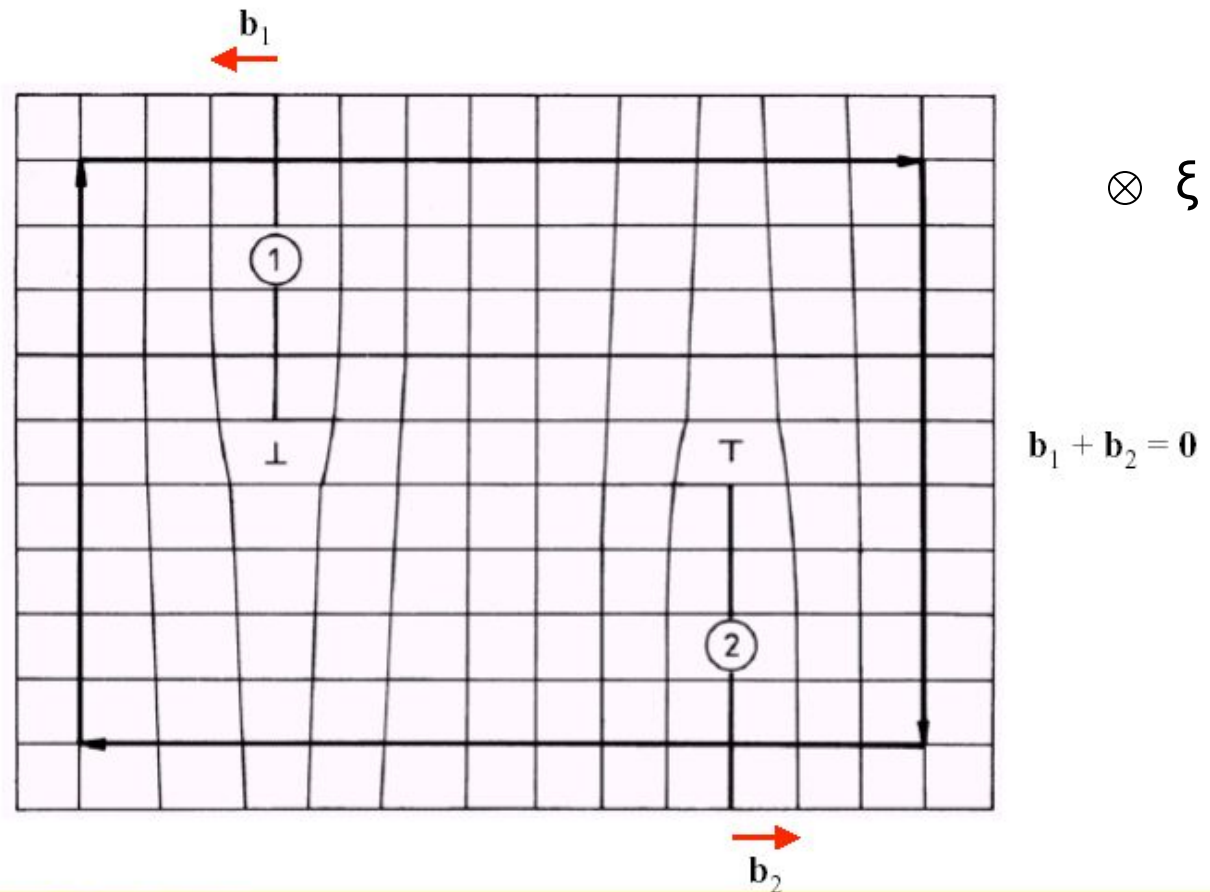
Рис. 1.24. Три дислокации, сходящиеся в узле O . Показаны также два контура Бюргерса A и B .

векторов ξ_i A и B являются эквивалентными контурами Бюргерса. Следовательно, $\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3$. Если направление ξ_1 изменить на противоположное, \mathbf{b}_1 тоже поменяет знак в соответствии с аксиомой 1.1 и тогда будет справедливо соотношение $\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3 = 0$. Отсюда вытекает следующая аксиома.

Dislocation node



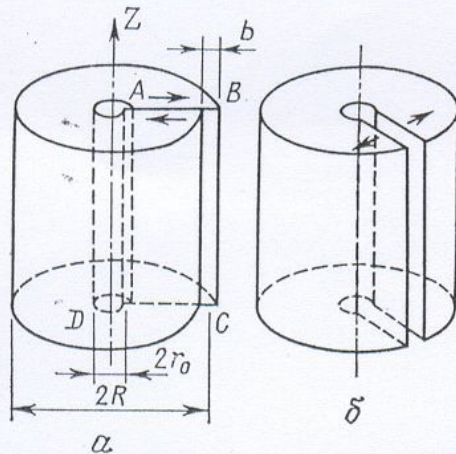
Annihilation of dislocations with opposite Burgers vectors



Дислокации в непрерывной упругой среде

Как видно из рис. 18 и 21, вокруг дислокации кристаллическая решетка искажена, причем деформация убывает по мере удаления от ядра и вне ядра настолько мала, что может быть вычислена в приближении линейной теории упругости. Такая задача была решена Вольтерра

еще в 1907 г. Мы ее рассмотрим в следующем простом варианте, пренебрегая краевыми эффектами. Дан цилиндр радиусом R (рис. 22, a). Вырежем из него коаксиальный цилиндр радиусом $r_0 \ll R$. Проведем плоский разрез $ABCD$, проходящий через ось цилиндра, сдвинем левый берег разреза относительно правого вдоль радиуса R на расстояние b (для чего к ним надо приложить силу), склеим берега раз-

