

Лекция 3-4

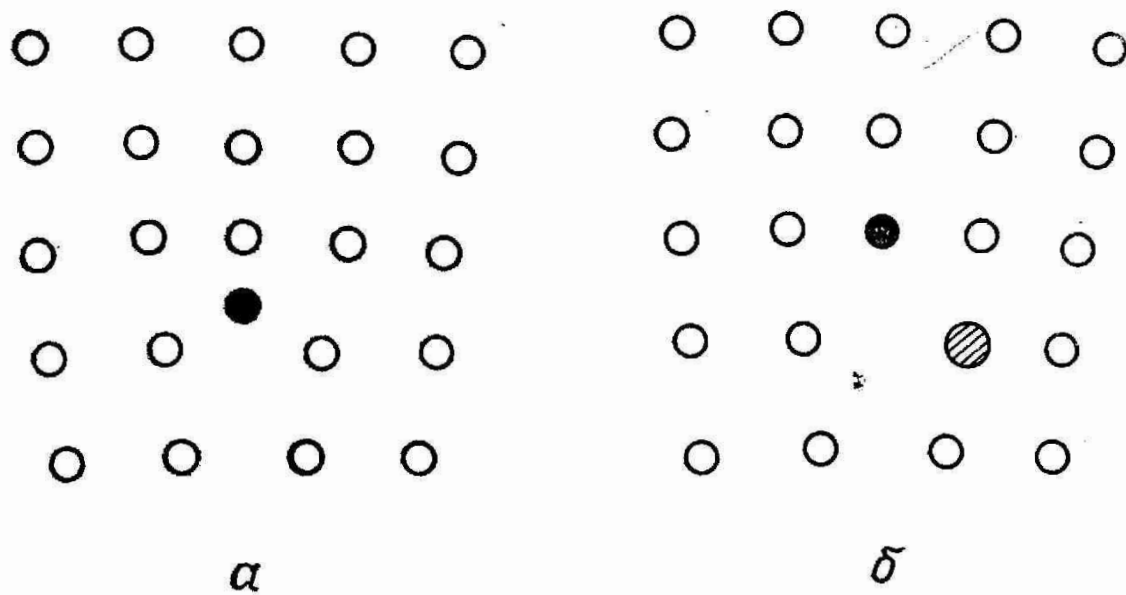
Физические основы прочности

·
**Деформация кристаллов твердых
растворов**

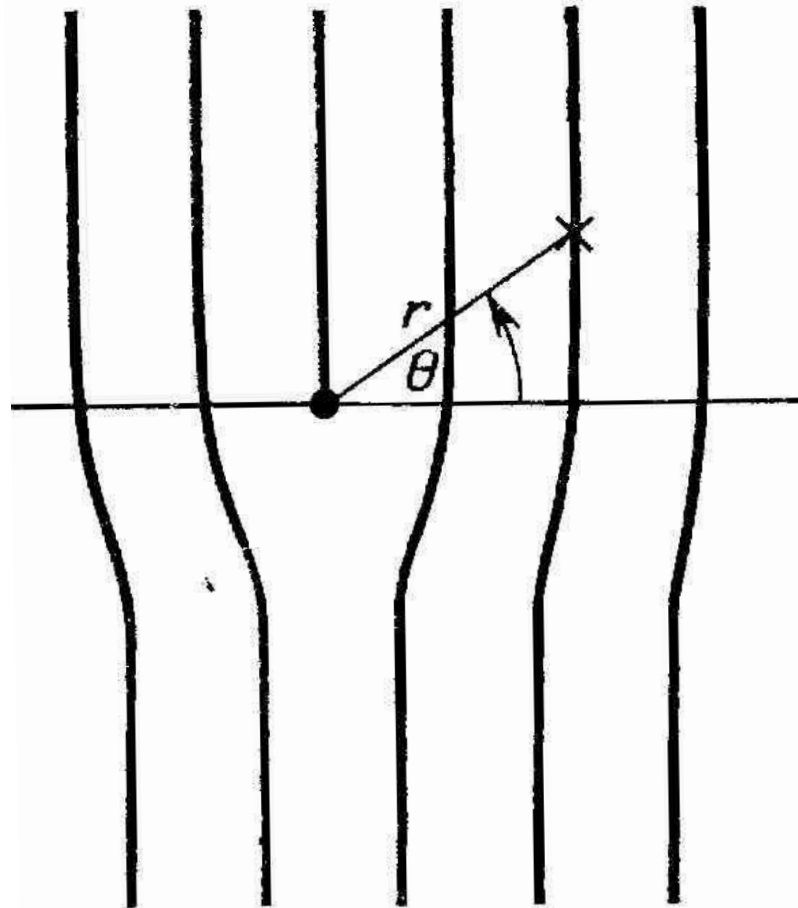
**Деформация кристаллов, содержащих
вторую фазу**

Упругое взаимодействие

Коттрел и Билби первыми пришли к заключению о том, что атомы углерода в твердом растворе внедрения в состоянии равновесия не распределены произвольно. Они показали, что присутствие дислокаций связано с наличием упругого поля, которое в случае положительной краевой дислокации вызывает сжимающие напряжения выше ядра дислокации и растягивающие – ниже его. Аналогично атом растворенного вещества, расположенный в кристалле в случайном положении, создает вокруг себя поле искажений, которое уменьшится, если атом растворенного вещества может переместиться к дислокации. Для такого внедренного атома, как атом углерода в железе, положение, соответствующее минимальной энергии у краевой дислокации, находится в растянутой области вблизи ядра (рис. 6.1,а), что благоприятствует диффузии в указанную область внедренных атомов. Такое положение является наиболее выгодным для нахождения атомов растворенного вещества в ненасыщенном растворе при низких температурах



Ф и г. 6.1. Атом внедрения на дислокации (а) и атомы замещения различных размеров на дислокации (б).



6.2. Координаты атома
решеточного вещества в поле
его искажений дислока-
ции.

Имеется одно весьма существенное различие между атомами внедрения (например, углерод в железе) и атомами замещения (например, цинк в меди). Углерод вызывает не только увеличение объема, но и тетрагональные искажения в решетке α -железа. Атомы углерода и азота занимают положения внедрения в центрах граней и серединах ребер объёмноцентрированного куба. Если атомы внедрения преимущественно занимают положения на гранях $\{001\}$ и серединах ребер $\langle 001 \rangle$, то ячейка становится тетрагональной вдоль оси $[001]$. Если атомы внедрения располагаются таким упорядоченным образом, то возникающие тетрагональные искажения будут создавать условия для взаимодействия с полями сдвиговых и гидростатических напряжений.

Следовательно, атомы примесей будут взаимодействовать как с винтовыми, так и с краевыми дислокациями и образовывать на них атмосферы. С другой стороны, цинк в меди вызывает полностью симметричные искажения решетки. Это приводит к принципиальному различию во взаимодействии атомов растворенного вещества с дислокациями, так как атом цинка в меди с его симметричным полем искажений будет взаимодействовать только с гидростатическими напряжениями, благодаря чему сильное взаимодействие возможно только с краевыми дислокациями, имеющими гидростатическую компоненту напряжения. Винтовые дислокации создают поле напряжений полностью сдвигового характера и поэтому нельзя ожидать взаимодействия с ними таких атомов замещения, как цинк в меди.

Вследствие этого связь дислокаций с атомами углерода в α -железе сильнее, чем с атомами цинка в разбавленных растворах медь – цинк, поэтому предел текучести в железе оказывается выше, чем в твёрдых растворах замещения сравнимых концентраций.

Пусть гидростатическое давление поля напряжений дислокации в некоторой точке равно p , а изменение объёма, вызываемое атомом растворенного вещества, равно Δv . Тогда энергия упругого взаимодействия U атома растворённого вещества и дислокации в данной точке имеет вид

$$U = p\Delta v = K\phi\Delta v,$$

где K — объёмный модуль упругости.

Согласно теории упругости, дилатация ϕ в точке с полярными координатами (r, Θ) с началом у ядра краевой дислокации (рис. 6.2) составляет

$$\varphi = \frac{b \sin \theta (1 - 2\nu)}{2\pi r (1 - \nu)} \quad \text{и} \quad K = \frac{2G (1 + \nu)}{3 (1 - 2\nu)}$$

где G — модуль сдвига в выражение и ν — коэффициент Пуассона. После подстановки в выражение (6.1) имеем

$$U(r, \theta) = A \frac{\sin \theta}{r},$$

где A — параметр, зависящий от упругих констант, величины ν и вектора Бюргерса дислокации b . Поскольку выражение (6.2) выведено с применением теории упругости, оно перестаёт быть справедливым для ядра дислокации, где линейная теория упругости не применима. Поэтому при нахождении атома растворённого вещества в ядре дислокации определенное данным способом значение энергии связи, которая при этом максимальна ($U_{\text{макс}}$), является лишь весьма приближенным.

Энергия взаимодействия U выше плоскости скольжения дислокации ($0 < \Theta <$) для большого растворенного атома ($\Delta v > 0$) положительна и ниже плоскости скольжения отрицательна. Это означает, что атом растворённого вещества, больший по размеру, чем атом растворителя, будет выталкиваться из сжатой области у дислокации и втягиваться в растянутую, где энергия взаимодействия отрицательна. Из общих соображений следует, что энергия связи максимальна в точке с координатами

$$\theta = \frac{3\pi}{2}, \quad r = r_0,$$

где r_0 приблизительно равно $2 \cdot 10^{-8}$ см.

Для углерода в железе величина $U_{\max} \approx 1$ эВ. Для раствора цинка в меди искажения решетки меньше, вследствие чего величина U_{\max} значительно ниже, порядка $1/8$ эВ.

Таблица 6.1

**Энергия взаимодействия некоторых атомов растворенного
вещества с дислокациями**

Сплав	Измеренное значение U , эВ	Вычисленное значение U , эВ	Сплав	Измеренное значение U , эВ	Вычисленное значение U , эВ
Cu — Zn	0,12	0,11	Al — Ge	0,17	0,21
Al — Cu	0,3	0,35	Fe — C, N	0,55	1,0
Al — Mg	0,2—0,27	0,28	Ni — H	0,08	—
Al — Zn	0,08—0,11	—			

Взаимодействие вследствие различия модулей упругости

$$\Delta U_G = G\varepsilon'_G b^2 \frac{R^3}{6\pi r^2}, \quad (6.3)$$

где ε'_G — мера различия модулей упругости растворителя и растворенного вещества, которая определяется как

$$\varepsilon'_G = \frac{\varepsilon_G}{1 - \varepsilon_G/2} \quad \text{и} \quad \varepsilon_G = \frac{1}{G} \frac{dG}{dc},$$

где G — модуль сдвига, c — атомная концентрация растворенного вещества, R — атомный радиус растворенного вещества и r — расстояние между атомом растворенного вещества и дислокацией.

Электрическое взаимодействие

В ионных кристаллах имеется заметное электростатическое взаимодействие атомов растворенного вещества с дислокациями. Краевая дислокация локально вводит избыток положительного или отрицательного заряда, благодаря чему вдоль всей дислокационной линии имеет место избыток либо положительно, либо отрицательно заряженных ионов. В результате этого дислокация взаимодействует с электростатически заряженными ионами примесей обоих знаков.

В металле изменение гидростатического давления вблизи краевой дислокации приводит к перераспределению электронов проводимости, которые переходят из сжатой области в растянутую, создавая в результате электрический диполь. Затем электронный заряд атома примеси взаимодействует с полем диполя. Заряд на диполе пропорционален упругому искажению решетки, и сила взаимодействия с растворённым веществом возрастает с увеличением валентности.

