

НЕКОТОРЫЕ РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ

Д. М. Васильев и Б. И. Смирнов

За последние десятилетия изучение структуры деформированных металлов с помощью рентгеновских лучей получило широкое распространение, и в этой области были достигнуты значительные успехи. Однако в нашей литературе до сих пор отсутствует систематическое изложение основных результатов. В известном обзоре Гринафа¹ рассматриваются работы, опубликованные лишь до 1951 г., и в настоящее время он в значительной степени уже устарел. Обзорные доклады Барретта и Гинье на конференции в Детройте² содержат весьма краткое изложение ряда вопросов.

Настоящий обзор в основном посвящен изучению искажений структуры пластически деформированных металлов, проявляющихся в изменении положения рентгеновских дифракционных линий, формы и ширины этих линий, а также их интегральной интенсивности. Однако, так как зачастую при изучении микронапряжений используются методы, первоначально разработанные для изучения макронапряжений, возникающих при макроупругом нагружении, мы кратко рассмотрим и эти методы.

В обзоре не излагаются работы, касающиеся различных способов изучения мозаичной структуры и ее влияния на свойства металлов, поскольку эта проблема недавно была рассмотрена в статье Херша³. Кроме того, мы сочли возможным не излагать подробно всю методику гармонического анализа профиля дифракционной линии, так как это сделано в обзорной работе Уоррена⁴, а остановились только на некоторых принципиальных вопросах этой методики, имеющих важное значение при практической работе.

1 СМЕЩЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ ЛИНИЙ ПРИ МАКРОУПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЯХ

Из уравнения Вульфа—Брэгга

$$2d \sin \vartheta = \lambda, \quad (1,1)$$

где λ — длина волны излучения, видно, что изменение межплоскостного расстояния d вызывает изменение угла дифракции ϑ , т. е. смещение рентгеновской линии. На возможность использования этого обстоятельства впервые было указано в работе Иоффе и Кирпичевой⁵, которые предложили определять константы упругости монокристаллов путем измерения постоянной решетки нагруженного образца

Лестер и Аборн⁶ нашли, что при растяжении тонкого стального образца межплоскостные расстояния для плоскостей, перпендикулярных к оси образца, линейно увеличиваются с ростом приложенного напряжения.

Аксенов⁷ рассмотрел в общем виде изменение формы дифракционного кольца для линейного и объемного напряженных состояний с учетом анизотропии кристаллитов в поликристаллическом образце. Однако, несмотря на ценные результаты, полученные Аксеновым, громоздкий математический аппарат теории чрезвычайно затруднял возможность практического использования полученных формул.

Закс и Вертс⁸ применили съемку в области больших углов дифракции на плоскую пленку. Они показали, что при нагружении дюралюминиевого образца имеет место прямая пропорциональность между рентгенографически определяемым напряжением σ_r и напряжением σ_m , определяемым обычным «механическим» путем. Отклонение от прямой пропорциональности наблюдалось только после достижения макроскопического предела текучести.

Вефер и Мёллер⁹ дали формулу для определения суммы главных напряжений

$$\sigma_1 + \sigma_2 = -\frac{E}{\mu} \frac{d_{\perp} - d_0}{d_0}, \quad (1,2)$$

где E , μ — известные упругие постоянные, d_{\perp} , d_0 — межплоскостные расстояния для плоскостей, параллельных оси образца, соответственно

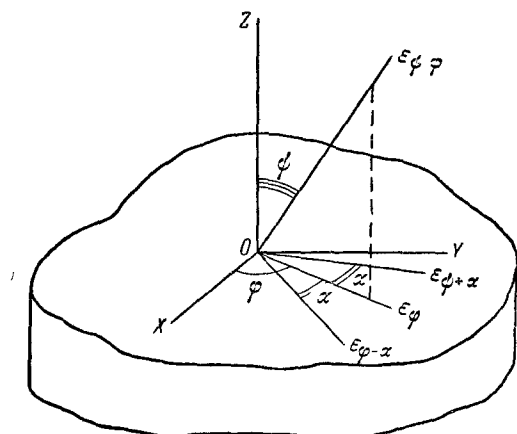


Рис. 1. Схема измерения напряжений способом угловых снимков; $\varepsilon_{\psi, \varphi}$ — относительное изменение межплоскостных расстояний $\Delta d/d$ в направлениях ψ, φ , измеряемое по смещению рентгеновских дифракционных линий.

в нагруженном и ненагруженном состояниях. При съемке с эталонным веществом авторы на стальных образцах получили точность $\pm 6 \text{ кг/мм}^2$. Ими, а также авторами работ^{10,11} тоже отмечалось наличие прямой пропорциональности между σ_r и σ_m .

Барретт и Гензмер¹² описали способ раздельного определения σ_1 и σ_2 при известном их направлении и известном d_0 . Глокер и Освальд¹³ дали способ определения величины и направления σ_1 и σ_2 при известном d_0 . Позднее было показано¹⁴, что метод угловых снимков позволяет определить величину и направление σ_1 и σ_2 без знания d_0 .

Наиболее общую формулу для определения нормального напряжения σ_{φ} , действующего

по направлению φ параллельно поверхности, дали Глокер, Гесс и Шаабер¹⁵

$$\sigma_{\varphi} = \frac{E}{1+\mu} \frac{\varepsilon_{\psi_2, \varphi} - \varepsilon_{\psi_1, \varphi}}{\sin^2 \psi_2 - \sin^2 \psi_1}, \quad (1,3)$$

где ψ , φ — полярное расстояние и азимут направления, по которому измеряется деформация (рис. 1). Здесь

$$\varepsilon_{\psi_2, \varphi} - \varepsilon_{\psi_1, \varphi} \approx \frac{\varepsilon_{\psi_2, \varphi} - \varepsilon_{\psi_1, \varphi}}{d_{\psi_1, \varphi}}. \quad (1,4)$$

Формула (1,4) позволяет определить σ_{φ} даже из одного «косого» снимка, так как при $\psi_0 \neq 0$ из одной рентгенограммы получаются значения деформаций $\varepsilon_{\psi_2, \varphi}$, $\varepsilon_{\psi_1, \varphi}$, отвечающие направлениям $\psi_2 = \psi_0 + \eta$ и $\psi_1 = \psi_0 - \eta$, где $\eta = 90^\circ - \varphi$.

Для определения σ_φ школой Глокера¹⁶ разработана удобная методика съемки с эталонным веществом, параметр которого известен. Для случая, когда линия эталонного вещества получается под меньшим углом дифракции, чем линия образца, и съемка идет при угле $\psi_0 = 45^\circ$ на плоскую пленку, применяется формула

$$\sigma_\varphi = (\Delta_- - \Delta_+) C_{+-}. \quad (1,5)$$

Здесь Δ_\mp — расстояния от линии эталона до линии образца на стороне пленки, где $\psi = 45^\circ \mp \eta$ соответственно, C_{+-} — постоянная, зависящая от длины волны излучения, параметра эталонного вещества и расстояния от образца до пленки. Для определения $\sigma_1 + \sigma_2$ служит формула

$$-(\sigma_1 + \sigma_2) = (\Delta_0 - \Delta_\perp) C_{\perp 0}, \quad (1,6)$$

где Δ_0 — расстояние от линии эталона до линии образца в ненапряженном состоянии, Δ_\perp — аналогичное расстояние в напряженном состоянии при $\psi_0 = 0^\circ$, $C_{\perp 0}$ — постоянная, аналогичная C_{+-} .

Для съемок стальных образцов с серебряным эталоном Фукс¹⁷ предложил пользоваться номограммами.

Васильев и Ващенко¹⁸ для задних съемок на плоскую пленку дали формулу, не требующую знания параметра эталонного вещества

$$\frac{\Delta d}{d} = \cos^2 \frac{1}{2} \theta \cdot \cos(180^\circ - 2\theta) \left(\frac{l_2 - l_1}{l_1} - \frac{l_{2\theta} - l_{1\theta}}{l_{1\theta}} \right). \quad (1,7)$$

Здесь l_1 и l_2 — расстояния от центра рентгенограммы до линии образца, отвечающие двум состояниям образца 1 и 2; $l_{1\theta}$ и $l_{2\theta}$ — те же расстояния для эталонного вещества. Для угловых снимков, в том случае, если приходится определять l отдельно для стороны $\psi_0 + \eta$ и $\psi_0 - \eta$, Васильев¹⁹ предложил пользоваться способом репера, находящегося на постоянном расстоянии от центра рентгенограммы.

Для определения величины и направления главных напряжений по Гизену, Глокеру и Оссвальду¹⁴ необходимо производить угловые снимки при постоянном ψ_0 и азимутах φ , $\varphi + 90^\circ$ и $\varphi \pm \alpha$. Другая методика предусматривает съемку при азимутах φ , $\varphi + \alpha$, $\varphi - \alpha$ (см. рис. 1). Способ определения σ_1 и σ_2 из одного косого снимка²¹ не получил практического применения вследствие своей малой точности (± 6 кГ/мм²), в то время как методика трех или четырех косых снимков дает точность²² ± 2 кГ/мм² и даже²³ 0,5 кГ/мм².

В рассмотренных работах считалось, что перпендикулярное к поверхности напряжение σ_\perp равно нулю. Однако в действительности эффективная глубина проникновения обычно применяемых рентгеновских лучей составляет несколько сотых миллиметра^{24,25}, так что при наличии больших градиентов напряжения по нормали к поверхности σ_\perp уже не всегда можно принимать равным нулю. Этот вопрос впервые был рассмотрен Курдюмовым с сотрудниками²⁶, а Ромбергом²⁷ даны формулы, отвечающие трехосному напряженному состоянию. При исследовании в кобальтовом излучении закаленных стальных цилиндров авторы²⁶ пришли к выводу, что σ_\perp не оказывает влияния на положение рентгеновских линий, а смещение линий, наблюдающееся при переходе от длинных цилиндров к коротким, обуславливается влиянием «концевого эффекта». Анализ «концевого эффекта» для плоской задачи дали Васильев и Цобкалло²⁸. Однако Шаабер²⁹ на алюминиевом сплаве с применением медного излучения обнаружил заметное влияние перпендикулярного к поверхности напряжения на положение рентгеновских линий.