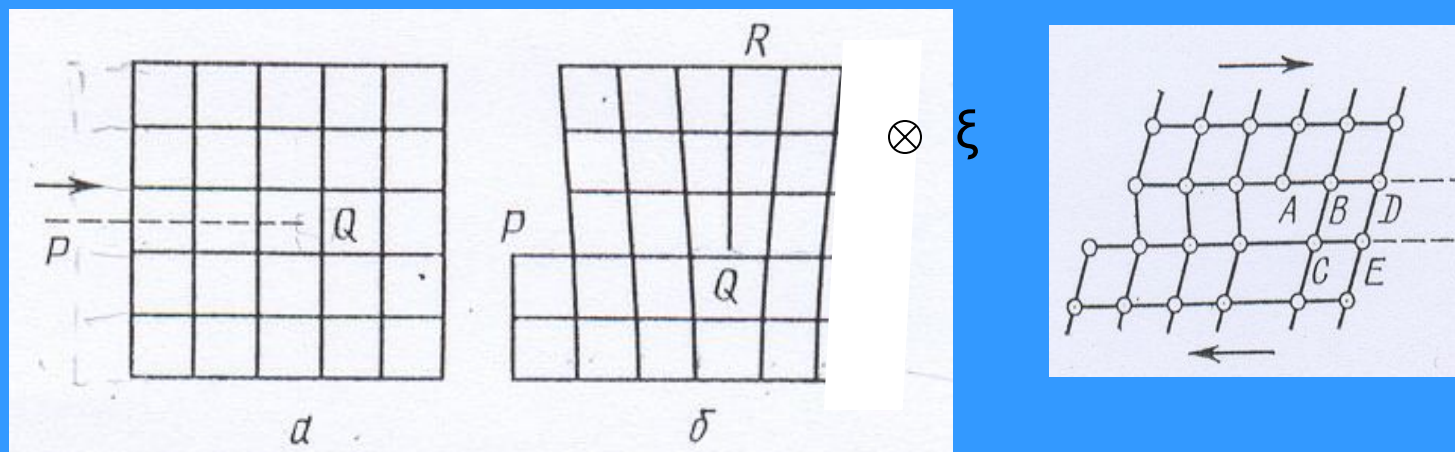


22. Образование краевой дислокации в непрерывной упругой среде

реза и снимем приложенную силу. В результате в цилиндре возникнет такое же напряженное состояние, как в кристалле с краевой дислокацией*. Действительно,

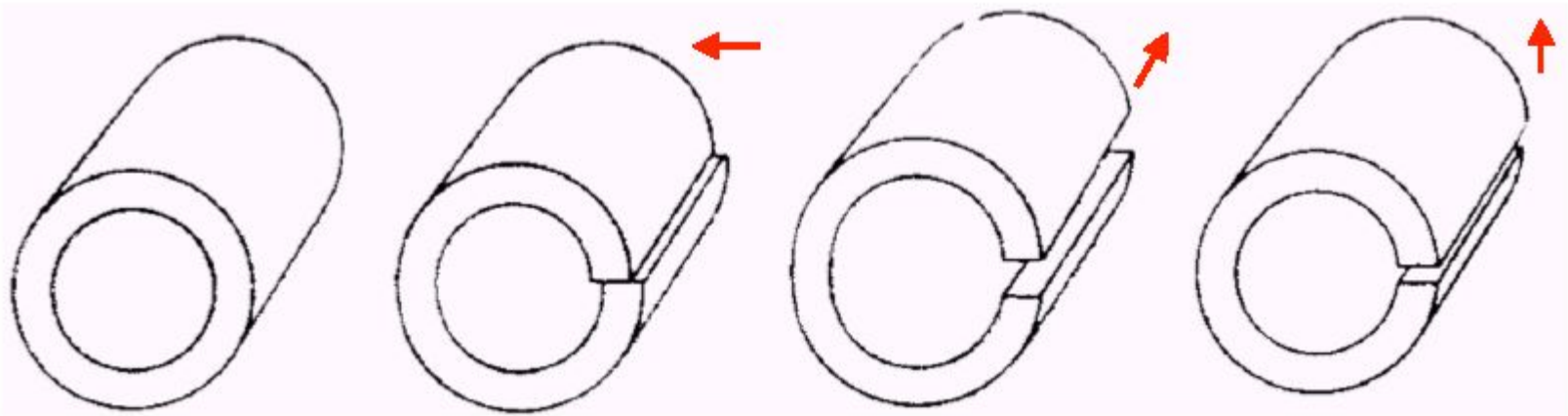
Построение
Вольтерра

Образование краевой дислокации в кристалле



представленный на рис. 18, б кристалл с экстраплоскостью CA можно приготовить только что описанным способом (рис. 23, а). Представим для простоты кристалл состоящим из правильно расположенных атомов-шариков, соединенных локализованными «межатомными связями» — черточками (об условности этой схемы говорилось в § 3). Разрезу по полуплоскости PQ отвечает разрыв всех межатомных связей, пересекающих эту полуплоскость. Если теперь сдвинуть верхнюю половину кристалла относительно нижней на b и воссоединить оказавшиеся друг против друга связи, возникнет конфигурация, показанная на рис. 23, б. Вдоль прямой Q останется ряд «ненасыщенных» связей — край экстраплоскости. Такой же ряд P возникает на поверхности кристалла.

Построение дислокаций по Вольтерра



Deformations creating dislocations in the elastic continuum

[Kovács:73]