Химическое взаимодействие

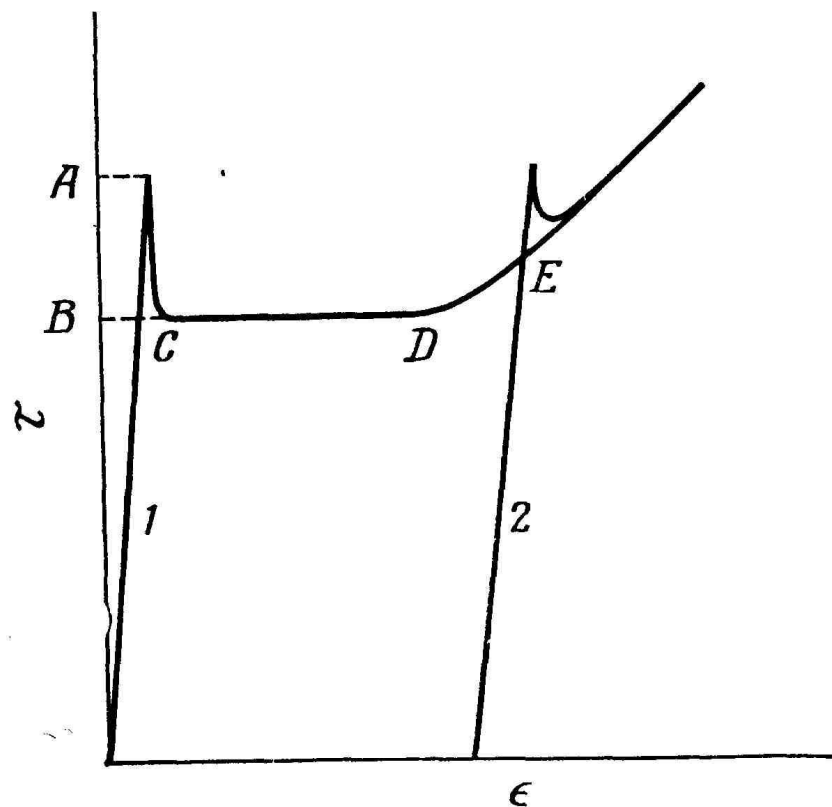
$$\tau_0 = \frac{2h}{vb} H c_0 (1 - c_0) \frac{1 - e^{-H/RT}}{1 - c_0 (1 - e^{-H/RT})}; \quad (6.15)$$

здесь τ_0 — максимальное напряжение блокировки, c_0 — средняя концентрация растворенного вещества, v — молярный объем сплава и

$$H = (\gamma_b - \gamma_a) \frac{v}{2h},$$

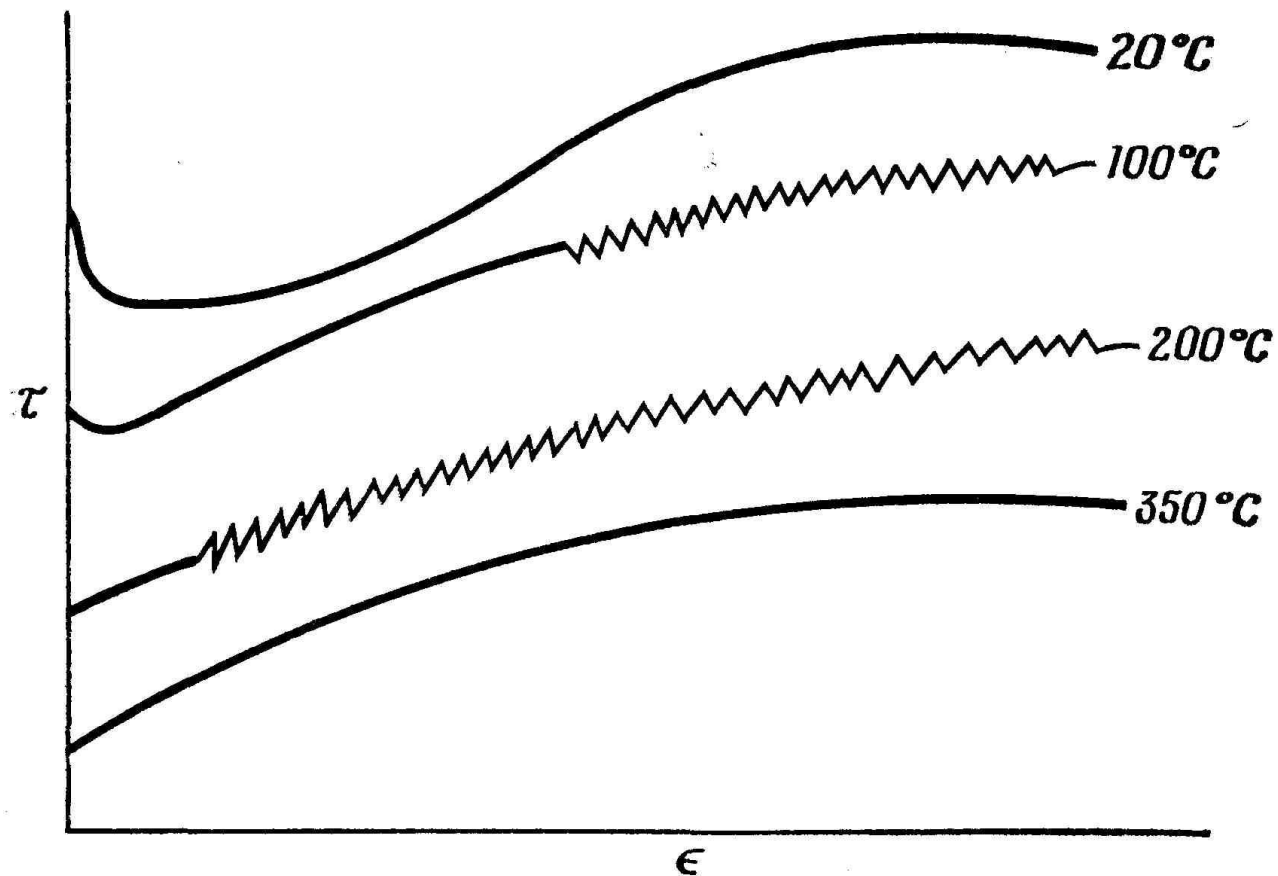
где γ_a и γ_b — энергии дефекта упаковки металлов a и b , h — полуширина дефекта упаковки. Величина H не зависит от температуры, и, поскольку она является главной переменной в выражении (6.15), напряжение течения, согласно данному механизму, должно быть относительно нечувствительно к изменению температуры, но сильно зависит от концентрации растворенного вещества.

Экспериментальное подтверждение взаимодействия дислокаций с атомами растворенного вещества: явление течения



Ф и г. 6.3. Явление течения на кривой напряжение — деформация (схема).

1 — первичное нагружение; 2 — повторное нагружение после разгрузки и деформационного старения.



Ф и г. 6.4. Эффе́кт Портевена — Ле-Шателье по наблюдениям на железе (схема).

Теория зуба текучести

Коттрел и Билби объяснили резкий предел текучести в железе блокировкой всех подвижных дислокаций атомами углерода. Полная сегрегация атомов растворенного вещества на дислокациях будет иметь место только в случае существования благоприятных условий для диффузии атомов примесей. Углерод и азот в железе легко диффундируют при комнатной температуре, но в случае многих растворов замещения необходима обработка при повышенных температурах. Таким образом, формируется атмосфера атомов растворенного вещества, концентрация которой c в точке, где энергия связи равна U . может быть выражена в виде

$$c = c_0 e^{U/kT},$$

где c_0 – средняя концентрация, а U – энергия упругой связи.

Такое соотношение предопределяет максвелловское распределение примесей около дислокации, но в случае углерода и азота в железе при комнатной температуре упругое взаимодействие так сильно, что $U \gg kT$ и атмосфера сгущается в сплошной ряд атомов примесей вдоль ядра дислокации. Соотношение (6.4) можно использовать для предсказания температуры, ниже которой будет происходить подобное явление. В полностью конденсированной атмосфере $c = 1$ и $U = U_{\text{макс}}$. Из соотношения (6.4) получаем

$$T_{\text{кр}} = \frac{U_{\text{макс}}}{k \ln 1/c_0}.$$

Для значений $c_0 = 10$ и $U_{\text{макс}} = 0,5$ эВ критическая температура $T_{\text{кр}}$ получается равной 700 К. Это согласуется с наблюдениями очень резкого предела текучести в железе при комнатной и более низких температурах.

Важной особенностью Коттрелловской блокировки является то, что благодаря ей следует ожидать сильной температурной зависимости предела текучести и очень крутого повышения напряжения течения при низких температурах. При 0 К атмосфера примесных атомов полностью сконденсирована и тепловые колебания отсутствуют, поэтому напряжение, требуемое для отрыва дислокации от цепочки растворённых атомов, велико. С повышением температуры локальные термические флуктуации атомов постепенно возрастают и усиливают действие приложенных напряжений, вызывая отрыв дислокаций от примесей.

Для начала катастрофического течения достаточно отрыва от атмосфер примесных атомов только короткого отрезка дислокационной линии. Анализ дает соотношение между энергией активации W и напряжением τ в форме кривой, представленной на рис. 6.5. Когда приложенное напряжение τ достигает значения τ_l , необходимого для локального отрыва дислокационной петли. Энергия активации может быть определена выражением

$$W(\tau) = W_0 \left(1 - \frac{\tau}{\tau_l} \right)^{3/2},$$

где W_0 – энергия активации в отсутствие приложенных напряжений.

Вероятность локального отрыва дислокации от своей атмосферы можно представить в виде

$$\exp \left[-\frac{W(\tau)}{kT} \right].$$

Предполагается, что под действием теплового движения атомов дислокация колеблется с частотой $V(\sim 10^{11} \text{ с}^{-1})$; тогда напряжение τ , необходимое для освобождения дислокации от блокировки при температуре T за единицу времени, равно

$$\tau = \tau_l - \left[\frac{kT}{W_0} \ln Vt \right]^{2/3}.$$

Это соотношение указывает на сильную температурную зависимость ($T^{2/3}$) напряжения отрыва дислокаций, т. е. напряжения течения. Эксперименты подтверждают, что существует заметная температурная зависимость, но она не всегда подчиняется закону $T^{2/3}$.

Если первоначально полагали, что зуб текучести в общем характеризуется разблокировкой дислокаций, то в последние годы было обнаружено, что во время течения зарождается много новых дислокаций. Поэтому первоначальная теория, исходившая из закрепления дислокаций атомами примесей, претерпела видоизменение, вместе с тем представление о блокировке предварительно существующих дислокаций атомами растворенного вещества остается существенным моментом, объясняющим предел текучести. Скорость деформации кристалла можно выразить через характеристики движущихся дислокаций:

$$\dot{\varepsilon} = Nvb,$$

где N – число дислокаций, движущихся на единице площади, v – их средняя скорость и b – вектор Бюргерса.

Чтобы поддержать данную скорость деформации, N дислокаций должны двигаться со скоростью v , но если количество дислокаций возрастает, скажем, до $2N$, то требуемая скорость их движения будет равна только $v/2$. Если предположить теперь, что меньшую скорость можно получить при более низком напряжении, то отсюда следует, что на кривой напряжение – деформация должно наблюдаться падение напряжения.

Джонстон и Гилман показали, что для наличия зуба текучести необходимы следующие два условия:

1) увеличение числа движущихся дислокаций; 2) наличие прямой пропорциональности между напряжением и скоростью дислокаций.

При изучении дислокационной плотности на ранних стадиях деформации *фтористого лития* методами ямок травления или просвечивающей электронной микроскопии было обнаружено (для $\varepsilon < 0,1$), что

$$\rho = \rho_0 + c\varepsilon^\alpha,$$

где ρ – плотность дислокаций, ρ_0 – начальная плотность дислокаций (составляющая от 10^3 до 10^7 см⁻²), c – постоянная $\sim 10^8$ см⁻², α – постоянная $\sim 1 \pm 0,5$. Исходя из соотношения (6.8) можно теперь определить скорость деформации на верхнем ($\sigma_{\text{в}}$) и нижнем ($\sigma_{\text{н}}$) пределах текучести

$$\dot{\varepsilon}_{\text{в}} = \rho_{\text{в}} v_{\text{в}} b,$$

$$\dot{\varepsilon}_{\text{н}} = \rho_{\text{н}} v_{\text{н}} b,$$

где $\rho_{\text{в}}$ и $\rho_{\text{н}}$ – плотности подвижных дислокаций на верхнем и нижнем пределах текучести, а $v_{\text{в}}$ и $v_{\text{н}}$ — их скорости, так что

$$\frac{v_{\text{в}}}{v_{\text{н}}} = \frac{\rho_{\text{н}}}{\rho_{\text{в}}}.$$

Скорость дислокаций зависит от напряжения и, как было показано, подчиняется следующему соотношению:

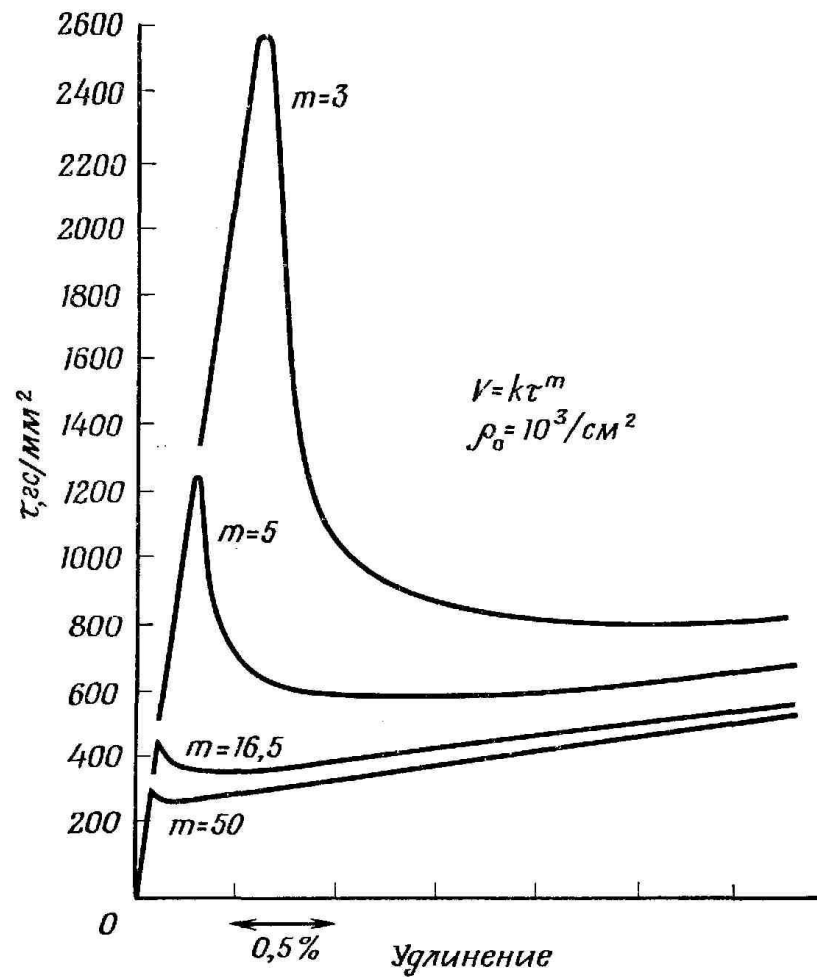
$$v = k\tau^m;$$

величина m может изменяться от 1 до 100. Следовательно,

$$\frac{\tau_B}{\tau_H} = \left(\frac{\rho_H}{\rho_B} \right)^{1/m},$$

где τ_B и τ_H – верхний и нижний пределы текучести соответственно.