При наличии трехосного напряженного состояния следует применять формулу¹⁹

$$\sigma_{\varphi} - k\sigma_{\perp} = \frac{E}{1+\mu} \frac{\varepsilon_{\psi_2, \varphi} - \varepsilon_{\psi_1, \varphi}}{\sin^2 \psi_2 - \sin^2 \psi_1}, \quad (1,8)$$

где σ_{\perp} — перпендикулярное к поверхности напряжение, k — коэффициент, учитывающий влияние σ_{\perp} на положение рентгеновских линий и зависящий от соотношения между эффективной глубиной проникновения рентгеновских лучей и размерами области, в пределах которой σ_{\perp} изменяется от нуля до наибольшего значения, отвечающего глубинным слоям изделия.

Если применяются формулы, в которые входит d_0 и рентгеновские линии образца в напряженном состоянии являются расширенными, то необходимо учитывать взаимодействие близко расположенных компонент K_{α} -дублета^{18, 30-32}. При больших размытиях смещение максимума рентгеновской линии достигает одной трети от расстояния между компонентами дублета, что в пересчете на напряжение дает для стали при съемке на кобальтовом излучении систематическую ошибку¹⁸ порядка 50 $\kappa\Gamma/\text{мм}^2$.

Как отмечалось выше, прямая пропорциональность между σ_r и σ_m наблюдалась уже в первых работах⁸⁻¹¹. Однако, как показали Мёллер и Барберс³³, применение для вычисления σ_r упругих постоянных E_m и μ_m , полученных из механических испытаний, приводит к расхождению между σ_r и σ_m . Авторы объяснили это тем, что при определении E_m и μ_m образец ведет себя как квазиизотропный, в то время как при съемке в создании дифракционной картины принимают участие только определенным образом ориентированные кристаллиты, так что при вычислении σ_r необходимо применять значения E_r и μ_r , отвечающие отражающим плоскостям. На железе «армко» они получили, что

$$\left(\frac{\mu}{E}\right)_r \approx 1,2 \left(\frac{\mu}{E}\right)_m. \quad (1,9)$$

Мёллер и Штрук³⁴ сравнивали полученное в K_{α} Со-излучении на образцах из стали отношение E_r/E_m с вычисленным по Фойгту³⁵ и не получили согласия между экспериментальными и расчетными данными.

Ровинский^{36, 37} в ряде работ определял отношение σ_r/σ_m , считая, что оно равно отношению измеряемых в опыте деформаций $\varepsilon_r/\varepsilon_m$. Для стали с 0,23% С в K_{α} Со-излучении это отношение оказалось равным 0,40÷1,64, соответственно для крупно- и мелкозернистого состояний. Он считал, что кроме анизотропии отличие рентгеновских упругих характеристик от механических может обуславливаться также неоднородностью структуры, вызванной наличием включений с иными, чем у основного материала, упругими постоянными и наличием межкристаллитных прослоек, равно как и влиянием мозаичной структуры, препятствующей передаче внешних усилий к решетке.

Наиболее подробно отличие E_r и μ_r от E_m и μ_m может быть исследовано в том случае, если определять не отношение μ/E , а каждую из постоянных в отдельности. С помощью угловых съемок раздельное определение E_r и μ_r проводится с большой точностью³⁸.

По Фойгту³⁵ деформация в каждом зерне поликристаллического материала одинакова и равна макроскопической, а напряжения в различных зернах отличаются друг от друга. Среднее напряжение, равное приложенному напряжению σ_m , вычисляется путем суммирования по различным ориентированным зернам, тогда значения упругих констант E_s и μ_s не зависят от индексов отражающей плоскости (hkl). В противоположность этому, по Рейсу³⁹, напряжения, действующие во всех зернах, принимают

ся одинаковыми и равными σ_m , а деформации в каждом зерне зависят от его ориентировки. Тогда E_σ и μ_σ будут зависеть от индексов (hkl).

Мёллер и Мартин⁴⁰ сравнили найденные опытным путем на стальных образцах значения E_{310} и μ_{310} со значениями E и μ , вычисленными по Фойгту и Рейсу, и не получили совпадения опытных и расчетных данных. Авторы рекомендуют пользоваться при рентгеновских измерениях значениями E_r и μ_r , найденными непосредственно из эксперимента. Неерфельд⁴¹ нашел, что для стальных образцов и Со- и СтК_α-излучений вычисление E_r и μ_r в виде

$$E_r = \frac{E_\varepsilon + E_\sigma}{2}, \quad (1,10)$$

$$\mu_r = \frac{\mu_\varepsilon + \mu_\sigma}{2} \quad (1,11)$$

дает значения, совпадающие с экспериментальными данными. Подобный вывод был сделан и в работах⁴²⁻⁴⁴. Значения E_r и μ_r по Неерфельду вычислены для ряда материалов в работе⁹². Гаук и Гуммель⁴⁵, а также Мёллер и Брасе⁴⁶ полагают, что для железного поликристаллического образца следует применять E_r и μ_r , вычисленные по формулам

$$E_r = \frac{2E_\varepsilon + E_\sigma}{3}, \quad (1,12)$$

$$\mu_r = \frac{2\mu_\varepsilon + \mu_\sigma}{3}. \quad (1,13)$$

По-видимому, истинное значение E_r лежит между E_ε и E_σ , а истинное значение μ_r — между μ_ε и μ_σ . Установление точного соотношения между значениями упругих постоянных по Фойгту и Рейсу и действительными значениями, определяемыми из эксперимента, имеет большое значение для выяснения характера распределения напряжений и деформаций в упруго напряженном поликристаллическом образце. Если же иметь в виду чисто практическую задачу определения макроскопических напряжений при помощи рентгеновских лучей, то применение упругих постоянных, рассчитанных, например, из наиболее простых соотношений (1,10) и (1,11), дает относительную ошибку, не превышающую для модуля упругости величины $\pm \frac{E_\varepsilon - E_\sigma}{E_\varepsilon + E_\sigma}$, что для практических целей в ряде случаев является вполне удовлетворительным.

2. СМЕЩЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ ЛИНИЙ В ОБЛАСТИ МАКРОПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

Как показывают эксперименты, описанные в предыдущем разделе, в макроупругой области сохраняется пропорциональность между макроскопическим напряжением σ_m и напряжением σ_r , определяемым рентгеновским путем. При соответствующем выборе упругих констант E_r и μ_r будет иметь место соотношение

$$\sigma_m = \sigma_r. \quad (2,1)$$

Так как сдвиговая пластическая деформация не должна изменять в среднем параметра элементарной ячейки внутри отдельных слоев кристалла, разделенных плоскостями скольжения, то следовало бы ожидать наличия прямой пропорциональности или выполнения равенства (2,1) и в макропластической области.

Однако первые же работы, в которых измерялись напряжения в макропластической области, обнаружили отклонение от соотношения (2,1) (рис. 2), причем во всех случаях при переходе через макроскопический предел текучести σ_s имело место неравенство $\sigma_r < \sigma_m$. Такие результаты были получены при изгибании дюралюминиевых⁸ и стальных образцов^{11, 33}. Авторы объясняли нарушение соотношения (2,1) началом пластической деформации, не вдаваясь в механизм самого явления.

Болленрат, Гаук и Освальд⁴⁷ при растяжении стальных образцов измеряли напряжения σ_r под нагрузкой и остаточные напряжения после макроразгрузки. Они уста-

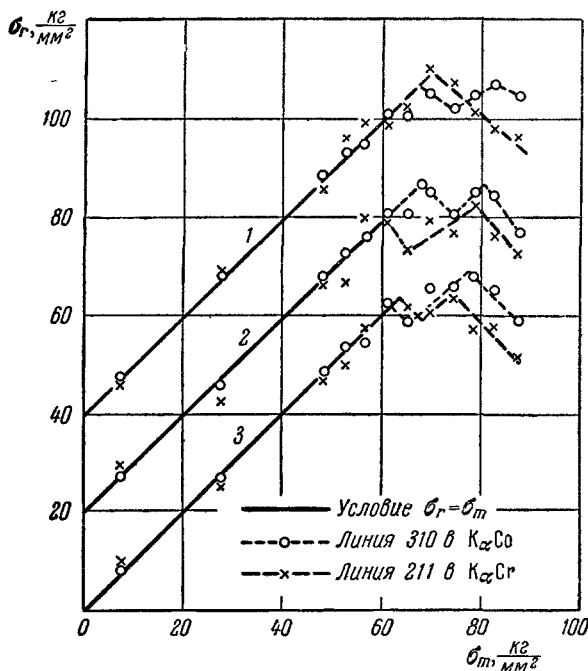


Рис. 2. Соотношение между σ_r и σ_m , полученное при изгибании стального образца⁴¹.

Прямые 1 и 2 смещены по оси ординат соответственно на 20 и 40 кг/мм^2 ; измерения 1, 2, 3 отвечают различным участкам образца.

находящиеся на поверхности образца, имеют больше степеней свободы при пластическом деформировании и поэтому обладают меньшим сопротивлением деформированию, чем те, которые расположены глубже. Эти наружные слои будут недогружены, а внутренние — перегружены по сравнению с макроскопическим напряжением σ_m , так что после макроразгрузки в наружных слоях возникнут осевые сжимающие, а во внутренних — растягивающие напряжения. В последующей работе⁴⁸ падение σ_r при переходе предела текучести было обнаружено и при сжатии.

Любопытно отметить, что еще Гейн⁴⁹ наблюдал на стальном растянутом образце эпюру остаточных напряжений, аналогичную полученной в работе⁴⁷, однако объяснил ее происхождение иначе. Он полагал, что тонкий наружный слой образца, толщиной $\approx 0,1 \text{ мм}$, играет роль «жесткой оболочки», через которую передаются усилия от головок к остальной части образца. Эта «жесткая оболочка» при растяжении перегружена, и ее деформация будет больше средней, так что после разгрузки в ней появятся сжимающие напряжения.