Построение дислокаций по Вольтерра

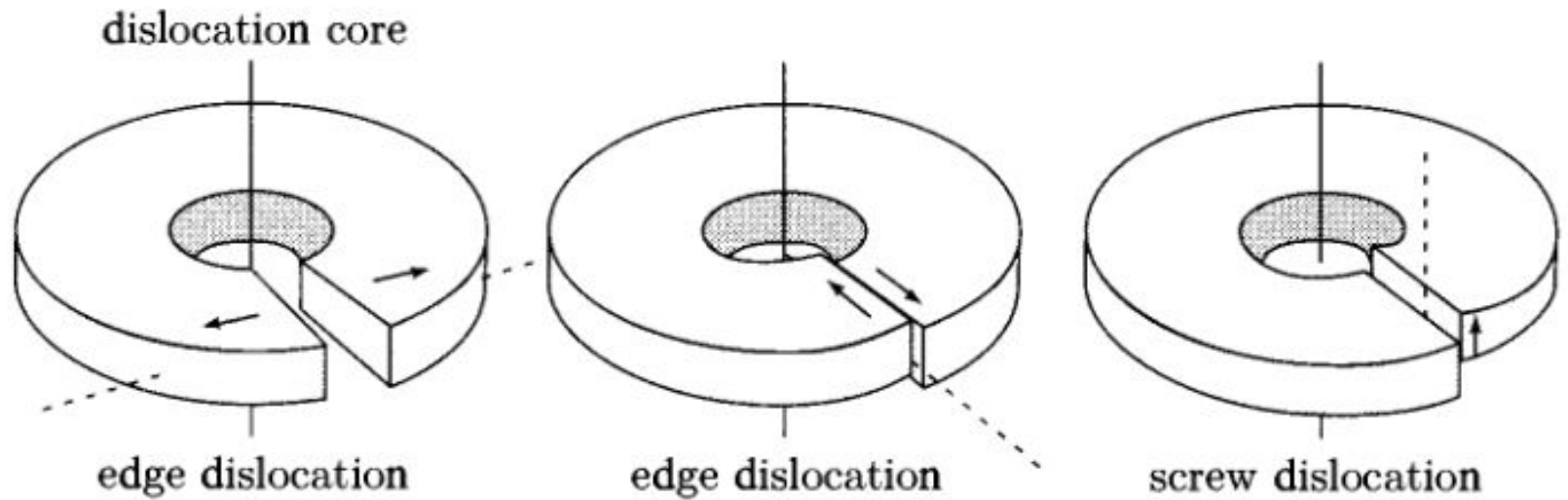


Fig. 9.2.13. The Volterra construction for edge and screw dislocations.

Образование дислокационных петель

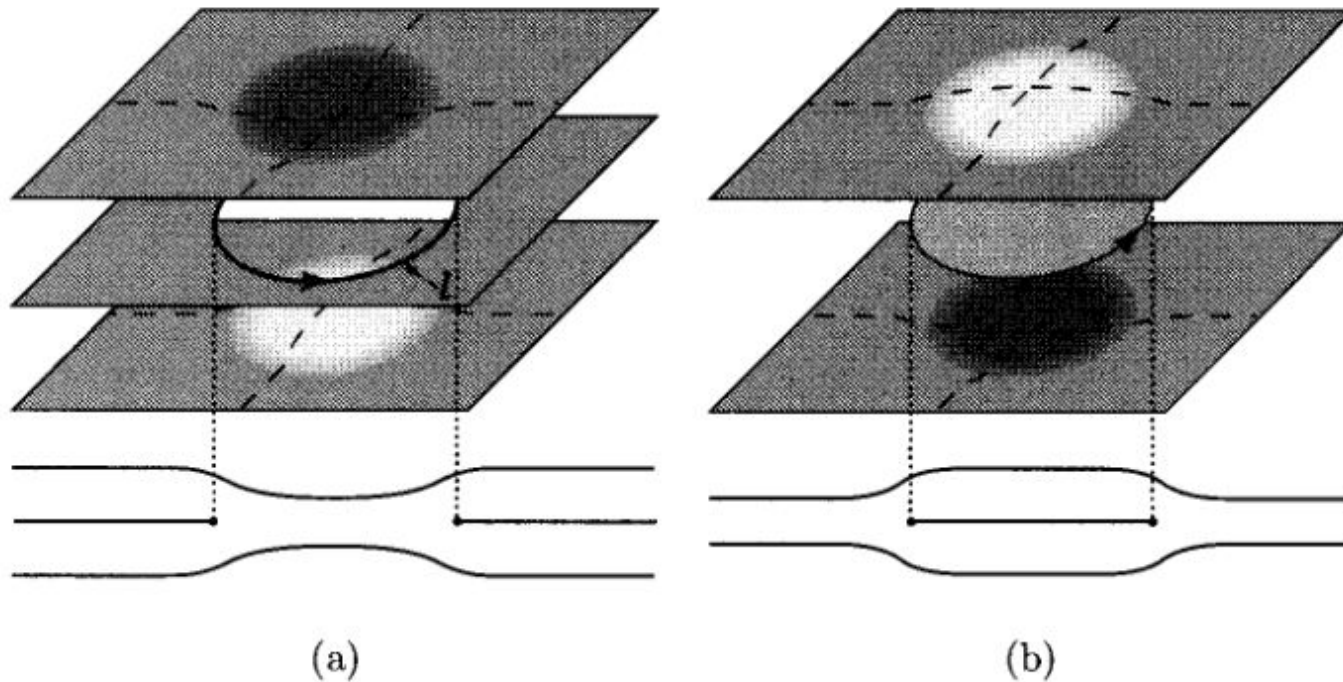


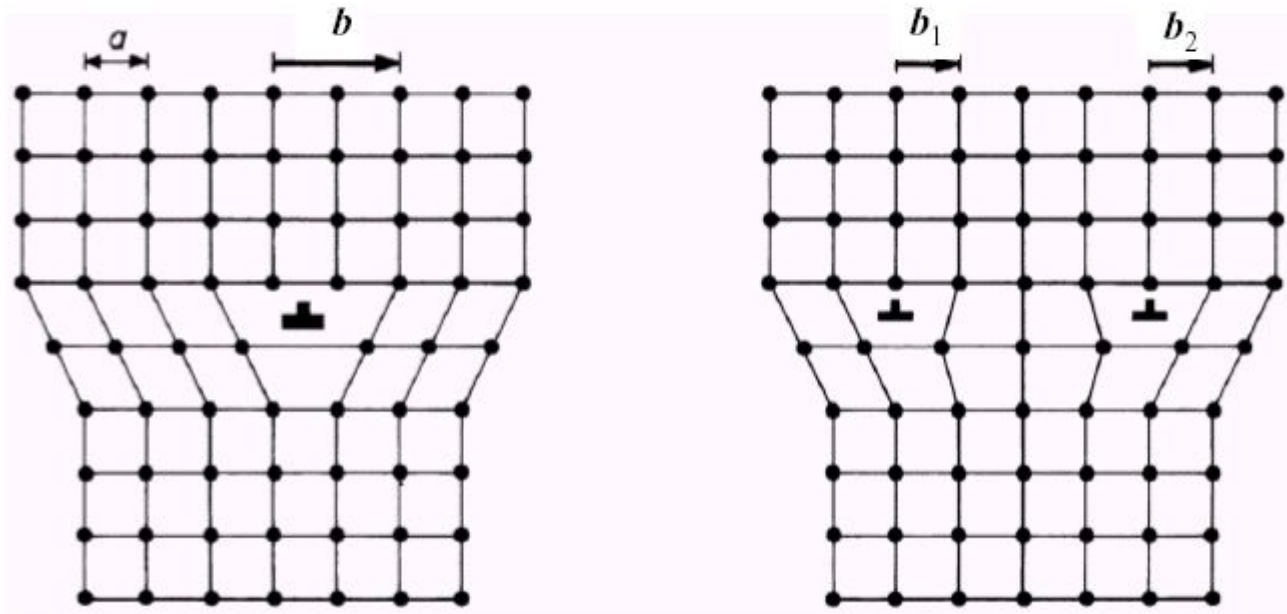
Fig. 9.2.7. Edge dislocation loops. (a) A $+d$ loop corresponding to removal of matter from interior of loop. (b) A $-d$ loop corresponding to insertion of a layer inside loop.