Отсюда следует, что как m , так и ρ_B являются критериями величины зуба текучести. При малых значениях m отношение τ_B / τ_H будет большим, соответствуя сильно выраженному зубу текучести, тогда как при значениях m от 100 до 300 предел текучести едва различим. Кристаллы фтористого лития ($m \approx 16,5$) дают четкий зуб текучести. Кристаллы германия, деформированные при 500 °С, также характеризуются низким значением m и большим зубом текучести.



Ф и г. 6.7. Кривые напряжение — деформация, рассчитанные в предположении различной зависимости скорости дислокаций от напряжения [59].

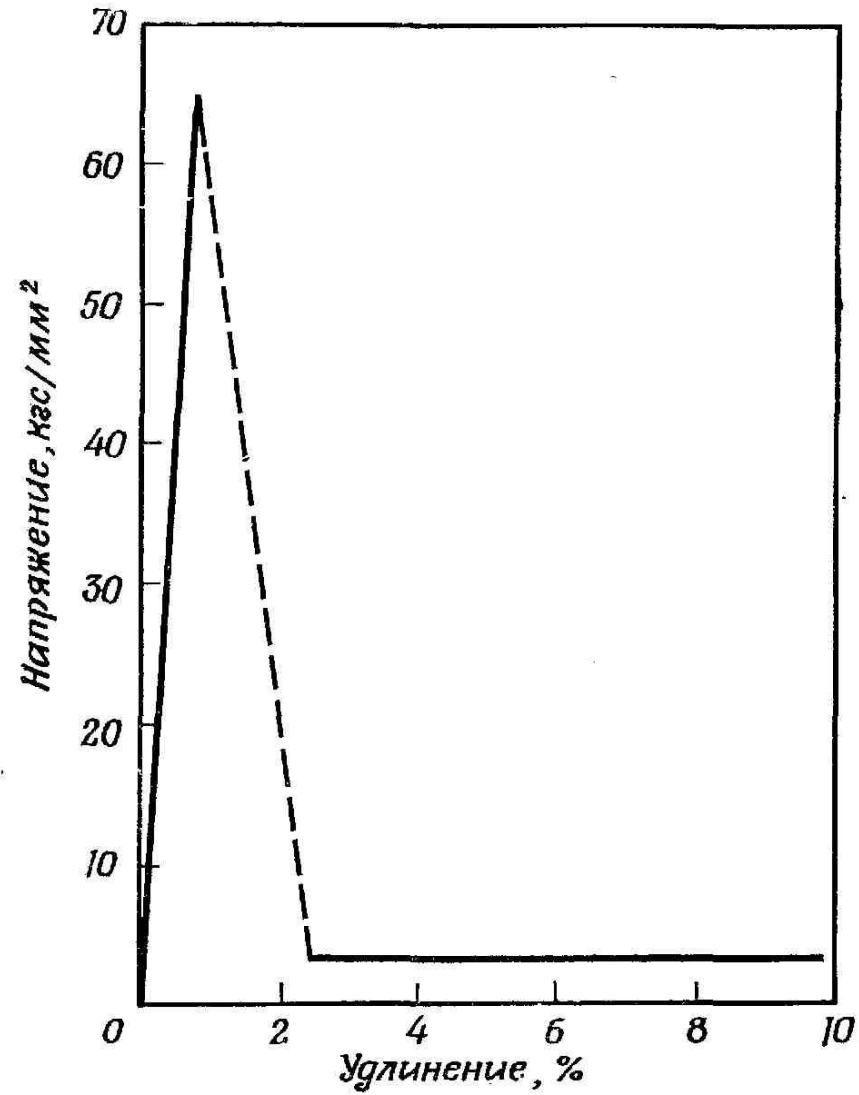
четкий зуб текучести обнаруживается тогда, когда атомы примесей имеют наиболее благоприятные возможности для взаимодействия с дислокациями. Вследствие этого представляется, что главная роль блокировки дислокаций атомами примесей в происхождении зуба текучести заключается в определении количества подвижных дислокаций. Кроме того, для теории не столь важен действительный механизм блокировки, и закрепление дислокаций частицами выделений также может приводить к появлению зуба текучести.

. Коттрел определил три условия для возникновения предела текучести.

1. Начальная плотность дислокаций равна нулю. В этом случае мы имеем совершенный кристалл, и течение начнется при очень высоких напряжениях (близких к теоретической прочности), необходимых для зарождения дислокаций в кристалле. Затем напряжение резко падает до низкого значения, которое требуется для движения новых дислокаций через кристалл. Подобное поведение иногда наблюдается в нитевидных металлических кристаллах. Пример такого поведения показан на рис. 6.8 для нитевидного кристалла меди.

2. Начальная плотность дислокаций больше нуля, а количество подвижных дислокаций N равно нулю. Дислокации присутствуют, но заблокированы примесями. В этом случае зуб текучести может иметь место в результате либо разблокировки дислокаций (слабое закрепление), либо образования новых дислокаций (сильное закрепление).

3. $N > 0$ и напряжение возрастает с увеличением скорости дислокаций v . В этом случае подвижные дислокации уже существуют, и предел текучести появляется в результате их размножения. Такой тип течения часто наблюдается у неметаллических кристаллов.

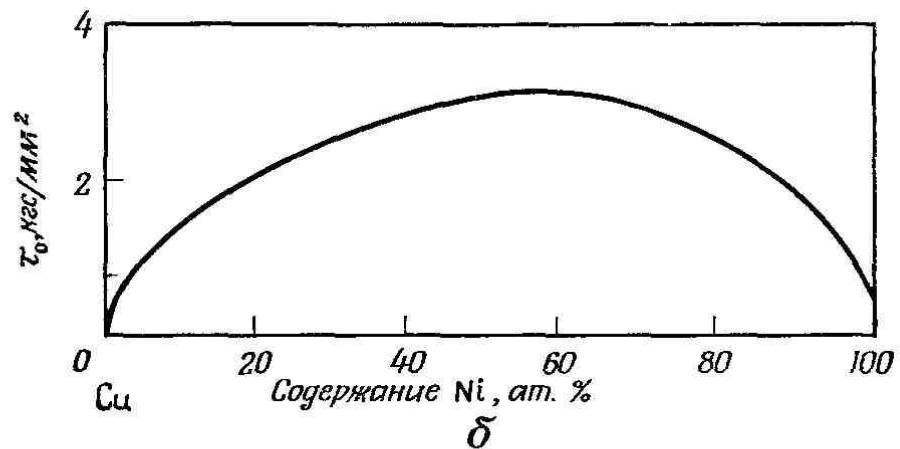
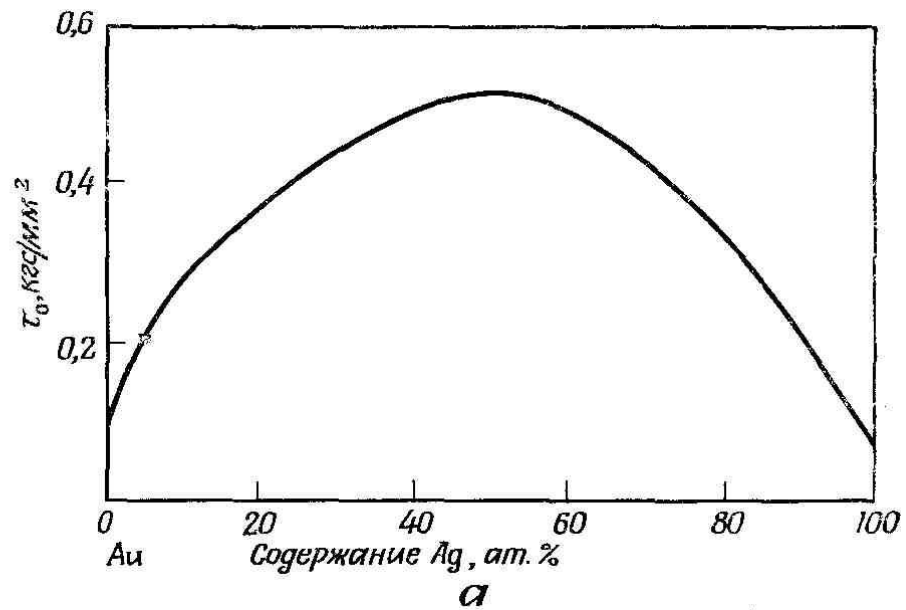


Ф и г. 6.8. Зуб текучести при испытании нитевидного кристалла меди [18].

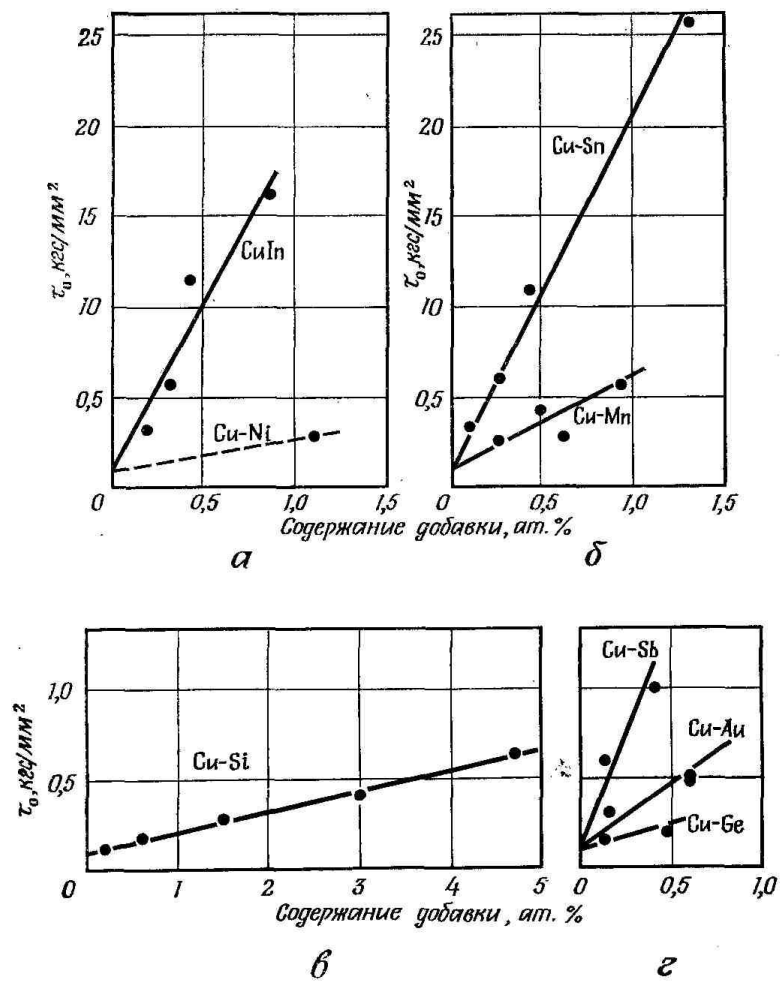
Деформация кристаллов твердых растворов

1. Критическое напряжение сдвига твердых растворов

Все элементы, находящиеся в твердом растворе, повышают критическое напряжение сдвига при скольжении относительно значения, свойственного чистому металлу. Однако надежных данных, подтверждающих это утверждение, мало отчасти вследствие определенных экспериментальных трудностей, таких, как появление сегрегации во время роста кристаллов, или связанных с проблемой точного измерения критического напряжения сдвига при наличии зуба текучести.



6.9. Критическое напряжение сдвига кристаллов твердых растворов.
 а — сплавы Au — Ag [21]; б — сплавы Cu — Ni [20].



Ф и г. 6.10. Зависимость τ_0 для кристаллов разбавленных твердых растворов меди от содержания растворенного вещества [23].