Они установили, что при $\sigma_m = \sigma_s$ σ_r резко падает и продолжает уменьшаться при дальнейшем росте степени пластической деформации, несмотря на увеличение σ_m . После макроразгрузки на поверхности образца обнаруживались осевые остаточные сжимающие напряжения. Последовательное стравливание слоев на разгруженном образце показало, что при переходе к глубинным слоям образца появляются растягивающие осевые и поперечные напряжения, причем наружная зона образца, находящаяся под действием сжимающих остаточных напряжений, простирается настолько глубоко, что ее площадь составляет приблизительно половину площади поперечного сечения образца. Авторы объясняют свои результаты тем, что кристаллиты, на-

Глокер и Газенмейер⁵⁰ обнаружили на стали, что при съемке в K_α Со-излучении отклонение σ_r от σ_m наблюдается лишь при достижении предела текучести, в то время как при съемке на более мягком K_α Cr-излучении это отклонение происходит уже при напряжениях $(0,5 \div 0,7) \sigma_s$. Авторы считали, что их результаты являются подтверждением существования ослабленного поверхностного слоя, простирающегося на глубину, соизмеримую с эффективной глубиной проникновения K_α Cr-излучения, т. е. порядка 0,01 мм. В рассмотренных работах^{47, 48, 50} применялась методика перпендикулярных съемок с боковой поверхности образца, находящегося под нагрузкой, причем предполагалось, что от измеряемых при помощи рентгеновских лучей деформаций можно перейти к напряжениям σ_r по формуле (1,2).

Иное объяснение этой проблеме давал сначала Вуд. В работе⁵¹ он на прокатанных медных образцах обнаружил при перпендикулярной съемке остаточное изменение параметра и связал его с поглощением энергии при деформировании. В дальнейшем Вуд наблюдал аналогичные изменения на прокатанных образцах α -латуни⁵², серебре, меди, никеле, алюминии и молибдене⁵³. Результаты на α -латуни были объяснены тем, что решетка ее после проката перестает быть кубической, а для других материалов тем, что при прокатке происходит «расширение» решетки, приводящее к уменьшению ее устойчивости. Эти работы подверглись критике со стороны Ровинского⁵⁴, который, показал, что на наклепанных медных порошках остаточного изменения параметра не наблюдается, так что описанные эффекты могли обуславливаться влиянием остаточных макронапряжений, возникших при прокатке.

В работе⁵⁵ Вуд и Смит исследовали изменения межплоскостных расстояний при простом растяжении для плоскостей (310) железного образца. Относительное изменение межплоскостных расстояний $\frac{\Delta d}{d} = \epsilon_r^\perp$ для плоскостей, почти параллельных боковой поверхности образца (при перпендикулярной съемке), откладывалось в функции приложенного напряжения σ_m (рис. 3). Зависимость $\sigma_m = \varphi(\epsilon_r^\perp)$ была названа авторами «диаграммой деформации атомной решетки». В последующих работах Вуд и Смит получили подобные зависимости для меди⁵⁶, железа⁵⁷, алюминия⁵⁸, мягкой стали⁵⁹. Во всех случаях зависимость $\sigma_m = \varphi(\epsilon_r^\perp)$ имела одинаковый характер (рис. 3). Авторы объяснили⁵⁸ наблюдаемые явления тем, что решетка, кроме обычной упругой деформации, может претерпевать также

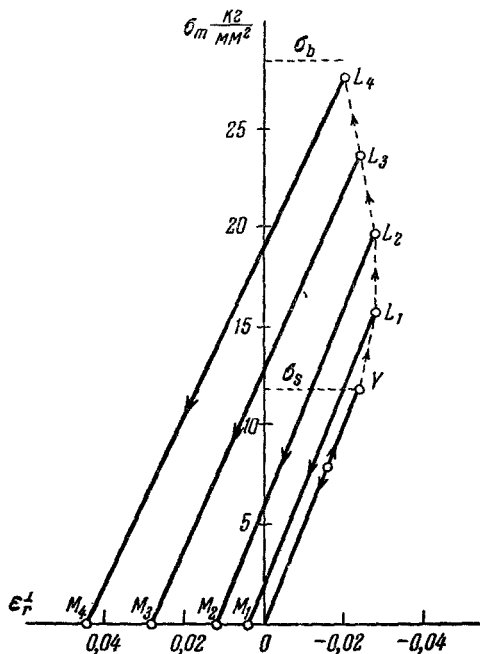


Рис. 3. Рентгеновская диаграмма⁵⁵ деформирования $\sigma_m = \varphi(\epsilon_r^\perp)$, полученная в излучении K_α Со на линии 310 при растяжении стального образца.

Разгрузка из точек L_1, L_2, \dots происходит по прямым, параллельным упругому участку кривой нагружения. Точки M_1, M_2, \dots соответствуют остаточной микродеформации, обнаруживаемой в образце после макроразгрузки.

остаточную деформацию, появляющуюся при условии, что $\sigma_m > \sigma_s$, и имеющую знак, противоположный знаку макроскопической деформации, в чем проявляется «противодействие» решетки воздействию внешних сил.

В работе⁶⁰ Смит и Вуд на образцах из мягкой стали изучали зависимость $\Delta d/d$ от угла между осью образца и нормалью к плоскости (310). Оказалось, что эта зависимость соответствует наличию в разгруженном образце остаточных осевых сжимающих напряжений. Таким образом, в итоге авторы пришли к выводу, ранее полученному другими исследователями⁴⁷, о возникновении в предварительно пластически деформированном путем растяжения образце остаточных сжимающих осевых напряжений. Однако причину появления этих напряжений Смит и Вуд видят не во влиянии ослабленного слоя, а в различном сопротивлении деформированию приграничных областей и внутренних частей зерен. При пластической деформации приграничные области имеют более высокий предел упругости и находятся под действием более высоких напряжений, чем внутренние части зерен. После макроразгрузки приграничные области будут находиться под действием остаточных напряжений того же знака, что и приложенные к образцу макронапряжения, а внутренние части зерен — под действием остаточных напряжений противоположного знака. Материал границ настолько сильно искажен, что не будет участвовать в создании рентгеновских дифракционных линий, отвечающих когерентной части рассеяния. Очевидно, по своей природе эти остаточные напряжения являются микронапряжениями.

В работе⁶¹ Вуд еще раз исследовал зависимость $\sigma_m = \varphi(\epsilon_r^\perp)$ на образцах из мягкой стали в $K_\alpha\text{Co}$ - и $K_\alpha\text{Cr}$ -излучениях и получил, что после предварительного растяжения обнаруживаются как осевые, так и поперечные сжимающие микронапряжения. Оказалось, что в $K_\alpha\text{Co}$ -излучении рентгеновский предел текучести «совпадает» с σ_s , в то время как в $K_\alpha\text{Cr}$ -излучении он даже выше σ_s , что находится в противоречии с данными работы⁵⁹.

Гринаф в своих работах⁶² дал новую трактовку наблюдаемого при простом растяжении остаточного изменения межплоскостных расстояний. Он полагал, что это изменение вызывается обычными остаточными микронапряжениями Гейна — Мазинга, т. е. микронапряжениями, возникшими вследствие различного сопротивления пластическому деформированию отдельных зерен поликристаллического образца (остаточные напряжения второго рода). Гринаф обратил внимание на то, что процесс дифракции рентгеновских лучей имеет избирательный характер. Действительно, в создании дифракционной картины каждый раз участвуют не все кристаллиты, находящиеся в облучаемом объеме, а только те из них, ориентировка которых удовлетворяет уравнению дифракции. В результате линии с различными индексами hkl , отвечающие различно ориентированным кристаллитам, могут смещаться в разные стороны, если эти кристаллиты находятся под действием микронапряжений противоположных знаков. Практически, чтобы получить линии с различным hkl в области задних углов дифракции, приходится работать с различными излучениями.

Следовательно, если верна точка зрения Вуда⁶⁰, рентгеновские линии с различными hkl должны давать $\Delta d/d$ только одного знака; согласно же Гринафу одна часть линий дает $\frac{\Delta d}{d} > 0$, другая — $\frac{\Delta d}{d} < 0$. Гринаф рассчитал величину относительного изменения межплоскостных расстояний, которая должна наблюдаться у предварительно пластически деформированных растяжением металлов с решеткой гранецентрированного куба для плоскостей, параллельных оси образца. Он получил, что линии 311,

400, 420 и 511/333 должны давать $\frac{\Delta d}{d} > 0$, а линии 222, 331, 422: $\frac{\Delta d}{d} < 0$.

Автор полагал, что полученные им на алюминиевых, медных и никелевых образцах экспериментальные результаты⁶² находятся в удовлетворительном согласии с расчетами.

Таким образом, если ввести понятие о слабых *A*-областях, находящихся при пластическом деформировании под действием напряжений, меньших, чем макроскопические напряжения σ_m , и о сильных *B*-областях, на которые при деформировании действуют напряжения, большие σ_m , то рассмотренные гипотезы могут быть кратко сформулированы следующим образом. 1) Гипотеза ослабленного поверхностного слоя⁴⁷. *A*-области — тонкий поверхностный слой образца; *B*-области — внутренняя зона образца. 2) Гипотеза микронапряжений Гейна — Мазинга⁶². *A*- и *B*-области — отдельные зерна поликристаллического образца, обладающие вследствие различной ориентировки соответственно меньшим и большим сопротивлением пластическому деформированию. 3) Гипотеза приграничных областей и внутренних частей зерен⁶⁰. *A*-области — области матрицы, участвующие в создании дифракционной картины когерентного рассеяния рентгеновских лучей; *B*-области — приграничные зоны, не участвующие в когерентном рассеянии.