Диссоциация дислокаций

Energy criterion for the dissociation into partial dislocations

$$E_{\text{el}} \approx \alpha G b^2$$

Задача линейной
теории упругости

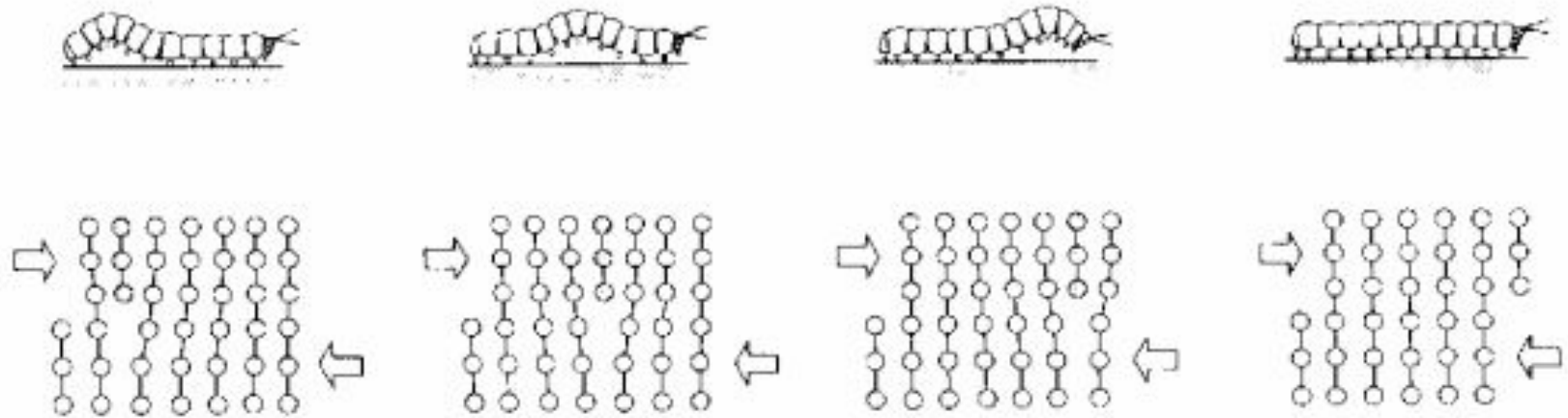


*Движение дислокаций является
основным механизмом пластической
деформации кристаллов*

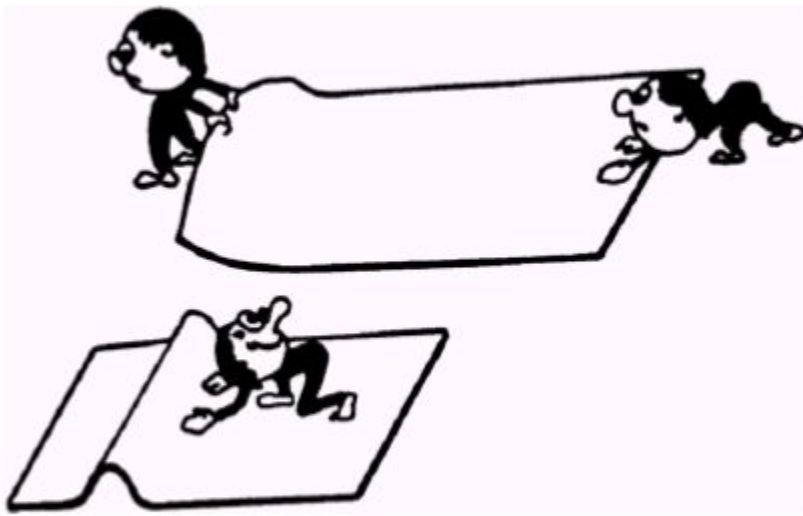
исключения: нитевидные кристаллы, углеродные нанотрубки

**Plastic deformation proceeds - atomic step by
atomic step - by the
generation and movement of dislocations**

- *Dislocations make slip 1000 times easier, which is why metals deform easily*
- *Slip of atom planes over each other due to deformation occurs one atom row at a time, analogous to caterpillar motion or moving a pile of bricks one at a time*



Dislocation concept



[E. Weber]

Распространение одиночной волны - солитон

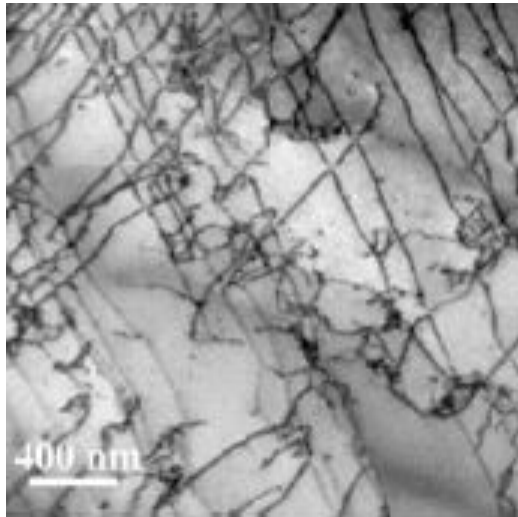
“ Изобретение “ дислокаций

Exactly *why* metals could be plastically deformed, and *why* the plastic deformation properties could be changed to a very large degree by forging (and magic?) without changing the chemical composition, was a mystery for thousands of years.