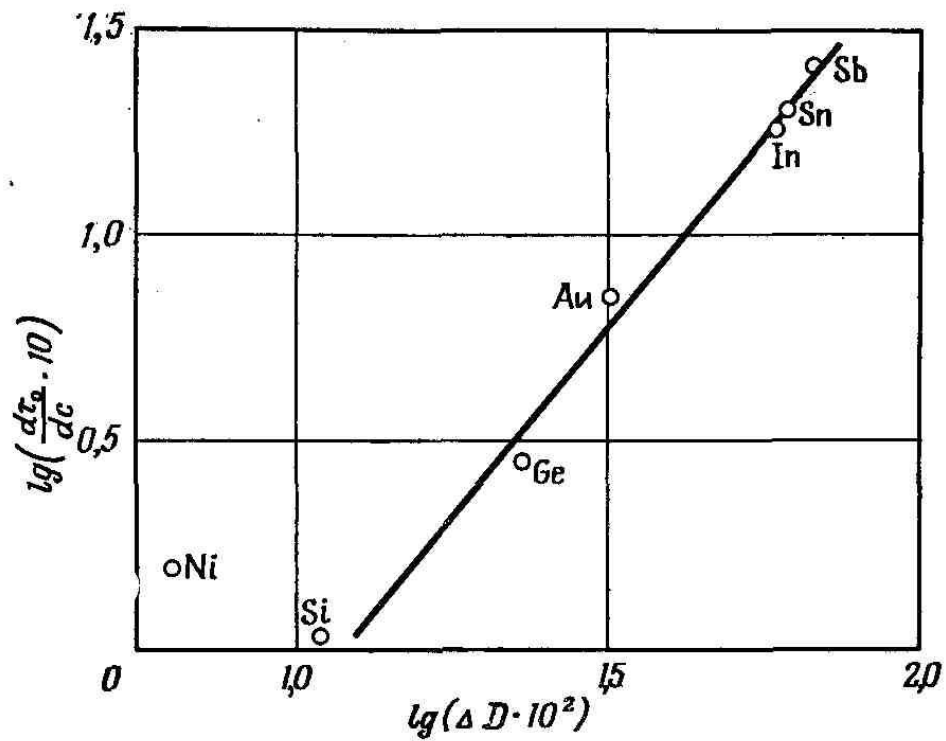
Роль относительного размера атомов растворителя и растворённого вещества видна более чётко на графике зависимости логарифма отношения приращения напряжения τ_0 к приращению концентрации $d\tau_0/dc$ от логарифма разности гольдшмидтовских атомных диаметров растворителя и растворенного вещества: ΔD (рис. 6.11). Можно также построить график зависимости отношения $d\tau_0/dc$ от величины

$$\frac{1}{a} \frac{da}{dc} = \theta,$$

где a – постоянная решетки. В каждом случае для разбавленных растворов получается линейный график, который описывается соотношением типа

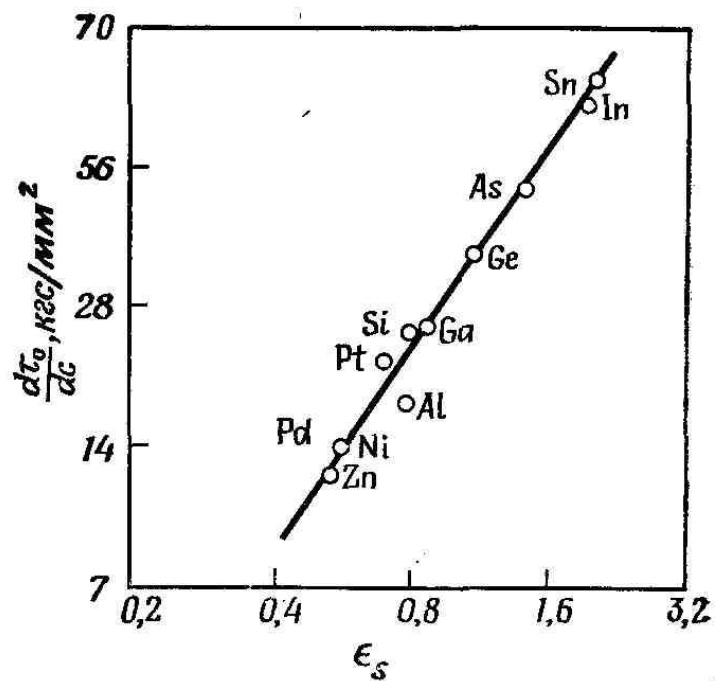
$$\frac{d\tau_0}{dc} = K\theta^n,$$

где $n \approx 2$.

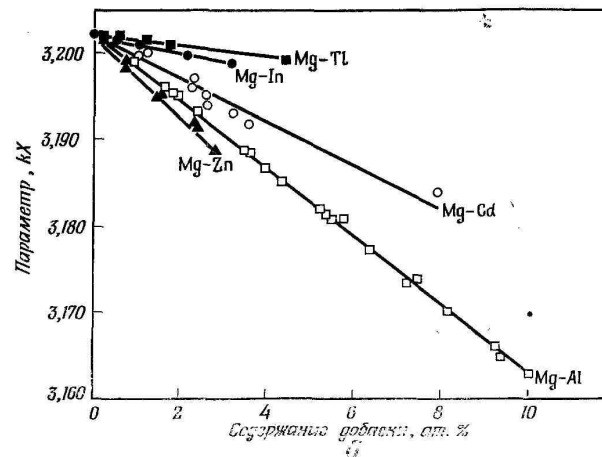
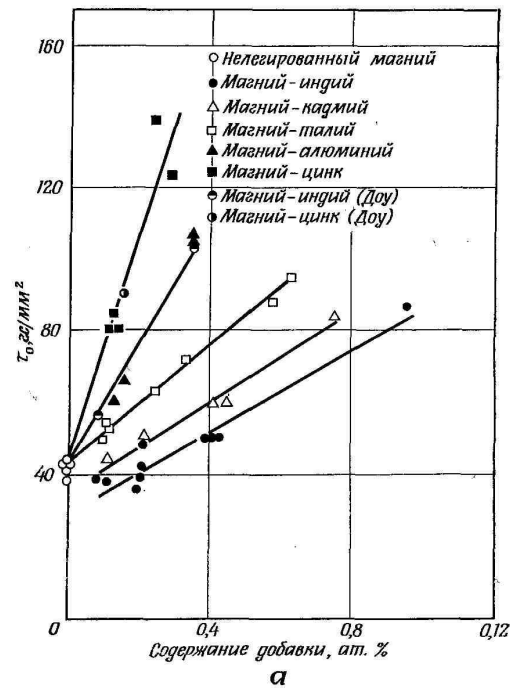


Ф и г. 6.11. Соотношение между упрочнением твердых растворов и искажением решетки в сплавах на основе меди.

ΔD — разность атомных диаметров растворителя и растворенного вещества.



Ф и г. 6.12. Зависимость упрочнения твердых растворов от величины комбинированного параметра рассогласования [25].



Ф и г. 6.13. Упрочнение кристаллов твердых растворов на основе магния (а) [26] и влияние растворенных веществ на величину постоянной решетки магния (б) [60].

Флейшер, исследовавший упрочнение сплавов на основе меди, учитывал влияние как размерного фактора, так и различия модулей упругости вещества. растворителя и растворенного вещества. Результаты представлены на рис. 6.12 в зависимости от комбинированного параметра рассогласования ε_s . который определяется как

$$\varepsilon_s = (\varepsilon'_G - 3\varepsilon_b),$$

$$\varepsilon'_G = \frac{\varepsilon_G}{1 - \varepsilon_G/2} \quad \text{и} \quad \varepsilon_G = \frac{1}{G} \frac{dG}{dc},$$

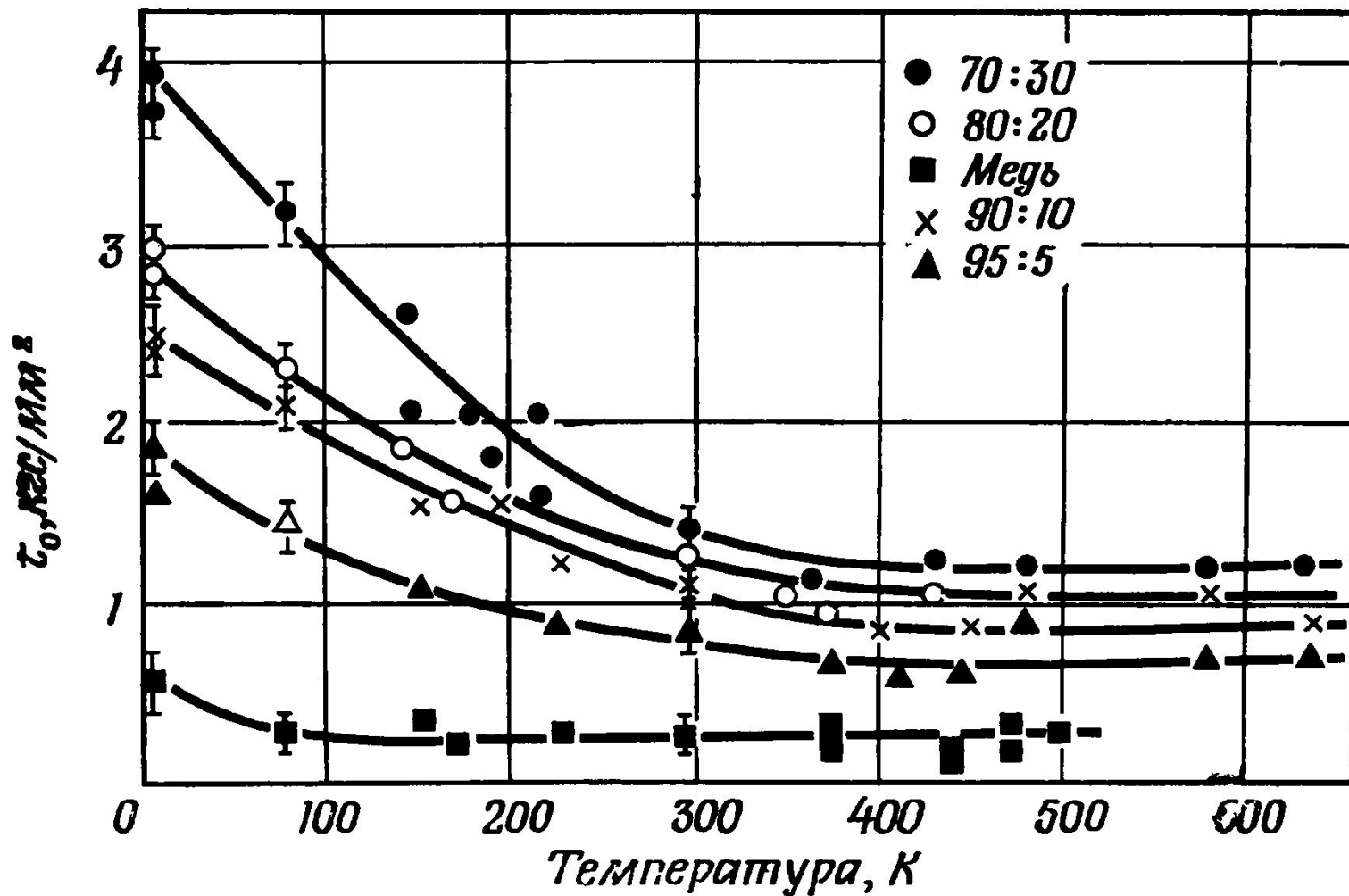
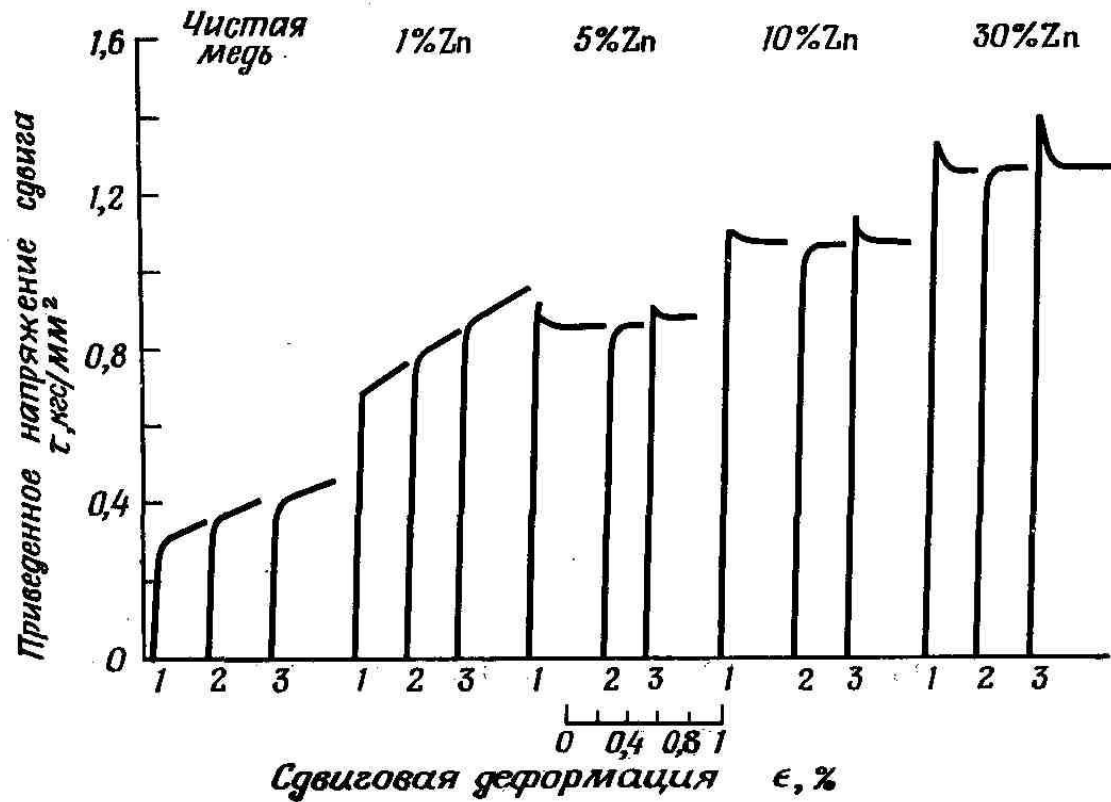


Рис. 6.13. Температурная зависимость напряжения τ_0 кристаллов меди и сплавов медь – цинк.



Ф и г. 6.15. Кривые напряжение — деформация кристаллов меди и сплавов медь — цинк при комнатной температуре [32].

1 — первое нагружение; 2 — повторное нагружение (непосредственно вслед за первым; 3 — после выдержки при 200° С в течение 2 час.