1. Вообще говоря, эффект «ослабленного» поверхностного слоя может быть вызван следующими причинами: а) неучитываемый перекося образца при деформировании; б) неоднородность прочностных свойств по сечению образца, вызванная технологическими причинами (обезуглероживание стали при термической обработке, различная концентрация примесей по сечению, разная величина зерна по сечению и т. д.); в) влияние травителя (создание остаточных напряжений от травления, либо создание микрорельефа); г) концентрация напряжений на поверхности, вызванная микрорельефом (риски от резца, от шлифовки, шлаковые включения и т. д.); д) более легкая деформируемость зерен, находящихся на поверхности («истинная» слабость поверхностного слоя).

О создании остаточных напряжений за счет травителя известно из работы Лиля⁶³, наблюдавшего их рентгеновским способом на стальных образцах, подвергавшихся химическому и электролитическому травлению различными реактивами. Однако в более поздней работе Гаука, Мёллера и Брасе⁶⁴, проводивших исследование на стальных образцах и широко менявших условия травления и термообработки, рентгеновский метод никаких остаточных напряжений после травления не обнаружил. Только в случае очень глубокого микрорельефа с неровностями порядка $3 \cdot 10^{-2}$ мм было замечено снижение напряжений у образца, травление которого происходило под нагрузкой.

Что же касается большинства работ, в которых в той или иной мере затрагивался вопрос о существовании поверхностного ослабленного слоя, то четко разграничить возможное влияние остальных указанных причин не представляется возможным. Так, Болленрат, Гаук и Освальд⁴⁷ работали со сталью, содержащей 0,11% С, причем образцы отжигались в нейтральной атмосфере и перед испытанием травились в азотной кислоте. Такой же материал применялся в работах^{48, 50}, однако авторы работы⁴⁷ оценили глубину ослабленного слоя по крайней мере в 1 мм, в то время как в⁵⁰ она оценивается величиной 0,01 мм. Следует отметить, что авторы работы⁴⁸ обнаружили после рекристаллизации деформированных образцов наличие в поперечном сечении двух концентрических зон, резко отличающихся по величине зерна. Возможно⁷¹, что применявшаяся в работах^{47, 48, 50} сталь с самого начала обладала макронеоднородностью по сечению.

Вуд перед испытаниями отжигал стальные образцы в вакууме. Финч⁶⁵ такие же образцы отжигал либо в вакууме, либо в инертной среде с последующим травлением. Гаук⁶⁶ отжигал стальные образцы в железных опилках с последующим травлением в соляной и азотной кислотах; во всех случаях никаких изменений рентгеновской картины при травлении деформированных образцов замечено не было. Эти результаты находятся в противоречии с данными работы Гринафа⁶⁷, который после растяжения на 11% предварительно отожженных в вакууме стальных образцов обнаружил путем электролитического удаления слоев и съёмки в излучениях K_{α} Co, Mn и Cr наличие остаточных сжимающих напряжений в тонком поверхностном слое глубиной около 0,2 мм.

Основываясь на простейшей модели ослабленного поверхностного слоя⁴⁸, следовало бы ожидать, что в этом слое пластическая деформация под нагрузкой начнется ранее достижения макроскопического предела текучести σ_s . Подобное явление наблюдалось лишь в ранее упоминавшейся работе⁶⁰. В остальных же работах, в которых изучалось изменение межплоскостных расстояний при растяжении^{47, 60, 65, 68, 73, 74, 90} было получено, что «рентгеновский предел текучести» поверхностного слоя совпадает с σ_s . Аналогичный результат был получен Глокером и Махерау-хом⁶⁹ при изгибе и кручении. Гендус и Вагнер⁴², растягивая образцы из стали с 0,43% C, обнаружили при напряжениях, составляющих примерно половину макроскопического предела текучести, скачок рентгеновской деформации, имевший наибольшую величину для K_{α} Cr-излучения и уменьшающийся при переходе к K_{α} Co- и Mo-излучениям. На сталях с 0,16 до 0,76% C никакого отклонения от прямолинейной зависимости не наблюдалось. Рентгеновский предел текучести для всех сталей был весьма близок к макроскопическому пределу текучести σ_s .

Систематическое исследование причин остаточного изменения межплоскостных расстояний после макрооднородной пластической деформации проводил Ровинский с сотрудниками. В работе⁷⁰ на порошках из железа «армко», меди, латуни и бронзы не было замечено остаточных изменений параметра и авторы считали, что наблюдаемые в сплошных образцах изменения параметра есть следствие поликристаллического строения образца. Далее Ровинский⁷¹ на стальных и алюминиевых образцах подверг проверке гипотезу ослабленного слоя, удаляя сердцевину пластически деформированных образцов. Автор пришел к выводу, что поверхностного ослабленного слоя не существует, а имевшие место в некоторых работах эффекты были обусловлены технологическими причинами, игравшими роль при изготовлении и термообработке образцов. В работе⁷² специально исследовалось поведение поверхностных слоев стальных образцов при растяжении. Было показано, что преждевременного течения этих слоев не наблюдается. Такой же вывод был получен и в работе⁷³. В работе⁷⁴ на некоторых образцах был обнаружен эффект «сползания», т. е. преждевременного течения поверхностного слоя, в сильной степени зависящий от состояния поверхности. Однако из-за своей малости этот эффект практически не влияет на изменение межплоскостных расстояний. Авторы считают, что особые свойства поверхностного слоя являются следствием механической и термической обработки образца.

В ряде работ наличие сжимающих макронапряжений в тонком поверхностном слое изучалось известными механическими способами по изменению стрелы прогиба плоского образца при стравливании слоев. Давиденков и Тимофеева⁷⁵ на алюминиевых образцах, Гликман и Степанов⁷⁶ на стальных образцах при растяжении не обнаружили ослабленного слоя. В работе⁷⁷, проводившейся на стальных образцах, подвергавшихся перед растяжением отжигу под слоем чугуновых опилок и травлению на глубину

до 0,2 мм, были обнаружены при малых степенях пластической деформации остаточные сжимающие напряжения, исчезающие при деформациях порядка нескольких процентов. Авторы видят причину появления остаточных напряжений не только в «истинной» слабости поверхностных слоев, но также и в возможном влиянии травления.

Давиденков, Терминасов и Ассур⁷⁸ нашли на алюминиевых образцах остаточные сжимающие напряжения после растяжения, причем рентгеновский и механический методы давали приблизительно одинаковые результаты. Впоследствии Давиденков⁷⁹ пришел к выводу о том, что основную роль в создании «ослабленного» слоя играло в работе⁷⁸ глубокое травление образцов перед пластическим деформированием. Результат, аналогичный⁷⁸, был получен в⁸⁰. В работе⁸¹ механический способ не обнаружил остаточных напряжений в тонком поверхностном слое стальных образцов, растягиваемых на малые степени пластической деформации.

2. Правильность гипотезы Гринафа⁶² проверялась в ряде работ. Так, Бейтмен⁸² на образцах из алюминия различной степени чистоты получила данные, не совпадающие с предсказаниями гипотезы Гринафа. Каплер и Реймер⁶⁸ изучали на железных образцах зависимость $\Delta d/d$ от угла β между нормалью к плоскости (hkl) и осью образца и пришли к выводу, что экспериментальная кривая удовлетворительно совпадает с кривой, рассчитанной по Гринафу, если увеличить ординаты теоретической кривой в 7—8 раз.

Угловую зависимость $\Delta d/d$ изучал также Гаук^{66,83}. Он получил, что основной эффект у сталей и алюминиевого сплава обуславливается наличием микронапряжений, появившихся вследствие наличия «жестких» фаз Fe_3C и Al_2Si . На этот эффект у некоторых образцов накладывается вторичный эффект, предсказываемый гипотезой Гринафа. Происхождение угловой зависимости $\Delta d/d$ у чистого алюминия автор считает невыясненной.

Гипотезу Гринафа проверяли также Васильев и Ерашев⁸⁴. Они получили зависимость $\Delta d/d$ от угла между осью образца и плоскостью (hkl) и пришли к выводу о том, что гипотеза Гринафа не подтверждается. Так как опыты велись на образцах малых размеров, вырезаемых из предварительно деформированных больших образцов, угловая зависимость $\Delta d/d$ не могла обуславливаться влиянием поверхностных эффектов. В работе⁸⁵ была получена угловая зависимость $\Delta d/d$ на сжатых стальных образцах в K_α Co-, Fe-, Cr- и Ti-излучениях. Во всех случаях гипотеза Гринафа не подтвердилась. Равным образом, не было получено подтверждения гипотезы Гринафа и в работах^{89, 92, 95, 96, 98}. Следует отметить, что наблюдавшиеся в этих работах эффекты примерно на порядок больше, чем предсказываемые гипотезой Гринафа (рис. 4).

3. Перейдем теперь к рассмотрению третьей гипотезы⁶⁰. Ровинский⁸⁵, анализируя как результаты своих работ, так и работы других авторов, пришел к выводу о том, что эта гипотеза правильно объясняет наблюдаемые явления. Он полагал, что, помимо «сильных» границ зерен, аналогичную роль играют области, расположенные вблизи плоскостей скольжения. Микронапряжения, создаваемые механизмом⁶⁰, Ровинский назвал «ориентированными» микронапряжениями. Он считал, что «ориентированные» микронапряжения с ростом степени пластической деформации сначала растут, а затем их рост замедляется, так как они постепенно превращаются в обычные «дезориентированные» микронапряжения.

Гаук⁸³, анализируя зависимость $\Delta d/d$ от угла между нормалью к плоскости (hkl) и нормалью к боковой поверхности образца, пришел к выводу, что для металлов, содержащих «жесткие» фазы, опытные результаты объясняются третьей гипотезой с той лишь разницей, что «сильными» областями являются не приграничные области, а «жесткие» фазы. Васильев

и Ерашев⁸⁴ также считали, что правильной является третья гипотеза. Они пришли к выводу о том, что после простого растяжения в образце возникает поле микронапряжений с компонентами $\bar{\sigma}_{1i}$ и $\bar{\sigma}_{2i} = \bar{\sigma}_{3i}$. Васильев⁸⁷ получил этот же вывод при анализе изменения размеров пластически деформированных образцов в процессе нагревания. Вачер и др.^{88, 89} считают правильной третью гипотезу. Они тоже обнаружили наличие компонент σ_{1i} , σ_{2i} и σ_{3i} . Кроме того, было получено, что в растягиваемом образце при переходе за предел текучести возникают сжимающие поперечные напряжения, составляющие 13% от осевых макронапряжений⁸⁹.