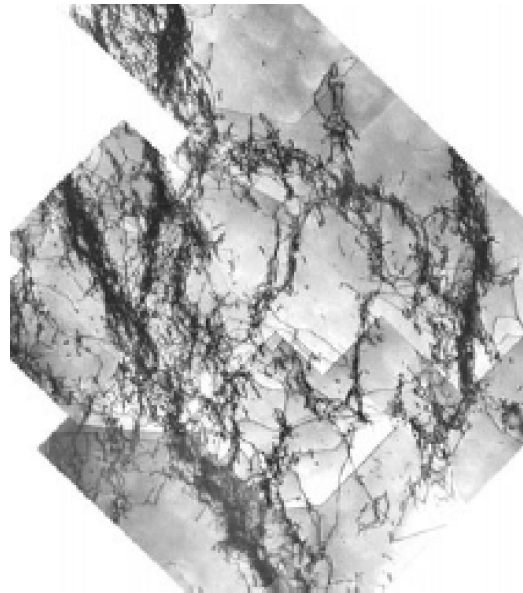
- No explanation was offered before 1934, when **Taylor**, **Orowan** and **Polyani** discovered (or invented?) independently the **dislocation**.

TEM - 1949 (!)

transmission electron microscopy



(a)



(b)

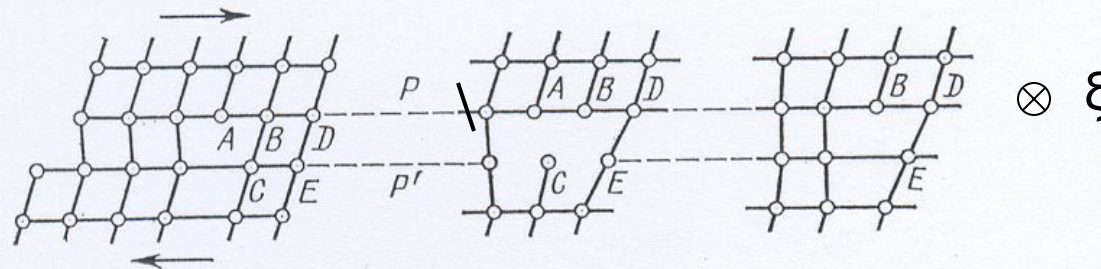
(a) TEM picture of dislocation structure in single crystal BCC molybdenum deformed at temperature 278K.

(b) Dislocations formed bundles (braids) in single crystal copper deformed at 77K.

Движение дислокаций как механизм пластической деформации

$$\sigma = 10^{-4} G$$

Между тем, на опыте при оптическом увеличении следы скольжения наблюдаются уже при $\sigma = 10^{-4} G$. Как от-



25. Взаимное соскальзывание атомных плоскостей $P P'$ при прохождении дислокации

мечено в § 1, большое расхождение между теоретической и экспериментальной прочностью на сдвиг послужило основой гипотезы о существовании в реальных кристаллах дислокаций. Действительно, как видно из рис. 25, для перемещения дислокации A в упругодеформированном кристалле не требуется разрывать одновременно все межатомные связи между плоскостями P и P' , а достаточно разорвать лишь связи вдоль ряда BC и воссоединить связи AC . Для такого разрыва в ядре дислокации, где решетка уже сильно искажена, достаточно внешнего приложенного напряжения, которое (см. § 20) на несколько порядков меньше, чем σ_{th} . На следующем этапе разрываются связи DE и т. д., пока сдвиг не дойдет до края кристалла. Вышедшая из кристалла дислокация создает на поверхности ступень-