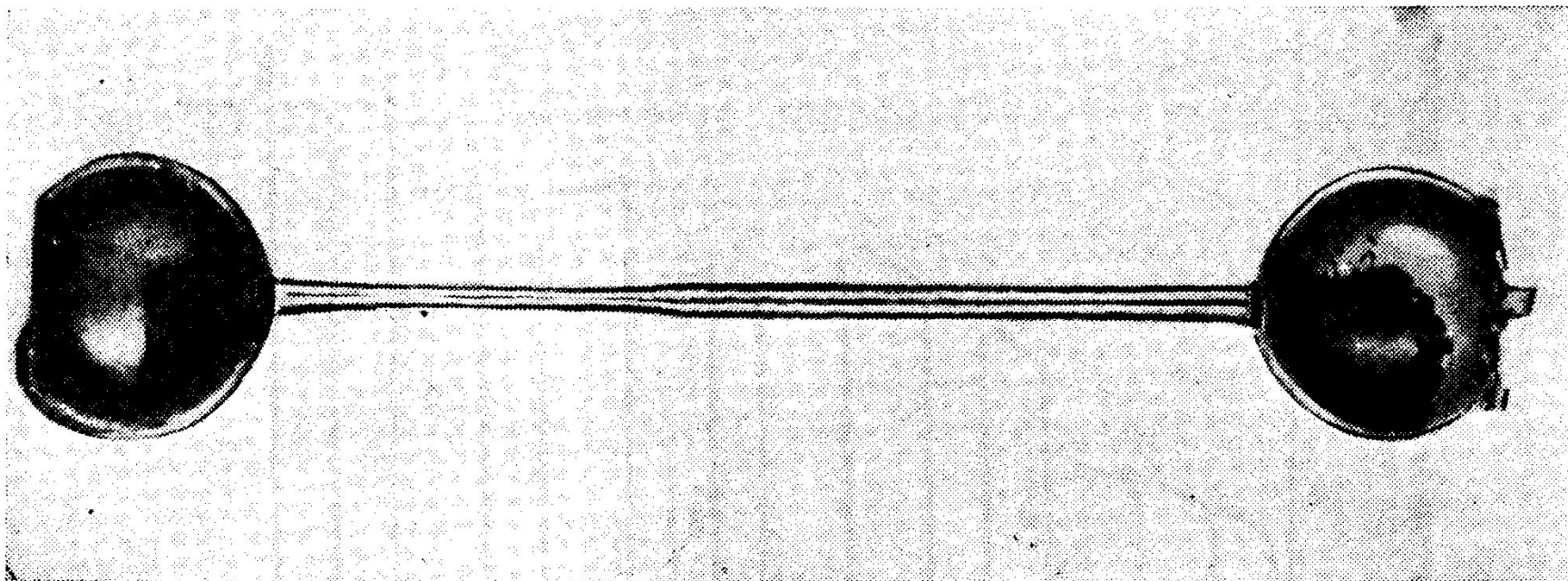


Рис. 6.15. Распространение полосы Людерса в монокристалле сплава медь — индий

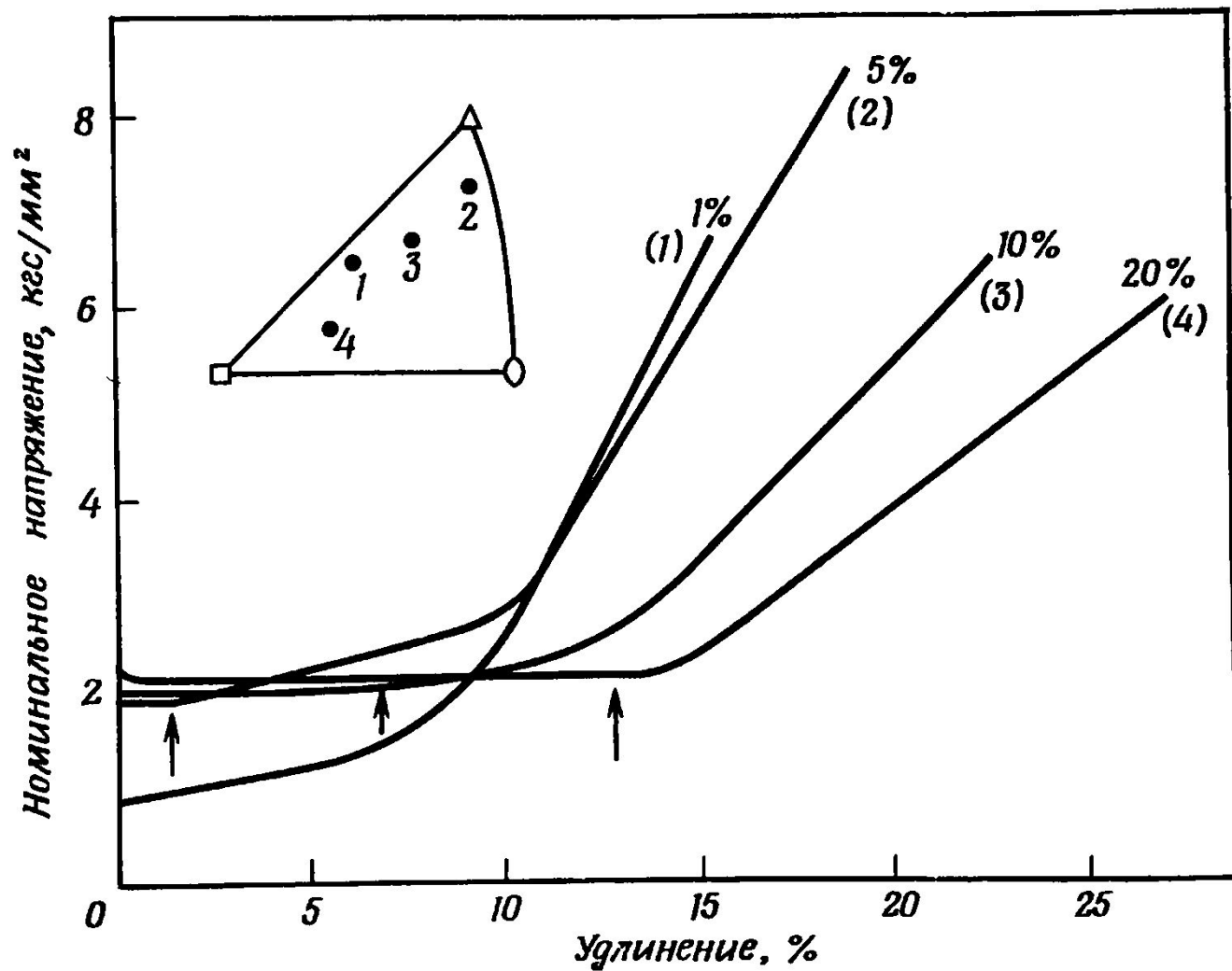


Рис. 6.16. Кривые напряжение — деформация кристаллов сплавов медь — цинк при комнатной температуре. Стрелками обозначено окончание распространения деформации Людерса

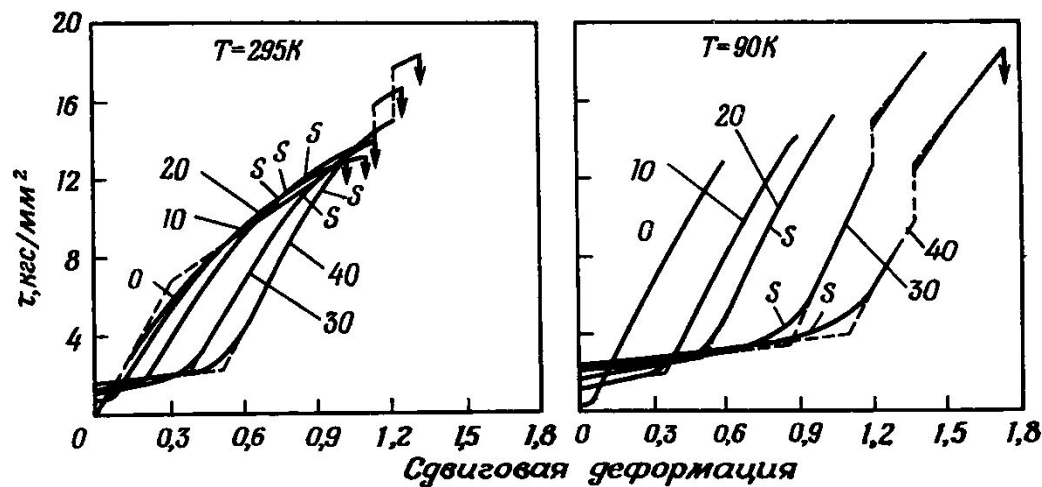


Рис. 6.17. Кривые напряжение сдвига – сдвиговая деформация монокристаллов сплавов никель — кобальт при 295 и 90 К. S – уровень напряжения, при котором ориентировка кристалла пересекает симметраль. Цифры обозначают концентрацию кобальта в сплаве. Разрывы на кривых возникают вследствие использования различных критериев для расчета. τ – начиная от точки, где наступает двойное скольжение

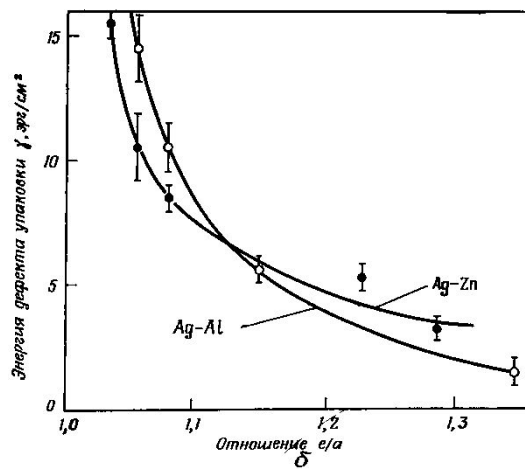
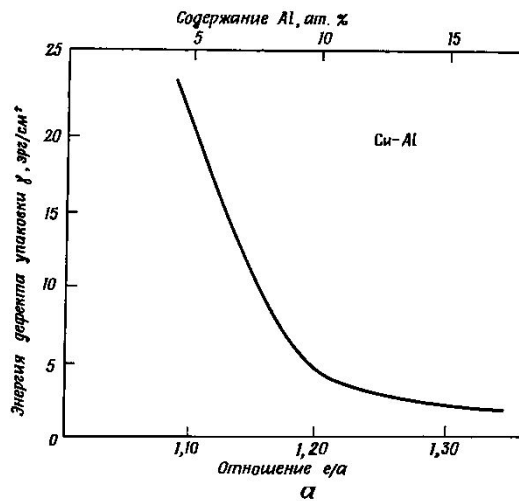


Рис. 6.18. Влияние добавки алюминия на величину энергии дефекта упаковки меди (а), изменение энергии дефекта упаковки твёрдых растворов на основе серебра (б)

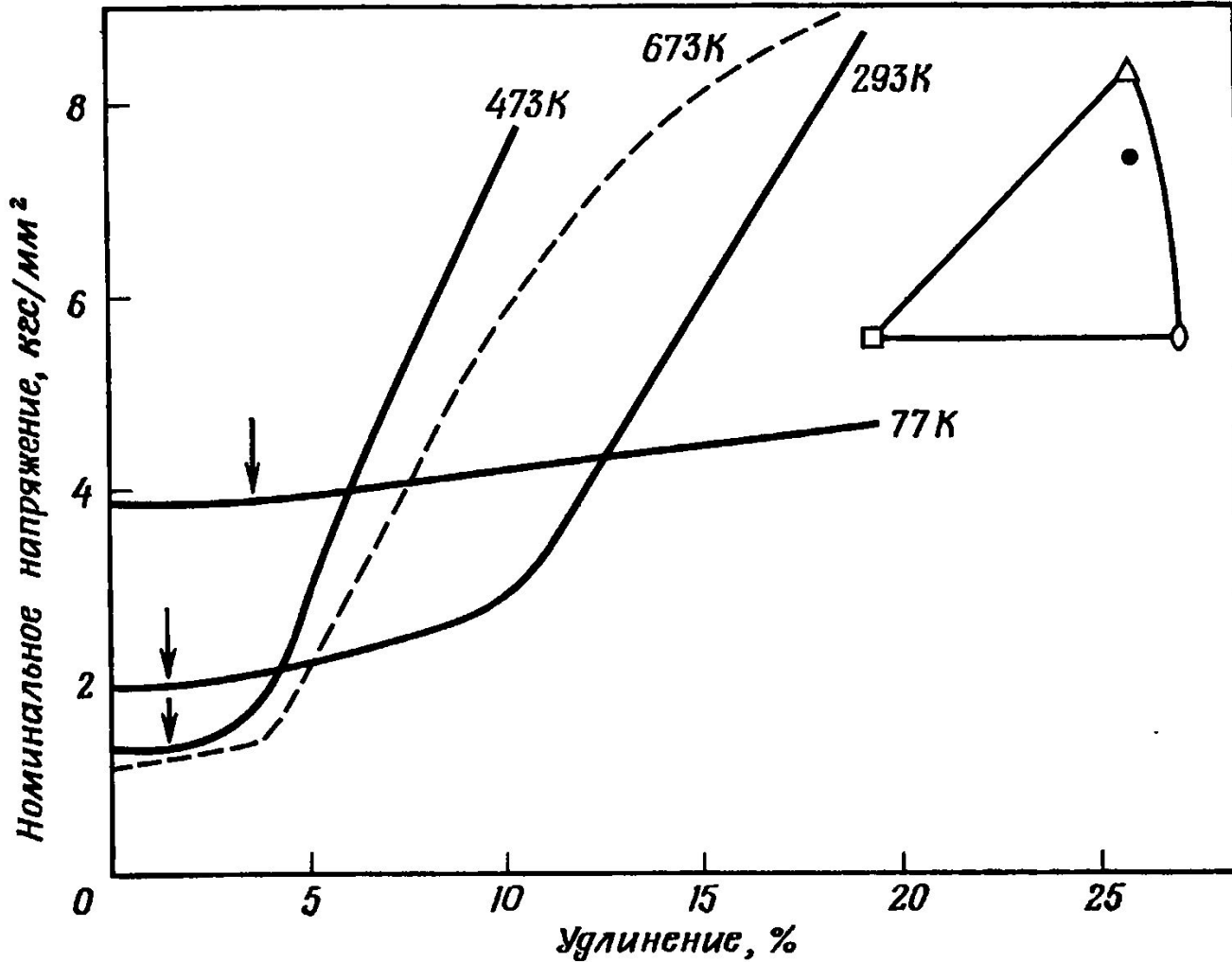


Рис. 6.19. Кривые напряжение — деформация кристаллов сплава меди с 5 ат.% цинка при различных температурах. Стрелками обозначено окончание распространения деформации Людерса; пунктирная линия — кривая прерывистого течения