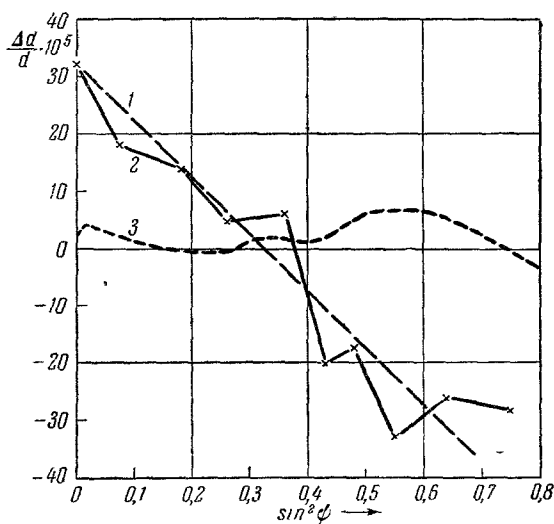


Рис. 4. Угловая зависимость относительного изменения параметра, определяемого по смещению линии 400, полученной в $K\alpha Co$ -излучении, на медном образце, предварительно растянутом на 10%⁹⁶.

ϕ — угол между нормалью к боковой поверхности образца и нормалью к плоскости (400). 1 — прямая, соответствующая наличию осевого микронапряжения $\bar{\sigma}_{1i}$; 2 — экспериментальные точки, 3 — кривая, рассчитанная по Гринафу.

ветствующая компонента расширения линий β_s (см. ниже) обусловлена колебаниями (дисперсией $\Delta\sigma_i$) «ориентированных» микронапряжений около некоторого среднего значения $\bar{\sigma}_i$, не равного нулю. Автор считает, что нет смысла применять термины «ориентированные» и «дезориентированные» микронапряжения, и что полная величина микронапряжений равна сумме среднего микронапряжения $\bar{\sigma}_i$ и дисперсии $\Delta\sigma_i$

$$\sigma_i = \bar{\sigma}_i \pm \Delta\sigma_i. \quad (2,2)$$

Автор полагает, что при пластическом деформировании на A - и B -области образца действуют «структурные» напряжения $\sigma_{st} \neq \sigma_m$ (рис. 5), что и приводит после снятия внешней нагрузки к появлению остаточных микронапряжений σ_i , причем связь между σ_m , σ_{st} , σ_i , $\Delta\sigma_i$ и дисперсией «структурных» напряжений $\Delta\sigma_{st}$ задается соотношением

$$\sigma_{st} = \bar{\sigma}_{st} \pm \Delta\sigma_{st} = \sigma_m + \bar{\sigma}_i \pm \Delta\sigma_i \quad (2,3)$$

и

$$\Delta\sigma_{st} = \Delta\sigma_i. \quad (2,4)$$

В работах^{91, 92} Васильев применил способ угловых снимков малых плоских образцов, вырезаемых из пластически деформированных образцов большего размера. Для расчета микронапряжений им употреблялись формулы, аналогичные формуле (1,8). Оказалось, что перпендикулярное к поверхности микронапряжение оказывает существенное влияние на положение рентгеновских линий. Анализ возможных соотношений между «ориентированными» микронапряжениями $\bar{\sigma}_i$, определяемыми из смещения рентгеновских линий, и «дезориентированными» микронапряжениями, определяемыми из расширения линий, показал, что соот-

Опыты с предварительно растянутыми и сжатыми образцами из меди, никеля, алюминия, железа, молибдена показали, что на области матрицы после растяжения действуют остаточные микронапряжения

$$\bar{\sigma}_{1i}^A < \bar{\sigma}_{2i}^A < 0, \quad (2,5)$$

а после сжатия

$$\bar{\sigma}_{2i}^A < \bar{\sigma}_{1i}^A < 0. \quad (2,6)$$

На «сильные» B -области (приграничные области) как после растяжения, так и после сжатия действуют растягивающие микронапряжения, значительно превышающие σ_m , так что и «структурные» напряжения $\bar{\sigma}_{st}^B$, действующие при пластическом деформировании на B -области, будут в обоих

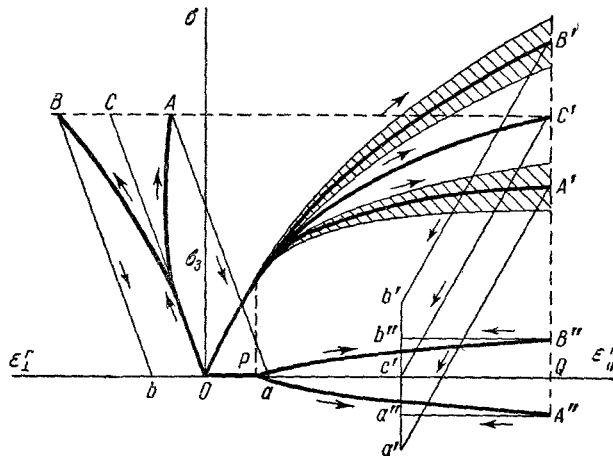


Рис. 5. Кривые деформирования образца, состоящего из слабых A - и сильных B -областей⁹¹.

ОА и ОВ — рентгеновские кривые деформирования для слабых A - и сильных B -областей, ОС — прямая, отвечающая условию $\sigma_r = \sigma_m$, ОА' и ОВ' — кривые осевых средних структурных напряжений $\bar{\sigma}_{st}$ для A - и B -областей, ОА'' и ОВ'' — кривые поперечных средних структурных напряжений $\bar{\sigma}_{2st}$, ОС' — кривая для σ_m . Заштрихованы зоны дисперсии структурных напряжений $\Delta\sigma_{st0}$. После макроразгрузки в образце имеют место средние осевые и поперечные микронапряжения $\bar{\sigma}_{1i}$ и $\bar{\sigma}_{2i}$, изображаемые соответственно отрезками $a'c'$, $b'c'$, $a''c'$ и $b''c'$ и определяемые из остаточного смещения рентгеновских линий по формуле (1,8). Дисперсия микронапряжений $\Delta\sigma_i$ равна дисперсии структурных напряжений $\Delta\sigma_{st}$ и определяется из компоненты расширения рентгеновских линий β_s по формулам (3,1) и (3,41).

случаях растягивающими. Это подтверждается работами^{92, 93}, в которых определялись σ_i и σ_{st} на цементите высокоуглеродистой стали.

В ряде работ Махерауха с сотрудниками⁹⁴⁻⁹⁸ на алюминии, алюминиевом сплаве и меди были получены такие же угловые зависимости $\Delta d/d$, как и в^{83, 91, 92}. В то время как эти последние работы подтвердили третью гипотезу, а представление о решающей роли поверхностного слоя было опровергнуто благодаря травлению или посредством вырезки малых образцов^{84, 91}, в работе^{97, 98} снова была привлечена гипотеза ослабленного слоя, хотя проверка ее правильности путем удаления наружных слоев образца не производилась.

На основе представлений об «ориентированных» микронапряжениях^{80, 86, 91, 92} были рассмотрены также: изменение размеров пластически деформированных образцов при нагревании⁸⁷, релаксация алюминиевых и медных образцов⁹⁹, эффект Баушингера^{100, 101}, методика отдельного определения макро- и микронапряжений¹⁹, кривая деформирования мягкой стали⁹³, механизм деформирования крупнокристаллических образцов¹⁰², роль микронапряжений в упрочнении металлов¹⁰³.

Анализ рассмотренных в настоящем разделе работ позволяет сделать следующие выводы. Гипотеза «ослабленного» слоя⁴⁷ не объясняет всех наблюдаемых явлений. В ряде случаев ослабленный слой либо отсутствует, либо его влияние пренебрежимо мало⁷⁴. Опыты с вырезкой малых образцов^{84, 91} показывают, что эффект изменения межплоскостных расстояний является объемным. Наблюдаемые «поверхностные» эффекты обусловлены, по-видимому, технологическими причинами^{71, 74}. Гипотеза Гринафа⁶² дает значения $\Delta d/d$, на порядок меньшие наблюдаемых; в лучшем случае этот эффект накладывается⁸³ на основную зависимость, хорошо объясняемую гипотезой Вуда⁶⁰. Так как значения $\Delta d/d$ (по Гринафу) почти не превышают ошибок эксперимента, окончательное суждение о существовании описанного им эффекта в настоящее время составить невозможно. Гипотеза слабых областей матрицы и сильных приграничных областей⁶⁰ удовлетворительно объясняет наблюдаемые явления.

3. ИЗУЧЕНИЕ РАСШИРЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛИНИЙ

3.1. Возможные причины размытия линий

Макроупругая деформация поликристаллического образца должна вызывать незначительное обратимое расширение рентгеновских линий, если отдельные кристаллиты, составляющие образец, обладают анизотропией упругих свойств. На это обстоятельство было указано Аксеновым¹⁰⁴ и экспериментально подтверждено Лилем¹¹³, Шаалем¹⁰⁵, Аксеновым и Мощанским¹⁰⁶, Брасе и Мёллером¹⁰⁷.

Значительно сильнее расширяются рентгеновские линии в результате пластической деформации. В первых работах, посвященных этому вопросу, эффект размытия целиком связывался с развитием микроискажений структуры, характеризующихся изменением межплоскостных расстояний $\Delta d/d$, и с возникновением микронапряжений (остаточных напряжений второго рода¹⁰⁷⁻¹¹¹), соответствующих этим микроискажениям¹⁰⁹⁻¹¹⁰. Относительное изменение межплоскостных расстояний $\Delta d/d$ определялось из формулы

$$\beta_s = 4 \frac{\Delta d}{d} \operatorname{tg} \vartheta, \quad (3,1)$$

где β_s — расширение линии, вызванное пластической деформацией.