Образование ступенек скольжения

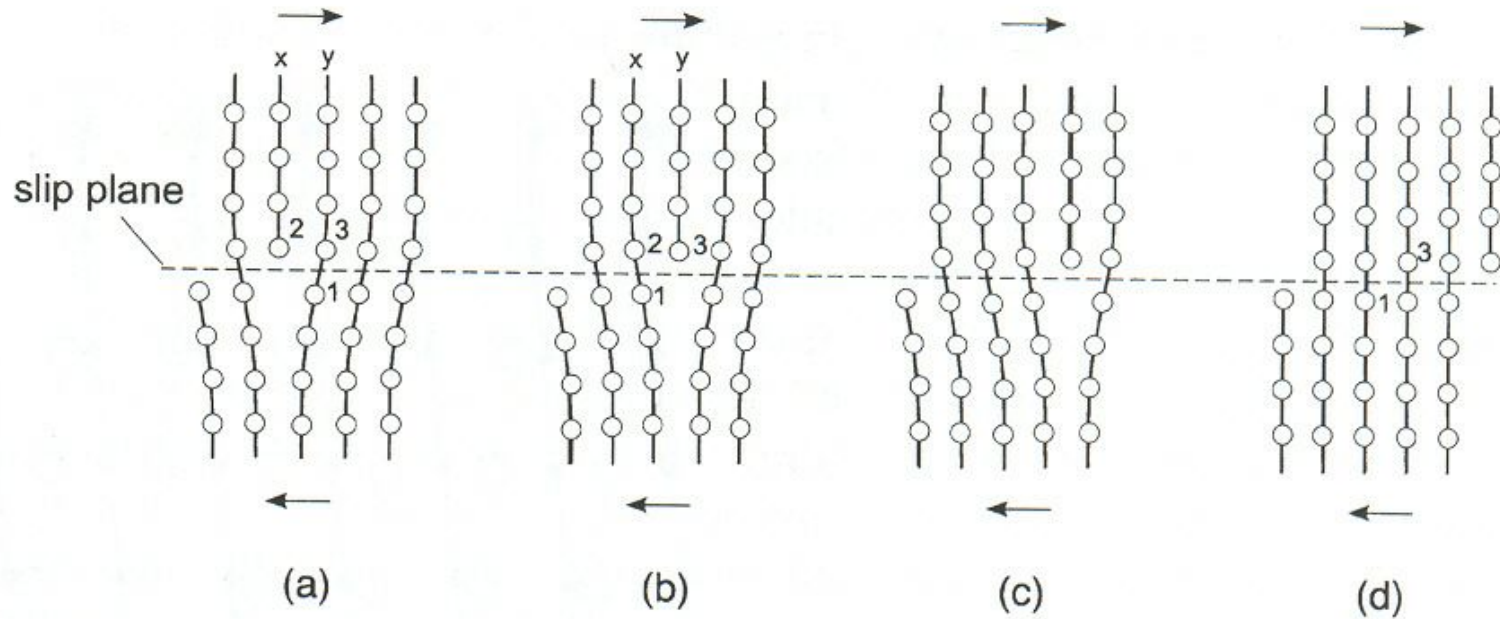
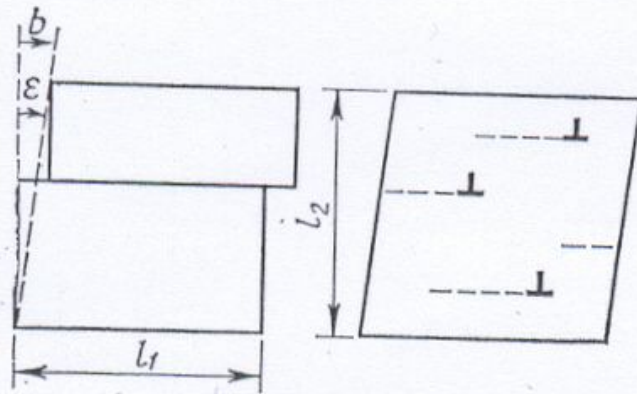


Figure 3.4 Movement of an edge dislocation: the arrows indicate the applied shear stress.

Дислокационный механизм пластической деформации

ку одноатомной высоты. Если по данной плоскости пройдет много дислокаций, высота ступеньки станет наблюдаемой при оптическом увеличении. Однако ступени скольжения являются лишь косвенным доказательством существования дислокаций. Прямые наблюдения отдельных дислокаций стали возможны лишь в конце 40-х годов с появлением трансмиссионного электронного микроскопа и полностью подтвердили дислокационный механизм пластической деформации.



26. К вычислению пластической деформации ϵ

движение дислокаций есть пластическая деформация.

Итак, мы установили, что в результате прохождения дислокаций по плоскости скольжения происходит необратимое соскальзывание одной части кристалла относительно другой, т.е.

Динамический деформационный эксперимент - растяжение образца с постоянной скоростью

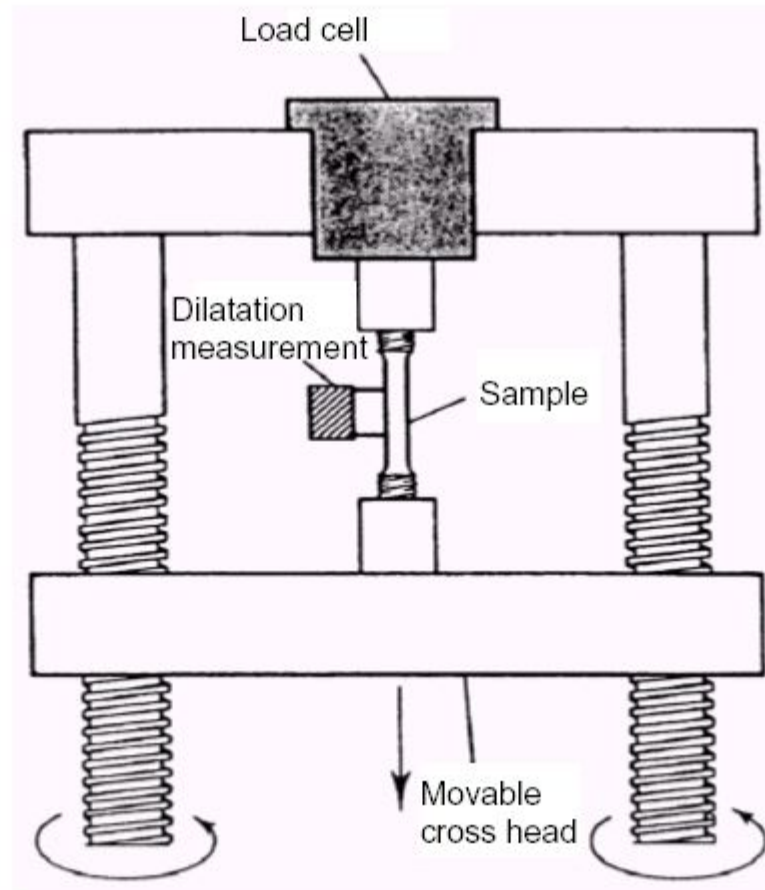
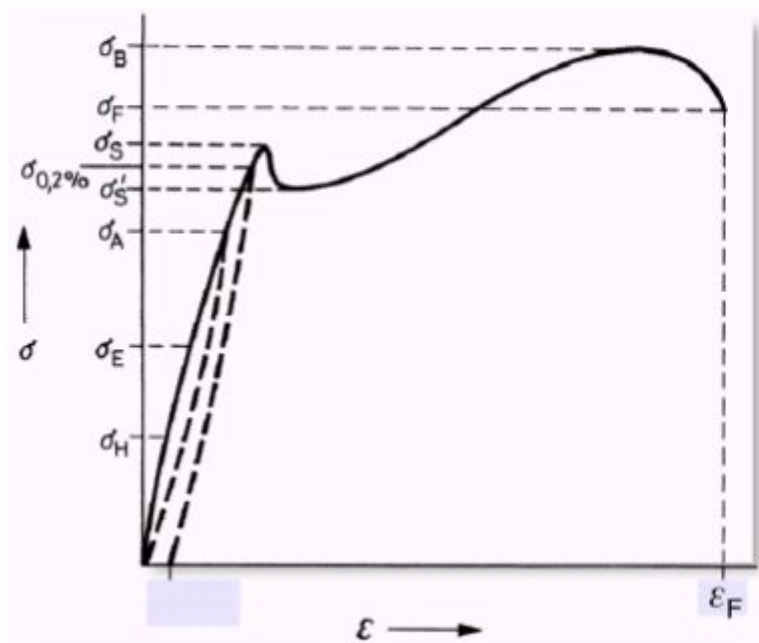