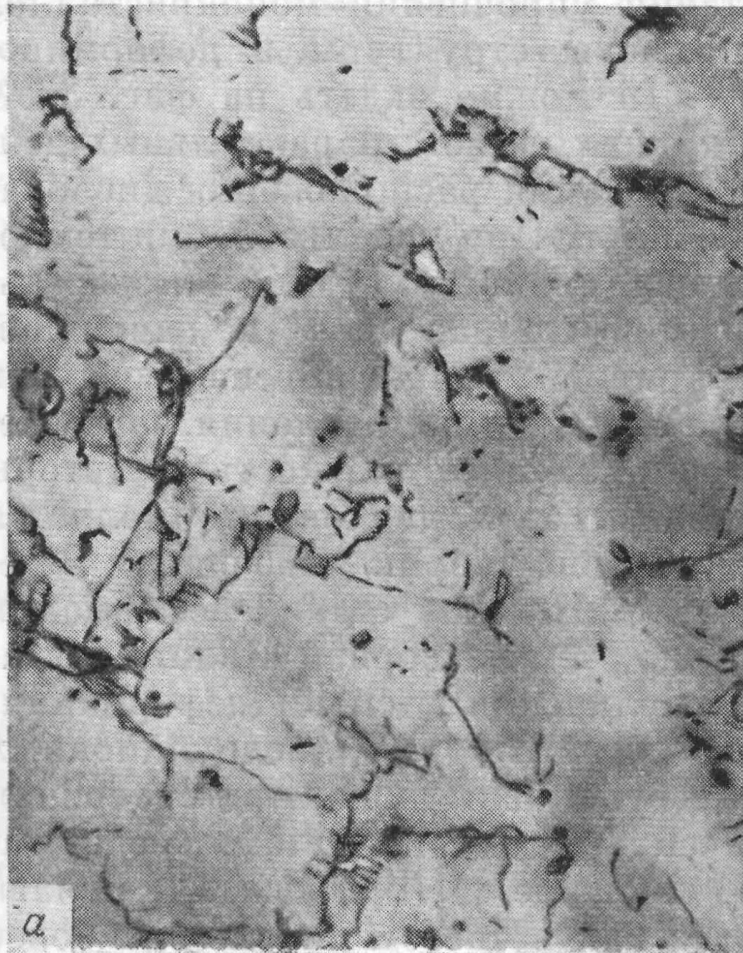


Рис. 6.20. Сплав серебра с 10 ат.% галлия, деформированный на 5% при комнатной температуре (а), и сплав серебра с 17 ат.% галлия, деформированный на 5% при комнатной температуре (б) (электронные микрофотографии, X 50 000)

Деформация упорядоченных твёрдых растворов

В твёрдых растворах замещения, состоящих из атомов двух сортов, последние обычно располагаются в узлах решетки случайным образом, образуя неупорядоченный твёрдый раствор. Однако ряд твёрдых растворов, особенно близких по составу к стехиометрическому, таких как AB , A_2B и т. д., претерпевает ниже определенной критической температуры $T_{кр}$ структурную перестройку или упорядочение с образованием сверхрешётки. В упорядоченном состоянии оба сорта атомов располагаются друг относительно друга закономерно, составляя сверхрешётку.

Если разупорядоченные твёрдые растворы пластически деформируются таким образом, как это было описано выше, то в упорядоченных сплавах дислокации обладают некоторыми особыми свойствами. Эти свойства обусловлены тем фактом, что при движении обычной одиночной дислокации в кристаллах такого типа позади нее будет происходить разупорядочение поперек плоскости скольжения, которую называют антифазной границей. Энергетически более выгодно движение дислокаций парами или группами по антифазным границам, так чтобы полный вектор Бюргерса группы был равен периоду сверхрешётки в направлении скольжения.

Такие сверхструктурные дислокации впервые наблюдались в сплаве Cu_3Au при использовании просвечивающей электронной микроскопии тонких фольг, а затем в ряде других упорядоченных сплавов. Такие дислокации часто имеют характерный вид: они расположены парами с малым расстоянием между ними, порядка 100–200 Å.

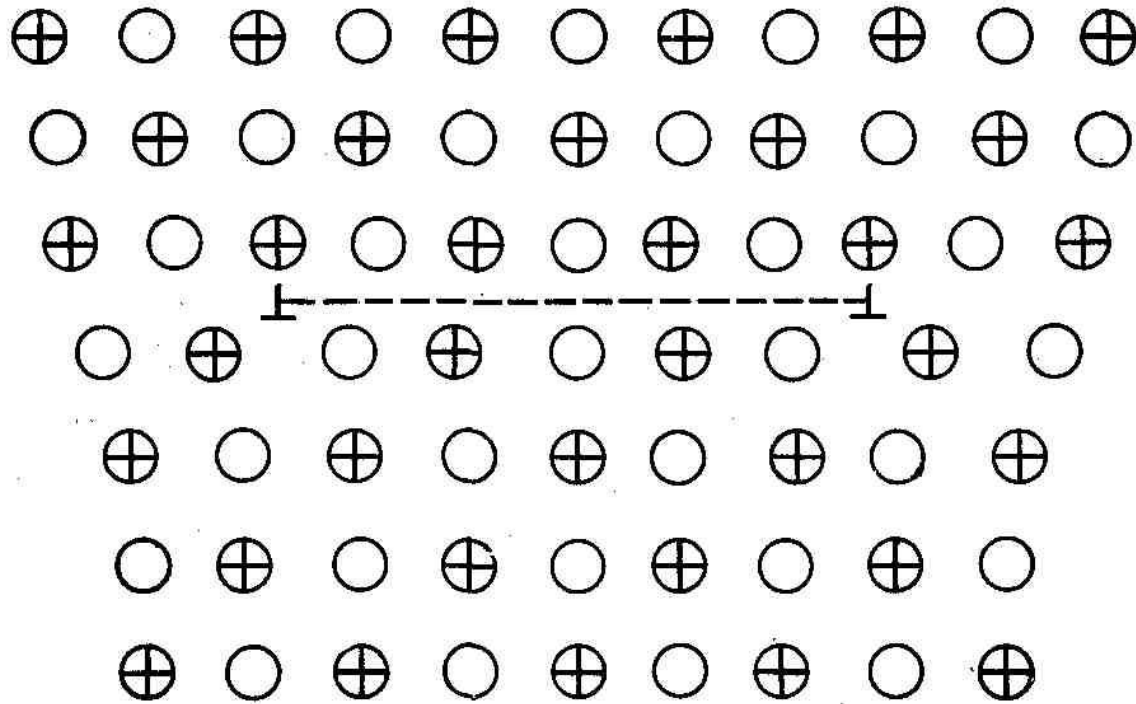


Рис. 6.21. Сверхдислокация в кубической упорядоченной структуре типа А В. Пунктирной линией обозначена антифазная граница

Взаимодействие дислокаций с выделениями

При образовании в твердом растворе мелких выделений появляются дополнительные препятствия для движения дислокаций. Частицы выделений пересекают плоскости скольжения, по которым движутся дислокации, поэтому последние должны преодолевать эти препятствия одним из следующих двух способов:

проходить сквозь частицы выделений,
обходить вокруг препятствий.

Теории упрочнения при образовании твёрдого раствора

Имеется несколько теорий упрочнения при образовании твёрдого раствора, которые условно можно разделить на две группы. К первой группе относятся теории, основанные на различных моделях блокировки дислокаций, в которых дислокации рассматриваются в покое, тогда как другая группа теорий оперирует силами трения, обусловленными сопротивлением атомов растворённых веществ движению дислокаций.

Теория блокировки Коттрела

Факт образования атмосфер Коттрела в твёрдых растворах, как внедрения, так и замещения хорошо установлен, но хотя этот тип блокировки дислокаций играет некоторую роль в появлении зуба текучести, трудно допустить, что он обуславливает в значительной степени упрочнение твёрдого раствора. В современной теории зуба текучести принимается, что дислокации со своими атмосферами остаются в заблокированном положении, а зарождаются новые дислокации, которые движутся. Если даже заблокированные дислокации отрываются от своих атмосфер, то падение напряжения, наблюдаемое на пределе текучести, обычно составляет лишь малую долю начального напряжения течения. Отсюда следует вывод, что теории, опирающиеся, прежде всего, на блокировку дислокаций, не являются удовлетворительными, и главный вклад в напряжения течения дает сопротивление движущимся дислокациям различно расположенных атомов растворённых веществ.

Эта точка зрения подкрепляется многими экспериментальными результатами, которые показывают, что легирование раствора повышает уровень кривой напряжение – деформация в целом. При увеличении концентрации растворённого вещества кривые деформации идут параллельно, но смещаются в сторону более высоких напряжений. Наиболее просто это объясняется силой трения или полным сопротивлением, которые не зависят от деформации, но увеличиваются с ростом концентрации растворённого вещества. Последние работы показывают, что для ряда растворённых веществ в серебре сила трения линейно возрастает с увеличением средней концентрации валентных электронов на атом.

Теория химического взаимодействия

Детальная теория упрочнения, вызываемого сегрегацией примесей на дефектах упаковки, сложна, но Сузуки вывел следующее выражение для критического напряжения сдвига в зависимости от концентрации растворённого вещества и температуры:

$$\tau_0 = \frac{2h}{vb} H c_0 (1 - c_0) \frac{1 - e^{-H/RT}}{1 - c_0 (1 - e^{-H/RT})} ;$$

здесь τ_0 – максимальное напряжение блокировки, c_0 – средняя концентрация растворённого вещества, v – молярный объем сплава и

$$H = (\gamma_b - \gamma_a) \frac{v}{2h} ,$$

где γ_a и γ_b – энергии дефекта упаковки металлов a и b , h – полуширина дефекта упаковки. Величина H не зависит от температуры и, поскольку она является главной переменной в выражении (6.15), напряжение течения, согласно данному механизму, должно быть относительно нечувствительно к изменению температуры, но сильно зависеть от концентрации

. Теорию Сузуки можно подвергнуть критике на том основании, что расщеплённые дислокации, на дефектах упаковки которых происходит сегрегация примесей, останутся неподвижными при приложении напряжений. Они окажутся так сильно заблокированными, что будут зарождаться новые дислокации и напряжения, необходимые для движения этих дислокаций, отвечают упрочнению, вызванному растворением примесей. Возможно, однако, что взаимодействие атомов растворённых веществ с растянутыми дислокациями даёт вклад в силу трения при движении дислокации.

Теория Мотта и Набарро

Мотт и Набарро предложили теорию, в которой предполагается, что упрочнение при образовании твёрдого раствора, обусловлено взаимодействием случайно распределённых атомов растворённого вещества с движущимися дислокациями. Отдельные атомы растворённого вещества вызывают появление малых локальных внутренних полей напряжений, величина которых по предположению зависит только от разности размеров атомов растворителя и растворённого вещества. Принимается, что дислокационная линия упруга; она не движется одновременно как целая, а подвергается периодическим изгибам в результате взаимодействия ее поля напряжений с полем напряжений атомов растворённого вещества. Здесь имеется два важных параметра. Первый – расстояние между атомами растворённого вещества, или период поля внутренних напряжений. Это «длина волны»₅₅ Λ , которая определяется простым выражением

$$\Lambda = \frac{a}{c^{1/3}},$$

$$\varepsilon_b = \frac{1}{b} \frac{db}{dc},$$

где a – межатомное расстояние и c – атомная концентрация растворённого вещества. Второй параметр θ есть мера величины поля внутренних напряжений, которая зависит от разности размеров атомов растворителя и растворённого вещества (размерный фактор). Этот параметр определяется выражением

$$\theta = \frac{1}{a} \frac{da}{dc},$$

где da/dc – изменение постоянной решётки твёрдого раствора в зависимости от атомной концентрации растворённого вещества. Далее, период поля локальных внутренних напряжений Λ в твёрдом растворе будет значительно меньше, чем минимальный радиус кривизны дислокационной линии. 56