Соответствующие микронапряжения σ_i подсчитывались либо по формуле Сэжито¹¹⁴, выведенной в предположении линейного напряженного состояния:

$$\sigma_i = E \frac{\Delta d}{d}, \quad (3,2)$$

либо по формуле Каглиотти — Закса¹¹¹, полученной для случая всестороннего растяжения (сжатия):

$$\sigma_i = \frac{3}{\chi} \frac{\Delta d}{d} = \frac{E}{1-2\mu} \frac{\Delta d}{d}, \quad (3,3)$$

где χ — сжимаемость.

С другой стороны, Селяковым ¹²⁰ и Шеррером ¹²¹ было показано, что если размер частицы (области когерентного рассеяния) в направлении, перпендикулярном к отражающей плоскости, равен D , то ширина рентгеновской линии будет определяться формулой

$$\beta_p = \frac{\lambda}{D \cos \vartheta} \quad (3,4)$$

В противоположность гипотезе микронапряжений, Вуд ¹²⁵⁻¹²⁷ полагал, что расширение линии при пластической деформации обуславливается только измельчением областей когерентного рассеяния (блоков), причем каждому виду пластической обработки отвечает наименьший возможный размер блоков, по достижении которого рост пластической деформации не приводит к дальнейшему измельчению, так как происходит рекристаллизация уже в процессе пластического деформирования ¹²⁸.

Критерием причины размытия линий в указанных работах служило наличие линейной зависимости β от величины $\operatorname{tg} \vartheta$ (уравнение (3,1)) или $\lambda \sec \vartheta$ (уравнение (3,4)). Так, Смит и Стикли ¹²⁸ установили, что для вольфрама β линейно зависит от $\operatorname{tg} \vartheta$, в то время как зависимость β от $\lambda \sec \vartheta$ дает отрицательную величину D для значений $\lambda \sec \vartheta \rightarrow 0$. В противоположность этому, в работах ^{125, 127} наблюдалась зависимость β от λ согласно уравнению (3,4). Эта методика анализа причин расширения рентгеновских линий подверглась критике со стороны Вильямсона и Холла ¹²⁹, которые показали, что линейность зависимости β от $\operatorname{tg} \vartheta$ или $\lambda \sec \vartheta$ не может практически служить критерием природы расширения линий.

3.2. Поправка на геометрические условия съемки

Важное значение для получения надежных сведений о причинах расширения рентгеновских линий имеет способ нахождения «физической» ширины, т. е. способ исключения из общего расширения доли, вызванной инструментальными причинами.

В настоящее время наиболее распространенной является процедура поправок, предложенная Джонсом ¹³⁰. Он показал, что если распределение интенсивности в опытной кривой описывается функцией $h(x)$, причем интегральная ширина этой линии равна B , а соответствующие функции и интегральные ширины для «инструментальной» кривой и для «физической» кривой, обусловленной лишь несовершенствами в кристаллах, будут равны соответственно $g(x)$, b и $f(x)$, β , то с точностью до постоянного множителя

$$h(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y) g(x-y) dy \quad (3,5)$$

и

$$B = \frac{b\beta}{\int_{-\infty}^{\infty} f(x) g(x) dx} \quad (3,6)$$

За эталон, т. е. образец, дающий g -кривую, обычно принимается отождествленный образец из исследуемого материала.

Таким образом, для определения величины β необходимо знать вид $f(x)$ и $g(x)$. Наиболее простой, но не всегда достаточно надежный способ нахождения β по известным B и b с помощью соотношения (3,6) заключается в подборе аналитических функций для $f(x)$ и $g(x)$. Связь

между B , b и β для различных функций $h(x)$, $g(x)$ и $f(x)$, выбираемых разными авторами, представлена в таблице I, причем иногда удобнее эту

Таблица I
Связь между B , b и β для различных случаев

Авторы	Вид функций $g(x)$, $f(x)$ и $h(x)$	Зависимость между B , b и β	Кривая на рис. 6
Шеррер		$B = b + \beta$	1
Вуд и Речингер ¹²⁷	$(1 + k^2 x^2)^{-1}$	$B = b + \beta$	1
Уоррен и Биско ¹²²	$\exp(-k^2 x^2)$	$B^2 = b^2 + \beta^2$	5
Джонс ¹³⁰	а) $g(x) = (1 + x^2)^{-2}$, $f(x) = (1 + k^2 x^2)^{-1}$.	$\frac{\beta}{B} = 2\rho$, $\frac{b}{B} = k\rho$, $\rho = \frac{2k^3 - k^2 + 1}{2(1 - k^2)}$	2
	$g(x)$ определяется из опыта		
	б) $f(x) = (1 + k^2 x^2)^{-1}$, в) $f(x) = \exp(-k^2 x^2)$	графики $\frac{\beta}{B} = f\left(\frac{b}{B}\right)$	4
Тэйлор ¹²³		$\beta^2 = (B - b)(B^2 - b^2)^{\frac{1}{2}}$	—
Шенинг, Никерк и Хоул ¹²⁴	$-g(x) = \frac{C_1}{(1 + k_1 x^2)^2}$, $h(x) = \frac{C_2}{(1 + k_2 x^2)^2}$	график $\frac{\beta}{B} = f\left(\frac{b}{B}\right)$	3
Лысак ¹³³	$g(x) = (1 + k_1 x^2)^{-2}$, $f(x) = (1 + k_2 x^2)^{-1}$	график $\frac{\beta}{B} = f\left(\frac{b}{B}\right)$	2

связь определять графически по зависимости $\frac{\beta}{B} = f\left(\frac{b}{B}\right)$, показанной на рис. 6. Следует иметь в виду, что в выражение (3,6) необходимо подставлять значения B и b , полученные уже после разделения K_α -дублетов по одному из известных методов ^{30-32, 130, 131}.

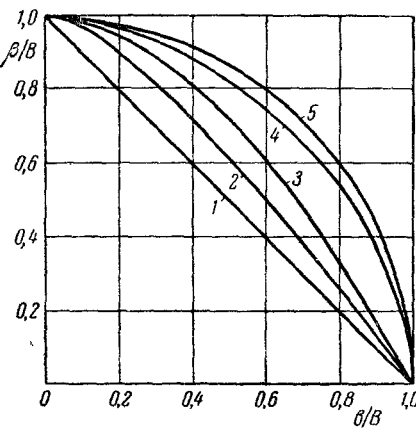


Рис. 6. Кривые для исправления ширины рентгеновских линий на инструментальное расширение. Обозначение кривых даны в таблице I.

Недостатком способа сравнения Джонса ¹³⁰ является невозможность совершенно точного подбора аналитических функций, описывающих реальный профиль рентгеновской линии. Выбор же различных функций может существенно изменить результаты, причем в более сильной степени для передних линий (т. е. больших b/B). Например, для $b/B = 0,8$ значения β/B для кривых 1 и 5 (рис. 6) отличаются в три раза, тогда как для $b/B = 0,2$ различие получается порядка 20%. Анализ погрешностей при использовании способа Джонса дан в работах ^{132, 133}.

В работе ¹³² (см. также ¹³⁴) Нохендорфер разработал абсолютный способ учета инструментальных ошибок, учитывающий влияние размера

диафрагмы коллиматора, щели фотометра, K_α -дублета, «естественной ширины» спектральных линий, размера и формы образца, поглощения в образце. Абсолютный способ учета инструментальных ошибок был предложен также Берто ¹³⁵.

Существенное повышение точности нахождения f -кривой может быть достигнуто при помощи гармонического анализа. Из теории преобразований Фурье известно ¹³⁶, что если $F(t)$ и $G(t)$ являются трансформантами функций $f(x)$ и $g(x)$, т. е. являются коэффициентами рядов Фурье

$$\left. \begin{aligned} f(x) &= \sum_{-\infty}^{\infty} F(t) \exp\left(-2\pi i t \frac{x}{a}\right), \\ g(x) &= \sum_{-\infty}^{\infty} G(t) \exp\left(-2\pi i t \frac{x}{a}\right), \end{aligned} \right\} \quad (3,7)$$

$-\frac{a}{2} \div \frac{a}{2}$ — интервал разложения, то трансформантой $H(t)$ функции $h(x)$ будет выражение $F(t)G(t)$, т. е.

$$H(t) = F(t) G(t). \quad (3,8)$$

Для нахождения коэффициентов $H(t)$ и $G(t)$ Шуль ¹³⁷ аппроксимировал профили рентгеновских линий функциями

$$g(x) = \exp(-m^2 x^2), \quad (3,9)$$

$$h(x) = \exp(-p^2 x^2) + \tau \exp(-q^2 x^2) \quad (3,10)$$

и вычислил аналитически коэффициенты $F(t)$. Однако этому способу свойственны указанные выше недостатки, связанные с необходимостью подбора аналитических функций. *

Стоксом ¹³⁸ был предложен свободный от этих недостатков численный метод нахождения коэффициентов $H(t)$ и $G(t)$, а следовательно и $F(t)$, из экспериментальных h - и g -кривых с помощью штрипсов Линсона — Бевера. В отечественной литературе этот способ подробно изложен в книге Пинеса ¹³⁹.

3.3. Раздельное определение эффектов расширения

Соотношения (3,5) и (3,6) могут быть легко использованы также для раздельного определения эффектов размытия, вызванных возникновением микроискажений и измельчением блоков. Действительно, если обозначить через $s(x)$ и $p(x)$ функции, описывающие распределение интенсивности в компонентах f -кривой, обусловленных соответственно влиянием микроискажений и измельчением блоков, а соответствующие интегральные ширины через β_s и β_p , то

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} s(y) p(x-y) dy \quad (3,11)$$

и

$$\beta = \frac{\beta_s \beta_p}{\int_{-\infty}^{\infty} s(y) p(y) dy}. \quad (3,12)$$

Для того чтобы в явной форме найти связь между β , β_s и β_p , из уравнения (3,12), необходимо задаваться видом s - и p -функций. Однако по сравнению с решением аналогичной задачи отыскания связи между

B , b и β здесь возникают дополнительные трудности, связанные с тем, что обычно «чистых» s - и p -кривых при изучении пластической деформации получить не удастся, так как процессы дробления областей когерентного рассеяния сопровождаются развитием микроискажений. Вместе с тем, задаваясь тем или иным видом s - и p -функций, мы в известной мере предпрещаем этим результат разделения.