Диаграмма напряжение - деформация



$$\epsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{l}{l_0} - 1$$

$$\sigma = \frac{F}{A_0}$$

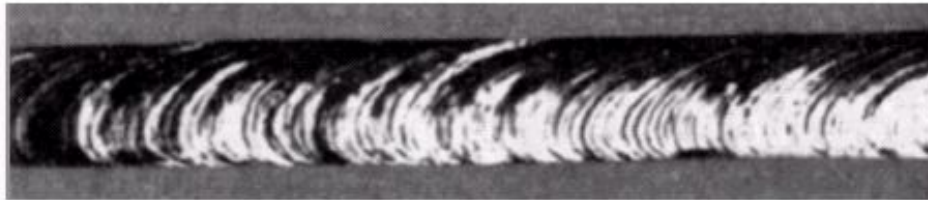
Определение порога текучести

Plot of the applied stress versus the strain or elongation

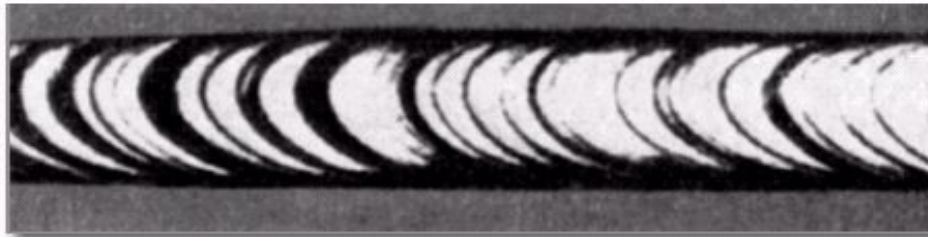
Tensile test



β -tin



Bismuth



Zinc

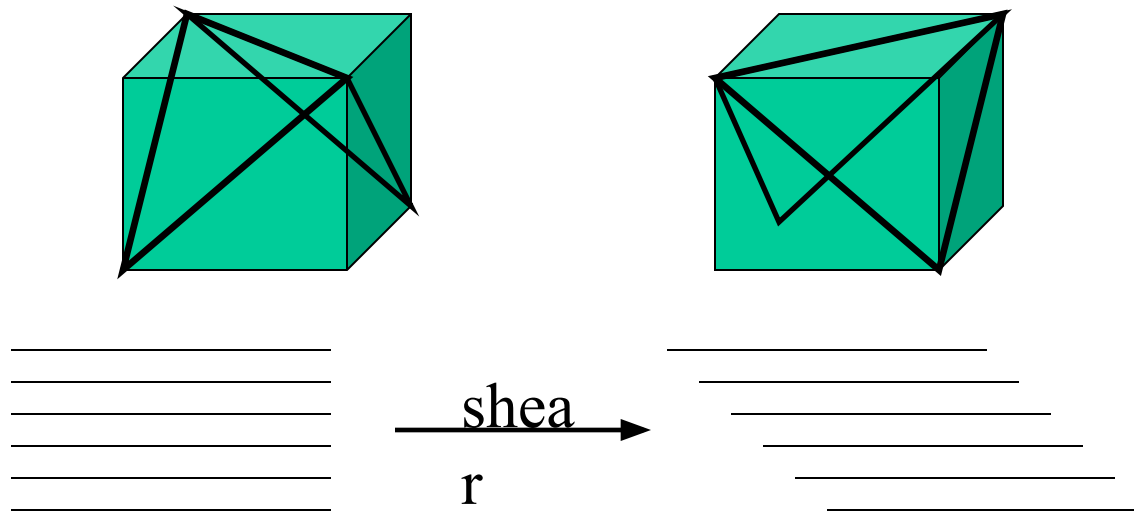
Macroscopic effects of dislocation motion in single crystalline metals plastically deformed in a tensile test

[Kleber 1990]

Определение порога текучести

Плоскости скольжения в кристаллах

- Three common crystal structures in metals:
 - Face centered cubic (fcc): ABCABC... packing: Ni, Cu, Ag, Al, Au
 - Hexagonal close packed (hcp): ABABAB ... packing: Mg, Zn, Co, Ti
 - Body centered cubic (bcc): Fe, Cr, W, Ta, Mo
- Easy for close packed planes to slide over each other: **slip planes (plays an important role in determining deformation & strength)**



Совершенные кристаллы (?)



A silicon ingot is a single crystal of Si. Within the bulk of the crystal, the atoms are arranged on a well-defined periodical lattice. The crystal structure is that of **diamond**.