Первый расчёт критического напряжения сдвига, осуществленный этими авторами, дал следующий результат:

$$\tau_0 = G\theta^2 c,$$

но повторный анализ с использованием большей длины когерентного отрезка дислокации привёл к выражению

$$\tau_0 = 2,5G\theta^4/3c.$$

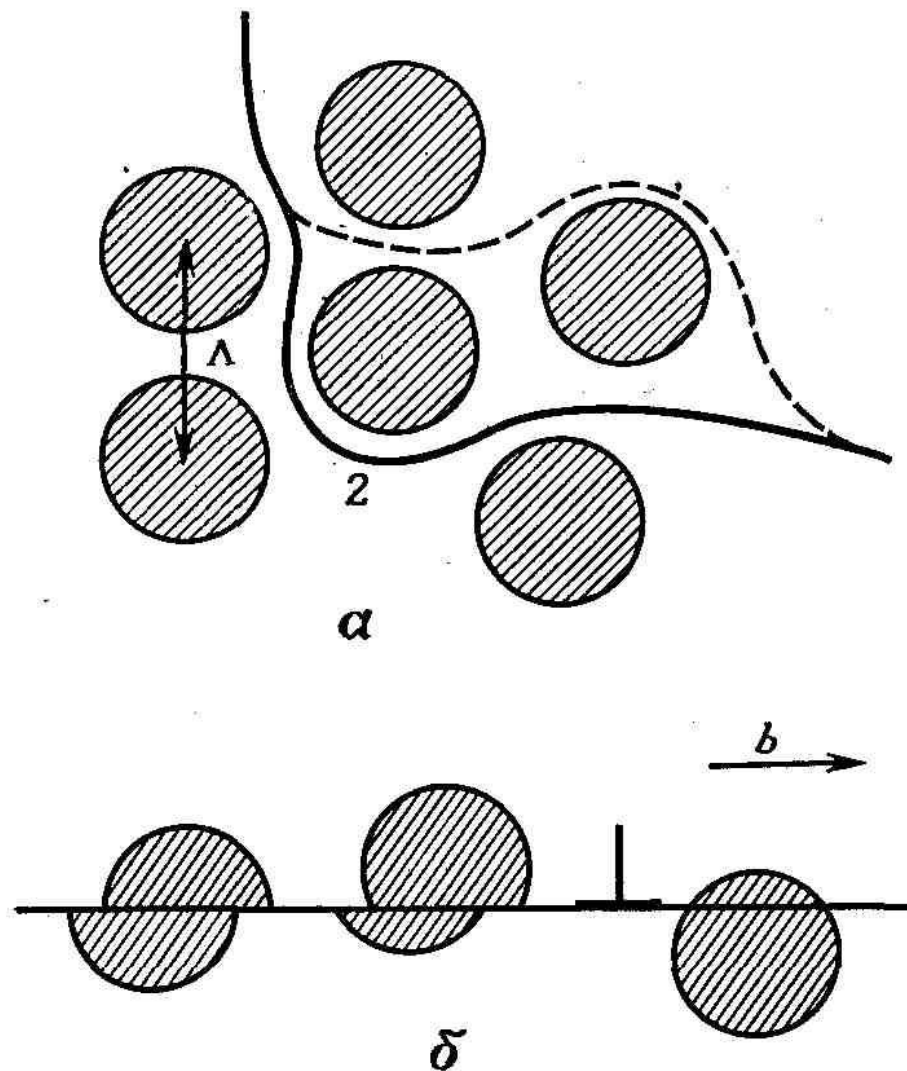
Оказалось, что предсказываемое упрочнение приблизительно в 10 раз больше наблюдаемого. Модель будет точнее, если взять большую длину когерентного дислокационного отрезка. Кроме того, теория принимает во внимание только размерный фактор, тогда как экспериментальные результаты, полученные на твёрдых растворах, указывают на то, что имеют значение также упругие постоянные и валентности растворителя и растворённого вещества.

Теория совместного влияния размерного фактора и упругих постоянных (теория Флейшера)

Выше было показано, что на взаимодействие дислокаций с атомами растворённого вещества оказывает влияние различие как атомных размеров, так и упругих постоянных атомов растворителя и растворённого вещества.

Флейшер принял, что напряжение течения пропорционально величине $(\varepsilon'_G - \alpha \varepsilon_b)$, где ε'_G – мера различия модулей упругости и (см. 6.3) где b – вектор сдвига и c – атомная концентрация растворенного вещества

. В заключение можно сказать, что наблюдаемый вклад в напряжение течения твёрдых растворов, очевидно, даёт не блокировка дислокаций, а сопротивление их движению, сила трения, величина которой определяется различием как атомных размеров, так и упругих свойств растворённого вещества и растворителя. Различие валентностей, по-видимому, также имеет значение, но оценить относительные вклады всех перечисленных факторов в напряжение течения не просто.



Ф и г. 7.1. Взаимодействие дислокационной линии с зонами Гинье — Престона в сплаве.

$$\varepsilon = \frac{\theta r_0^3}{l^3}. \quad (7.1)$$

Затем Мотт и Набарро рассчитали среднюю сдвиговую деформацию ε_M , используя выражение (7.1) и полагая, что величину l можно определить как половину расстояния между частицами, т. е.

$$l = \frac{1}{2} N^{-1/3},$$

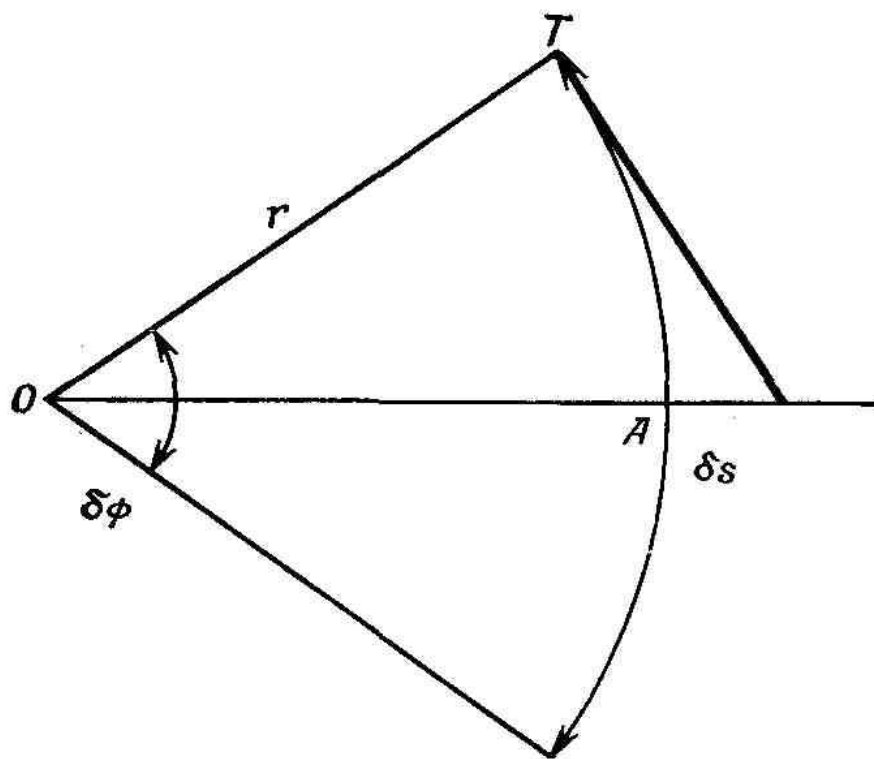
где N — число частиц в единице объема. Тогда

$$\varepsilon_M = (\theta r_0^3) (2N^{1/3})^3 = 8\theta r_0^3 N. \quad (7.2)$$

Концентрация растворенного вещества $c_0 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 N$. Критическое напряжение сдвига для сплава, определяемое через среднюю упругую деформацию, составляет

$$\tau_0 = \varepsilon_M G = 8G\theta r_0^3 N \approx 2G\theta c_0. \quad (7.3)$$

В выражение (7.3) не входит расстояние между частицами; напряжение течения



Ф и г. 7.2. К определению радиуса кривизны дислокационной линии.

При равновесном положении дислокации

$$T \delta\varphi = \tau_0 b \delta s,$$

откуда

$$\tau_0 = \frac{T \delta\varphi}{b \delta s} = \frac{T}{br} = \frac{Gb}{r}. \quad (7.4)$$

Из выражения (7.4) видно, что радиус кривизны дислокации обратно пропорционален приложенному напряжению. Это дополнительное соображение помогает объяснить влияние степени дисперсности выделений, поскольку про-

1. $r \approx \Lambda$. Это условие реализуется в сплаве после оптимального режима старения, когда для продвижения дислокационных петель между близко расположенными частицами, например зонами Гинье — Престона в сплавах алюминий — медь, требуются большие напряжения.

Мотт и Набарро показали, что в этом случае критическое напряжение τ_0 , необходимое для расширения петли, определяется из выражения (7.3):

$$\tau_0 = 2G\theta c_0, \quad (7.5)$$

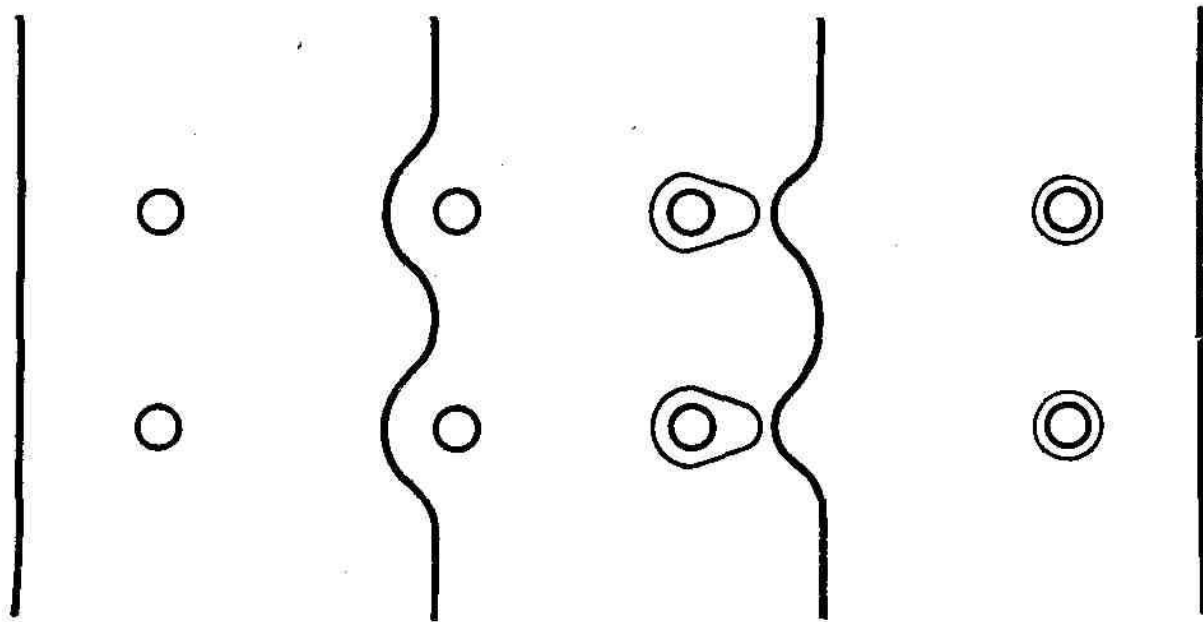
где θ — параметр несоответствия. Но $\Lambda = \alpha Gb/\tau_0$; отсюда оптимальная дисперсность частиц Λ_c получается путем подстановки значения τ_0 :

$$\Lambda_c = \frac{\alpha b}{2\theta c_0}. \quad (7.6)$$

При подстановке в эти соотношения подходящих данных получаются высокие напряжения] течения ($\sim 10^{-2} G$) и критическая дисперсность частиц порядка 50—100 Å. Таким образом, течение, вероятно, происходит не посредством огибания дислокациями частиц выделений, а путем перерезания этих частиц (фиг. 7.1).

2. $r \ll \Lambda$. В этом случае процесс старения заходит дальше и расстояние между частицами значительно больше. При этом дислокации легче изгибаются вокруг частиц и напряжение течения меньше. Таким образом, напряжение течения сплава можно определить, как напряжение, необходимое для изгибания дислокационной линии в петли радиуса $\frac{1}{2} \Lambda$; поэтому

$$\tau_0 = \frac{2\alpha Gb}{\Lambda}. \quad (7.7)$$



Ф и г. 7.3. Взаимодействие дислокаций с частицами [6].

$$\tau_0 = \tau_s + \frac{T}{b\Lambda/2}$$

В результате сдвига (фиг. 7.1, б) образуется дополнительная площадь поверхности раздела матрица — выделение; допустим, что ее энергия равна γ_s на единицу площади. Дополнительная площадь приблизительно равна $2r_i b$. Дислокация движется через единицу площади плоскости скольжения, и совершаемая при этом работа приводит при перерезании частиц выделений к возрастанию энергии на величину

$$\Delta E = n (\pi r_i^2 \gamma_p + r_i b \gamma_s), \quad (7.9)$$

где n — число частиц на единицу площади плоскости скольжения.

Приложенное напряжение τ_0 , необходимое для движения дислокации, определяется тогда выражением

$$\tau_0 = \frac{n}{b} (n r_i^2 \gamma_p + 2 r_i b \gamma_s), \quad (7.10)$$

$$n = \frac{3f}{2\pi r^2},$$

где f — объемная доля выделения.

Подставляя в выражение (7.10) значение n , получаем

$$\tau_0 = \frac{f\gamma_p}{b} + \frac{3}{\pi} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{f\gamma_s}{r}. \quad (7.11)$$

Здесь $r = \sqrt{2/3} r_i$ — средний радиус частиц выделений.