Лысак¹⁴⁰ рекомендует отыскивать s - и p -функции на специально изготовленных образцах, дающих «чистые» эффекты только одного рода, в предположении, что в образце, где обе причины размытия присутствуют одновременно, форма s - и p -кривых не изменится.

Кохендорфер^{132, 134} вместо интегральной ширины пользовался полушириной линии $b_{1/2}$, причем s -функцию брал в виде прямоугольника, а p -функцию в виде треугольника, что дает соотношение

$$\left. \begin{aligned} b_{1/2} &= \frac{b_p}{1 - \frac{b_s}{4b_p}} \quad \text{при} \quad b_s < 2b_p \\ b_{1/2} &= b_s \quad \text{при} \quad b_s \geq 2b_p. \end{aligned} \right\} \quad (3,13)$$

Курдюмов и Лысак¹⁴¹ принимали, что s - и p -кривые описываются функциями Гаусса; тогда

$$\beta^2 = \beta_s^2 + \beta_p^2. \quad (3,14)$$

Холл¹³³ брал эти функции в виде $(1 + k^2 x^2)^{-1}$, что приводит к соотношению

$$\beta = \beta_s + \beta_p. \quad (3,15)$$

Лысак¹⁴⁰ брал s -функцию в виде $(1 + k_1^2 x^2)^{-2}$, а p -функцию в виде $(1 + k_2^2 x^2)^{-1}$, в результате чего получается

$$\beta = \frac{(\beta_p + 2\beta_s)^2}{\beta_p + 4\beta_s}. \quad (3,16)$$

Для отыскания $\Delta d/d$ и D необходимо иметь по крайней мере две рентгеновские линии, причем следует пользоваться двумя порядками отражения от одной плоскости в связи с возможной анизотропией $\Delta d/d$ и D .

Дополнительно следует отметить еще и то обстоятельство, что при таком разделении эффектов блочности и микроискажений существенную роль играет не только выбор s - и p -функций, но и способ выделения геометрического фактора. Дело в том, что причина размытия и доля каждого из эффектов определяются отношением размытий двух линий $\frac{\beta_2}{\beta_1}$, причем в общем случае

$$\frac{\sec \vartheta_2}{\sec \vartheta_1} \leq \frac{\beta_2}{\beta_1} \leq \frac{\operatorname{tg} \vartheta_2}{\operatorname{tg} \vartheta_1}. \quad (3,17)$$

Но величина β_2/β_1 будет сильно различаться в зависимости от выбранного способа определения β , так как переход от одного из них к другому в основном сказывается на малоугловых отражениях, т. е. на β_1 (рис. 6). Таким образом, задаваясь определенным видом функций $g(x)$ и $f(x)$, при нахождении величины β , исследователь тем самым в известной мере предпрещает окончательный результат определения β_s и β_p .

Описанный способ разделения эффектов предполагает в случае изотропных блоков независимость величины D от индексов отражающей плоскости. Однако, как показал недавно Хачатурян¹⁶⁷, это не совсем так. Он рассмотрел связь между размером блока мозаики $L_{\text{бл}}$ и размером

области когерентного рассеяния D . Оказалось, что $D = L_{\text{бл}}$ только при $L_{\text{бл}} \bar{a} \gg d$, где \bar{a} — средняя разориентация блоков. Во всех остальных случаях $D > L_{\text{бл}}$ вследствие наличия когерентной связи между соседними блоками. При $L_{\text{бл}} \bar{a} > d$

$$D \approx L_{\text{бл}} + \frac{d}{\sqrt{2\pi \bar{a}}} \quad (3,18)$$

Это обстоятельство приводит к тому, что размер области когерентного рассеяния зависит от индексов дифракции и угловая зависимость компоненты β_p является средней между законом $\sec \vartheta$ и $\lg \vartheta$; в результате этого разделение эффектов размытия за счет микроискажений и измельчения блоков мозаики при помощи соотношений (3,1) и (3,4) становится неоднозначным.

3.4. Разделение эффектов методом гармонического анализа формы линий

Уоррен и Авербах¹⁴²⁻¹⁴⁷ предложили способ анализа, основанный на изучении формы f -линий, а не только ее интегральной ширины*). Ими было показано, что распределение интенсивности f -линии может быть описано выражением

$$f(2\vartheta) = K \sum_n A_n(l) \cos 2\pi h_3 n + B_n(l) \sin 2\pi h_3 n, \quad (3,19)$$

где $h_3 = \frac{2a_3}{\lambda} \sin \vartheta$ — текущая координата в обратном пространстве; A_n и B_n — коэффициенты разложения $f(2\vartheta)$ в интервале $-\frac{1}{2} < \Delta l < \frac{1}{2}$; N — полное число ячеек (в освещенном рентгеновскими лучами объеме образца); l — индекс отражающей плоскости в системе $(00l)$ обратной решетки, выбранной так, что l совпадает с нормалью к отражающей плоскости; a_3 — период вдоль нормали к отражающей плоскости, причем $l = \frac{a_3}{a} l_0 = \frac{a_3}{a} \sqrt{\sum h_i^2}$, где h_i — обычные индексы отражающей плоскости. Практически коэффициенты A_n и B_n определяются способом, описанным ранее¹³⁸.

Для большинства металлов и даже неметаллов¹⁴⁹ расширение линий после пластического деформирования симметрично. Поэтому поскольку до сих пор при проведении анализа смещение линий, рассмотренное выше, в расчет не принималось, а просто новое положение пика линии считалось за начало отсчета, коэффициенты B_n принимались равными нулю. Обозначим через A_n^s коэффициенты Фурье для функции $q(ne_n)$, описывающей распределение микроискажений (относительной деформации) e_n в структуре, а через A_n^p — для функции $p(j)$, описывающей распределение частиц по размерам, где j — число ячеек в «колонне»; тогда, согласно уравнениям (3,8) и (3,11),

$$A_n = A_n^s A_n^p, \quad (3,20)$$

причем

$$A_n^s = \overline{\cos(2\pi l Z_n)}, \quad (3,21)$$

$$A_n^p = \frac{1}{N} \int_{j=n}^{\infty} (j-n+1) p(j) dj. \quad (3,22)$$

*) В нашей литературе этот способ изложен в работах^{139, 148}.

Здесь и в дальнейшем черта сверху означает среднее, Z_n — компонент смещения, выраженный в долях оси решетки по нормали к отражающей плоскости, причем

$$\dot{Z}_n = ne_n. \quad (3,23)$$

Функция $q(ne_n)$ находится из соотношения

$$q(ne_n) = \int_0^\infty A_n^s \cos(2\pi l_0 Z_n) dl_0 \quad (3,24)$$

Авербах и Уоррен показали, что если Z_n мал или если $q(ne_n)$ описывается функцией Гаусса

$$q(ne_n) \sim \exp - \frac{e_n^2}{2e_n^2}, \quad (3,25)$$

то

$$A_n^s = \exp(-2\pi^2 l^2 n^2 \bar{e}_n^2). \quad (3,26)$$

Вильямсон и Смоллен ¹⁵⁹ считают, что

$$q(ne_n) \sim \left(1 + \frac{e_n^2}{\bar{e}_n^2}\right)^{-1}, \quad (3,27)$$

что дает

$$A_n^s = \exp(-2\pi l n \bar{e}_n), \quad (3,28)$$

где \bar{e}_n — полуширина функции распределения Коши (3,27).

Кохендорфер и Вольфштиг ¹⁵⁰ показали, что при достаточно малых n любое «колоколообразное» распределение с достаточной для практических целей точностью может быть заменено кривой Гаусса (3,25).

Еще ранее Берто было показано ¹⁵¹, что

$$\frac{dA_n^p}{dn} \Big|_{n=0} = -\frac{1}{\bar{N}_3} \quad (3,29)$$

и

$$\frac{d^2 A_n^p}{dn^2} = \frac{p(n)}{N}, \quad (3,30)$$

где \bar{N}_3 — среднее число ячеек в колонне.

Таким образом, проводя касательную к кривой зависимости A_n^p от n в точке $n=0$, можно найти \bar{N}_3 , т. е. и средний размер «колонны» (блока) $\bar{D} = \bar{N}_3 a_3$ в направлении, перпендикулярном к отражающей плоскости. Если построить зависимость A_n^p от расстояния в решетке $L = na_3$, то касательная отсечет на оси абсцисс отрезок, равный \bar{D} (рис. 7).

Рис. 7. Зависимость коэффициентов A_n^p от расстояния L

Указан способ определения \bar{D} и способ нахождения коэффициента A_n^p при наличии эффекта «загиба» кривой ^{3,166} $A_n^p = f(L)$

Раздельное определение A_n^s и A_n^p осуществляется при помощи соотношения (3,20) с учетом того, что A_n^p не должно зависеть от l , так что зависимость A_n от l при $l=0$ дает значение A_n^p . Так как, согласно (3,20),

$$\ln A_n = \ln A_n^s + \ln A_n^p, \quad (3,31)$$

то в случае распределения (3,25) зависимость $\ln A_n$ от l^2 должна быть прямолинейной, а при распределении (3,27) прямая линия получится в зависимости от l . Очевидно, определить A_n^s и A_n^p при неизвестной функции $q(ne_n)$ можно только в том случае, если имеются отражения по крайней мере от трех порядков; если вид функции $q(ne_n)$ известен, достаточно иметь два порядка отражения от плоскости (hkl) .