Плотность дислокаций
 $\approx 10^2 \text{ cm}^{-2}$

Typical numbers in well annealed metals 10^6 to 10^8 cm^{-2} ,
in semiconductors 10 to 10^5 cm^{-2} .
After plastic deformation 10^{12} cm^{-2} and above

Плотность дислокаций

- Определение плотности дислокаций $\rho = L/V$
(total dislocation length per unit volume) $\rho = L/V = NI/V = NI/IS = N/S$
- Выражается в единицах, см^{-2}

Типичные значения в отожженных металлах 10^6 to 10^8 cm^{-2} ,

В полупроводниках 10 to 10^5 cm^{-2}

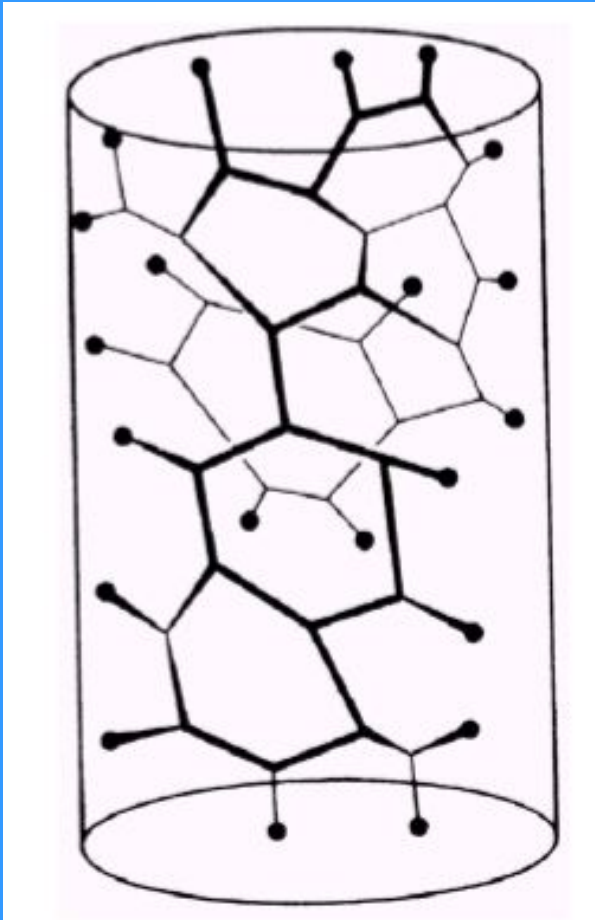
После пластической деформации 10^{12} cm^{-2} и выше

$$\rho^{-1} = S/N$$

Dislocation density ρ in cm^{-2}	10^2	10^4	10^6	10^8	10^{10}	10^{12}	10^{14}
Total length in km/cm^3	10^{-3}	0.1	10	10^3	10^5	10^7	10^9
Average distance $\rho^{-1/2}$ in m	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}
relative distance in $5 \cdot 10^{-10}$ m	$2 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^3$	200	20	2

$\rho^{-1/2} = \langle r \rangle$ - среднее расстояние между дислокациями

Сетка Франка



Плотность дислокаций (2)

Мерой «количества дислокаций» служит *суммарная длина линий дислокаций в единице объема материала* или, что то же (с точностью до множителя порядка 1, зависящего от расположения дислокаций), число дислокаций, пересекающих единичную площадку. Эта величина называется *плотностью дислокаций* и обозначается

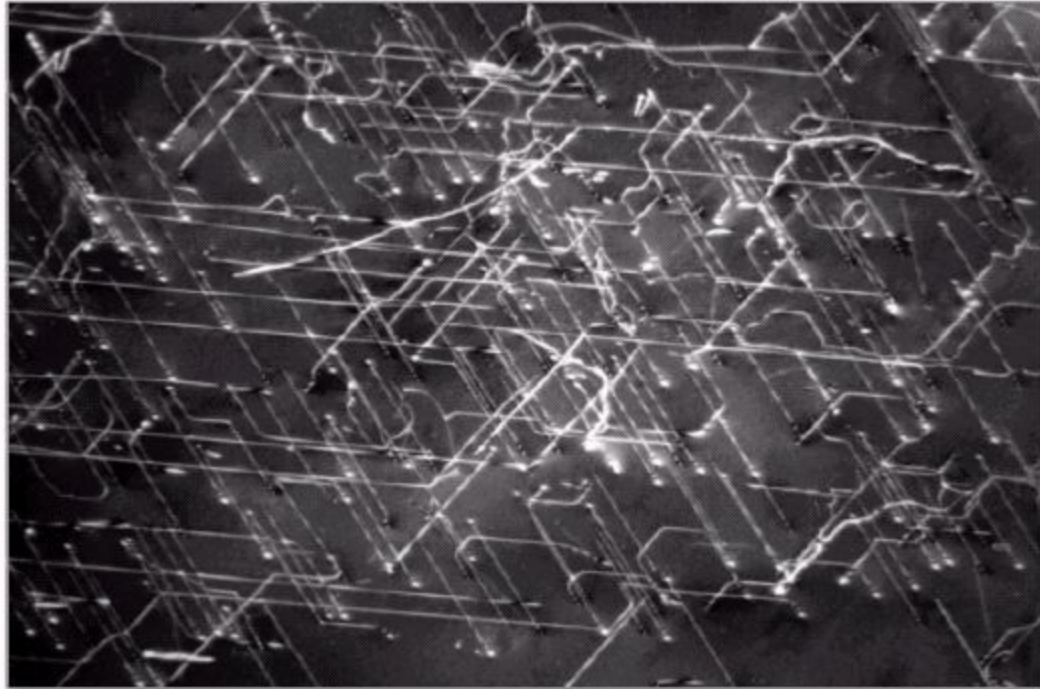
буквой ρ , она имеет размерность обратной площади*. Очевидно, среднее расстояние между дислокациями

$$\langle r \rangle = \rho^{-1/2}, \quad (14.7)$$

поэтому среднее значение внутренних напряжений в кристалле с дислокациями равно

$$\langle \sigma_i \rangle \approx Gb \sqrt{\rho}. \quad (14.8)$$

Обычно в кристаллах присутствуют дислокации разных знаков, плотности которых ρ^+ и ρ^- приблизительно равны и в сумме дают полную плотность дислокаций $\rho = \rho^+ + \rho^-$. Однако в ряде случаев возникают местные скопления одноименных дислокаций и некоторые свойства таких участков кристалла, например распределение внутренних напряжений (см. § 17), определяются не полной, а локальной *разностной плотностью дислокаций* $\Delta\rho = \rho^+ - \rho^-$, называемой также (по аналогии с электростатикой) плотностью дислокационного заряда.



1 μm

TEM image of dislocations in silicon plastically deformed in a single-slip orientation up to a strain of 2 %