Если $\gamma_p \gg \gamma_s$, то $\tau_0 \geq f\gamma_p/b$ и не зависит от размера частиц r . Однако если частицы разупорядочены, то $\gamma_p = 0$, поскольку не требуется энергии для разупорядочения по плоскости скольжения. Тогда

$$\tau_0 \geq \frac{\sqrt{6}}{\pi} \frac{f\gamma_s}{r}.$$

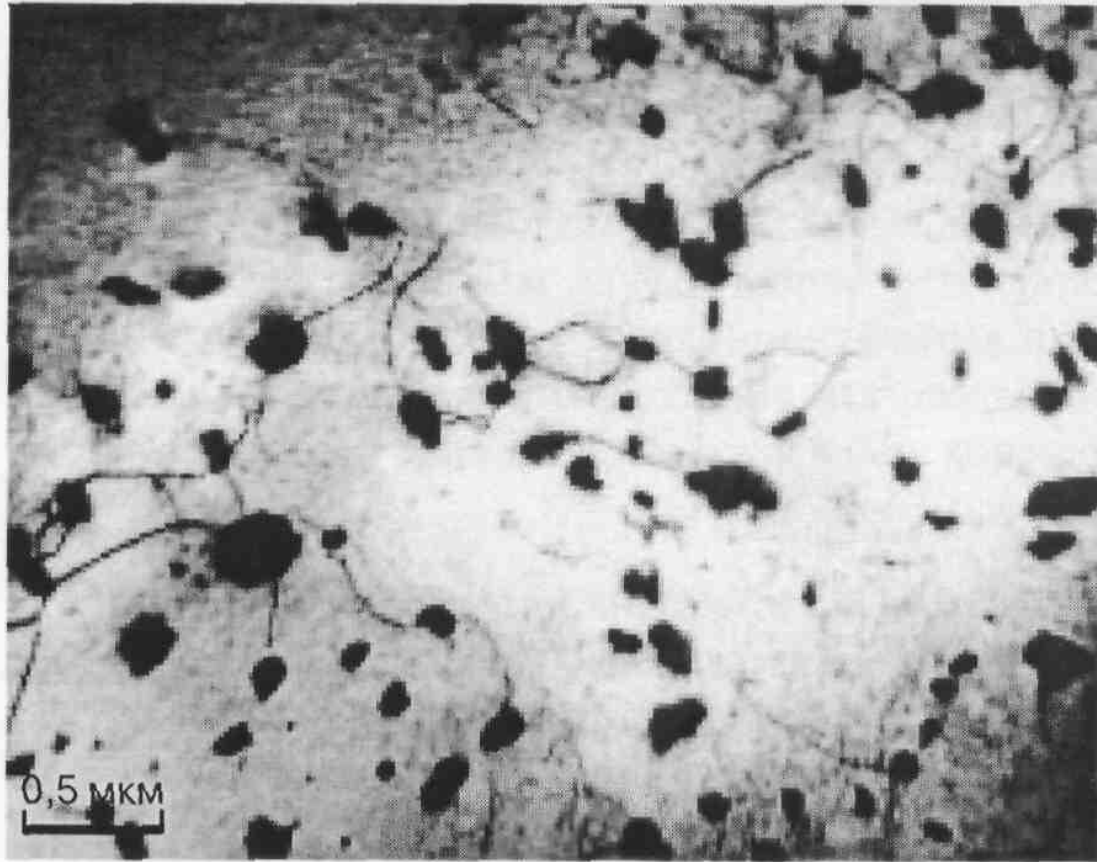
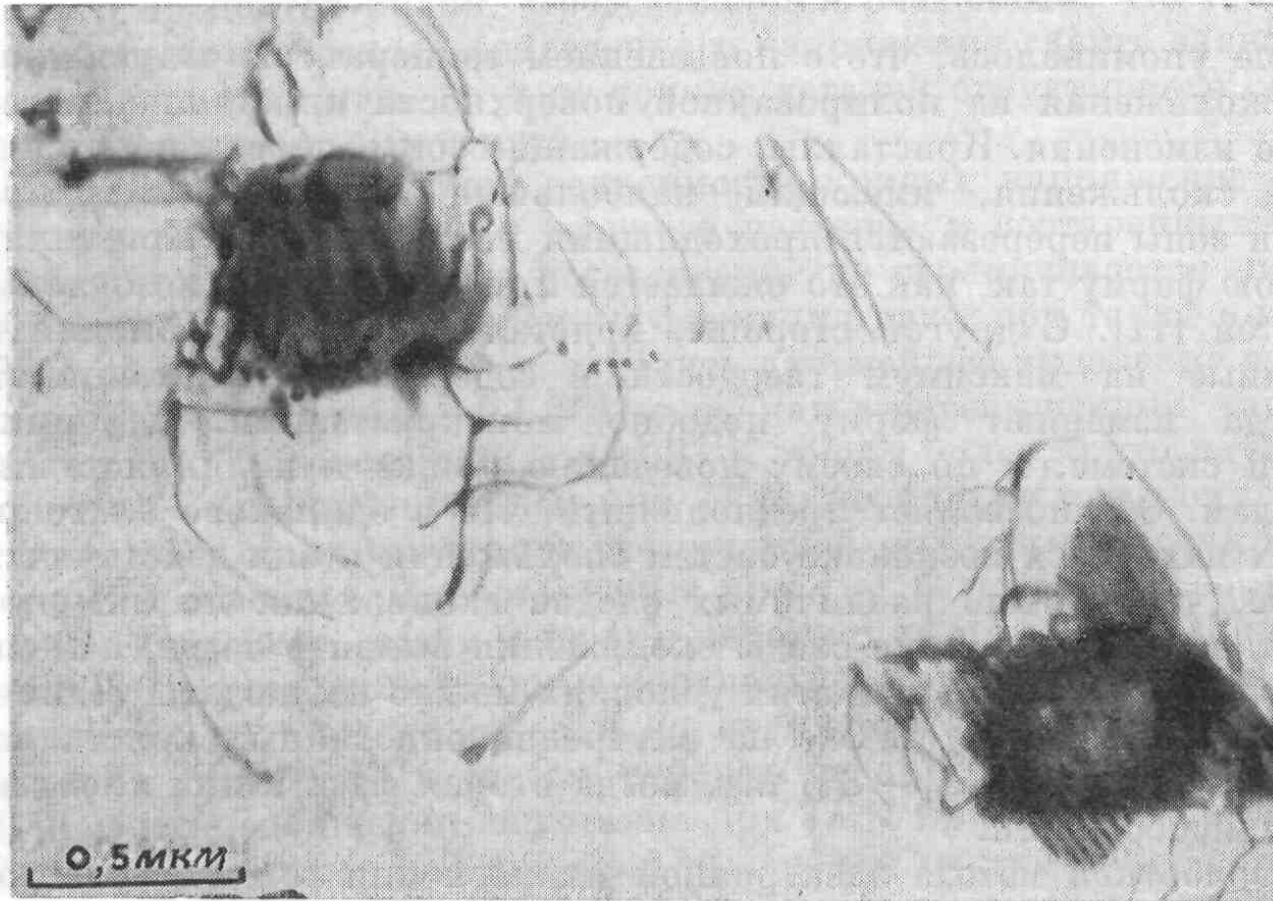
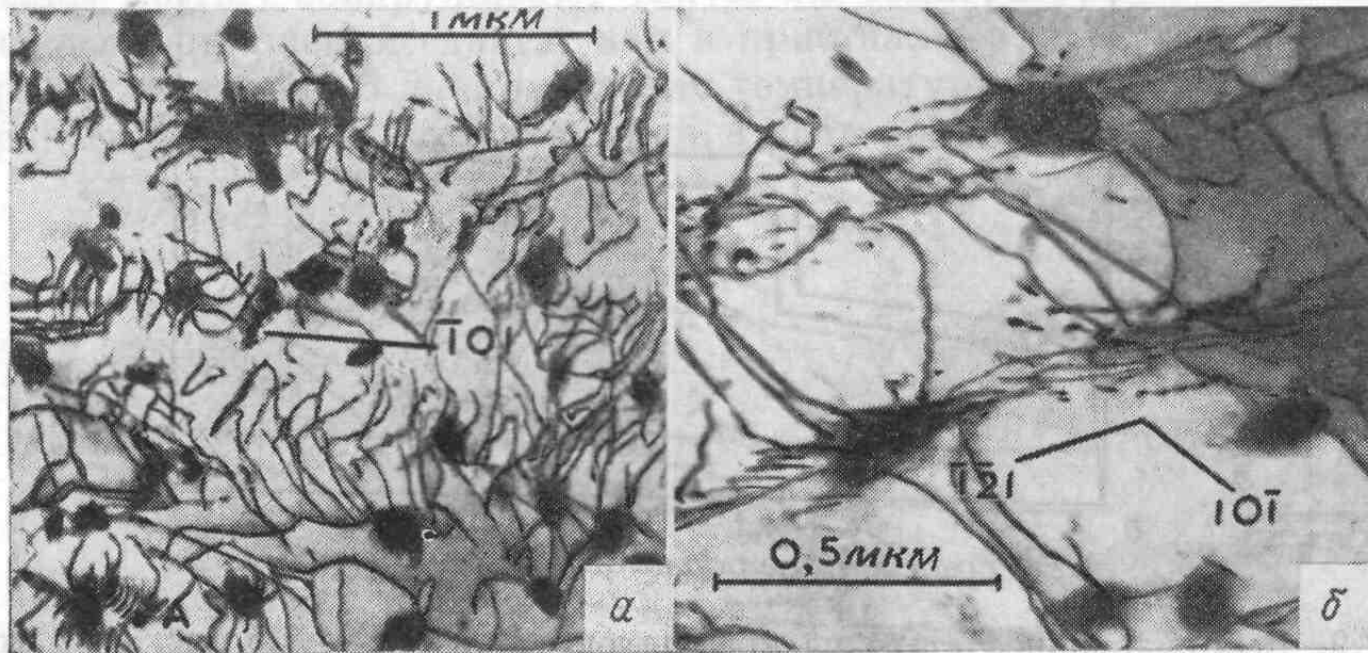


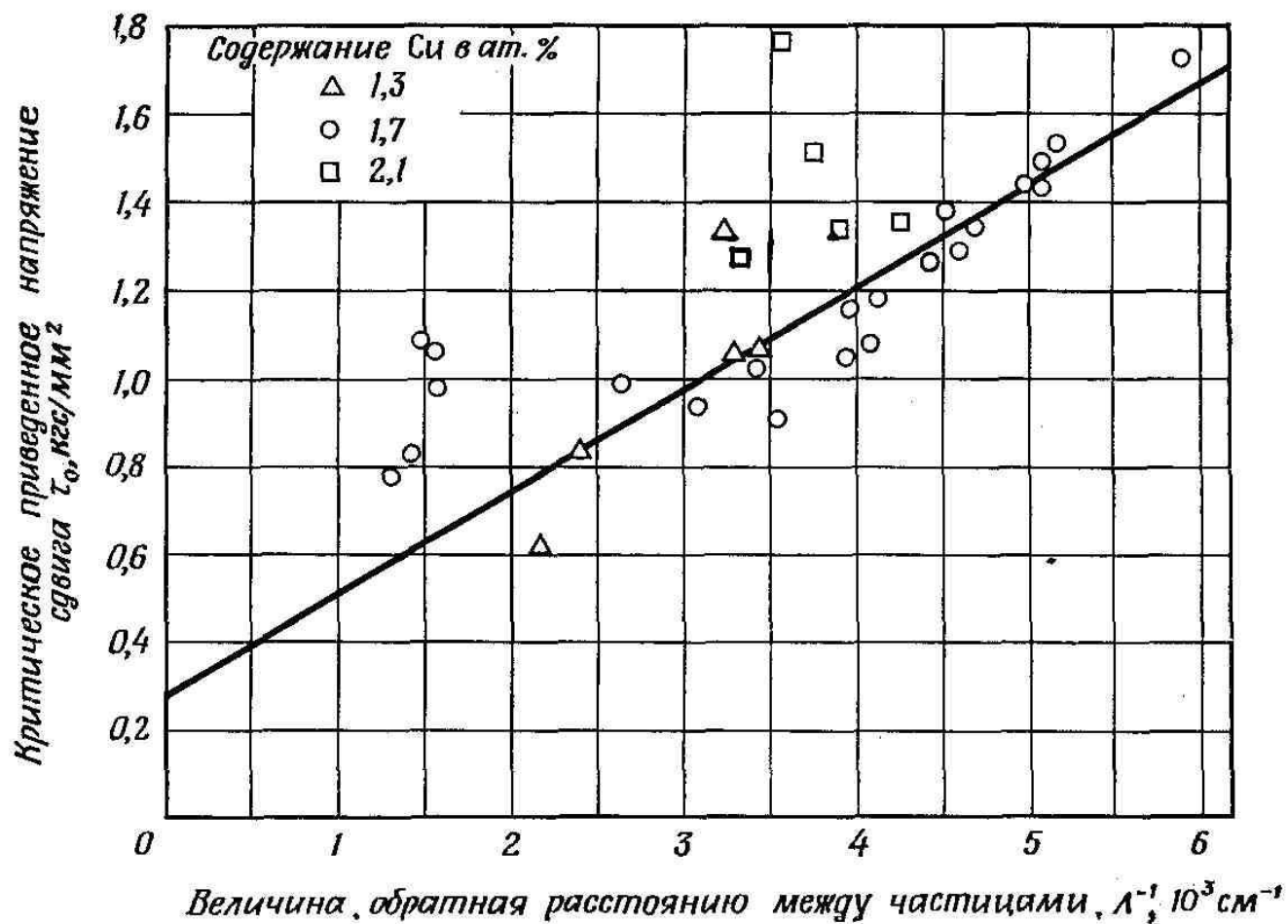
Рис. 4. Наблюдение частиц второй фазы в алюминиевом сплаве. Хорошо видны также дислокации в виде темных линий. Электронная микроскопия



Ф и г. 7.11. Зарождение дислокаций у больших карбидных частиц в аустенитной стали (электронная микрофотография) (Хардинг).



Ф и г. 7.10. Взаимодействие дислокаций с выделениями в сплаве медь — 10 ат.% индия, состаренном при 300° С в течение 10 час и затем деформированном на 5% растяжением (электронные микрофотографии) (Кордерой).



Ф и г. 7.7. Соотношение между напряжением τ_0 кристаллов сплава алюминий — медь и величиной, обратной расстоянию между частицами [13].