Брассе и Меллер¹⁵², применив K_α Мо-излучение и сцинтилляционный счетчик, получили на стали, что после пластической деформации на 5% при малых n для функции $q(ne_n)$ имеет место распределение Коши; рост n приводит к распределению Гаусса. После деформирования до 20% функция распределения близка к гауссовой кривой. Шоенинг и Никерк^{153, 154} на напильном порошке из серебра и сплошных серебряных образцах также нашли, что $q(ne_n)$ описывается функцией Гаусса. В настоящее время в подавляющем большинстве работ берется именно эта функция.

В работе¹⁵⁵ Пинес описал способ определения A_n^s и \bar{D} при помощи только одного порядка отражения от плоскости (hkl) . Так как

$$\left. \frac{dA_n}{dn} \right|_{n=0} = \left. \frac{dA_n^p}{dn} \right|_{n=0}, \quad (3,32)$$

то проведение касательной к кривой A_n в точке $n=0$ позволяет определить средний размер «колонн» \bar{D} . Далее, пренебрегая распределением частиц по размерам, с помощью соотношения (3,20) можно найти и коэффициенты A_n^s . Второй способ, указанный Пинесом, заключается в аппроксимации $q(ne_n)$ и $p(j)$ аналитическими функциями.

Гаррод и Олд¹⁴ также использовали одно отражение для разделения эффектов размытия. Оказывается, что зависимость

$$-\frac{\ln A_n}{n} = f(n) \quad (3,33)$$

при малых n представляет собой прямую, из наклона и пересечения с осью ординат которой определяется \bar{e}_n^2 и \bar{N}_3 .

Гаук и Гуммель⁴⁵ указали на возможность определения \bar{e}_n^2 и из графика

$$\frac{1-A_n}{n} = f(n), \quad (3,34)$$

построенного только для одного порядка отражения. Аналогичный способ описан Шивриным¹⁵⁶.

Для оценки особенностей метода Уоррена — Авербаха существенное значение имеют работы Естабрука и Вильсона¹⁵⁷, Гаррода, Бретта и Макдональда¹⁵⁸, Вильямсона и Смоллмена¹⁵⁹. В этих работах было показано, что неточное измерение ординат профиля рентгеновской линии вблизи линии фона, т. е. как раз там, где ошибки измерения возрастают, существенно влияет на величину коэффициентов Фурье при малом n , и следовательно, может привести к большим ошибкам в определении D и $\sqrt{\bar{e}_n^2}$. По-видимому, это особенно относится к кривым, полученным фотометодом, где проведение линии фона не может быть сделано достаточно точно, причем обычно наблюдается тенденция к завышению линии фона.

Гаук и Гуммель⁴⁵ на образцах из чугуна и стали, а также на порошке из коллоидального серебра определяли D и $\sqrt{\bar{e}_n^2}$ методами Кохендорфера¹³², Холла¹⁸³ и Авербаха — Уоррена. Для всех образцов последний метод дал значения \bar{D} и $\sqrt{\bar{e}_n^2}$ на порядок большие, чем первые два метода и значения \bar{D} , определенные объективным способом на образце

из коллоидального серебра. Авторы объясняют такой результат чрезмерной чувствительностью метода Уоррена — Авербаха к положению линии фона и считают, что определение D и $\sqrt{e_n^2}$ при помощи интегральной ширины следует предпочесть методу Авербаха — Уоррена.

Однако наряду с этим в целом ряде работ обнаружено удовлетворительное совпадение результатов определения D и $\sqrt{e_n^2}$ способами, использующими интегральную ширину, и способом Уоррена — Авербаха (см. табл. II).

Кохендорфер и Вольфштитг¹⁵⁰ показали, что применение по крайней мере двух порядков отражения существенно повышает надежность определения \bar{D} и $\sqrt{e_n^2}$ по сравнению со способами, использующими только один порядок.

Важное значение для оценки методов, использующих для определения \bar{D} и $\sqrt{e_n^2}$ только один порядок отражения, имеет анализ эффекта «загиба», описанного в работах Уоррена с сотрудниками^{165, 166}. Кривая зависимости A_n^p от n должна иметь отрицательной второй производной, так как это, согласно соотношению (3,30), не имеет физического смысла. Однако в действительности на реальных кривых наблюдается недопустимый загиб кривой в области малых n (см. рис. 7). Это объясняется^{3, 166} почти неизбежным завыванием линии фона при построении профиля рентгеновской кривой. Для исключения этих систематических ошибок рекомендуется находить значения A_0^p путем экстраполяции прямолинейного участка кривой A_n^p до пересечения с осью ординат с соответствующим пересчетом остальных коэффициентов.

Кроме того, еще ранее Берто¹³⁵ показал, что аналогичное искажение прямолинейной формы кривой A_n^p на начальном участке может происходить из-за влияния «конечного суммирования», т. е. из-за ограничения интервала суммирования. Последний при правильном выборе должен по крайней мере втрое перекрывать ширину линии.

Указанные эффекты могут недопустимо исказить результаты определения \bar{D} и $\sqrt{e_n^2}$ при помощи одного порядка отражения. Так, Смирнов¹⁶⁸, используя метод Пинеса¹⁵⁵, обнаружил, что четко выраженной касательной к кривой A_n не наблюдается, а при увеличении интервала разложения в 12,5 раза экспериментально определяемые значения \bar{D} могут отличаться на порядок. Вагнер¹⁶⁹ полагает, что способами одной линии пользоваться вообще нельзя.

3.5. Изменение величины блоков и микроискажений при деформировании металлов

В настоящее время в большом количестве работ^{129, 146, 156, 159, 163, 170, 177, 179, 180-185, 188} установлено, что после пластического деформирования металлов в образце возникают как микроискажения, так происходит и измельчение областей когерентного рассеяния. Оба эффекта заметно растут с увеличением пластической деформации лишь до известного предела, после чего их рост замедляется.

Ровинский^{172, 173} полагает, что при больших степенях пластической деформации дальнейшее измельчение не происходит из-за эффекта «схватаывания», т. е. укрупнения слишком мелких блоков уже в процессе деформирования. На рис. 8 показано изменение блоков и микроискажений, полученное Ровинским для стали. Видно различие в величине эффектов

Таблица II

Материал	Состояние	По Кохендорферу 132		s (x) и p (x)—функции Коши 133		s (x) и p (x)—функции Гаусса 141		Гармонический анализ		Литература
		$D \cdot 10^6, \text{ см}$	$\frac{\Delta d}{d} \cdot 10^3$	$D \cdot 10^6, \text{ см}$	$\frac{\Delta d}{d} \cdot 10^3$	$D \cdot 10^6, \text{ см}$	$\frac{\Delta d}{d} \cdot 10^3$	$\bar{D} \cdot 10^6, \text{ см}$	$\sqrt{\frac{\Delta}{e_n}} \cdot 10^3$	
Кремнистая сталь 55 С ₂	Сжатие на 66,3%, напильный порошок	—	—	20	2,28	3,3	2,35	2,8	2,1	162
Сталь 35 ХНМ	Растяжение до разрыва	3,5	0,67	—	—	7,5	1,8	3,0 *)	1,3 *)	160
Сталь Гадфильда	Сжатие 30%	—	—	6,0	0,7	—	—	4,0 *)	1,5 *)	161
Сталь 45	Сжатие 50% + нагрев при 450° С (10 мин.)	—	—	—	—	6,0	1,0	6,1 *)	1,95 *)	163
Сталь углеродистая с 0,24% С	Растяжение 4%	>2	1,64	16	0,96	—	—	200 *)	2,5 *)	45
Серый чугун	0,11	15	0,2	15	0,12	—	—	700	1,8	45
Сталь углеродистая с 0,16% С	Нагружение в макронеупругой области	6,4	0,57	—	—	4,7	0,57	4,0	0,71	107
Вольфрам	Ненагруженный	9,8	0,16	—	—	5,9	0,72	2,7	0,41	107
Серебро	Порошок	—	—	4,9	0,8	—	—	2,4	2,5	154
				3,3	1,3	—	—	1,8	1,5	
Никель	Порошок			23				5 (10) **)	7 (12)	254
Железо	Порошок							0,3 (1,0)	3 (8)	159
Молибден	Порошок							0,5 (∞)	4 (8)	159

*) По одному порядку отражения.
 **) В скобках указаны значения для случая распределения микроискажений по Коши, в остальных случаях—по Гауссу

в результате использования разных способов определения β . Известны работы¹⁷⁵⁻¹⁷⁷, в которых при больших степенях пластической деформации (порядка 70 ÷ 80%) снова наблюдался рост $\Delta d/d$, сопровождающийся увеличением твердости H .

Обычно наблюдается^{176, 178, 179} прямая пропорциональность между величиной микроискажений $\Delta d/d$ и твердостью материала H , отвечающей деформированному состоянию, равно как и между микроискажениями и пределом текучести в деформированном состоянии¹⁷⁹⁻¹⁸². Следует отметить, что предел текучести в деформированном состоянии практически

$D \cdot 10^2 \text{ см}$

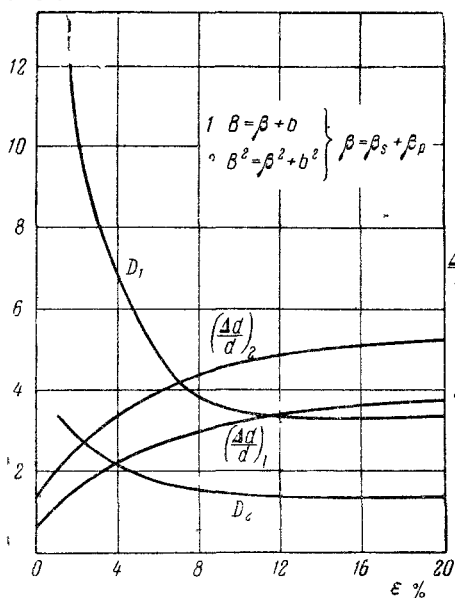


Рис. 8 Зависимость D и $\Delta d/d$ от степени деформации для стали 15¹⁷³.

в ряде случаев^{115, 116 176 178, 186} при отпуске пластически деформированных образцов микроискажения падают почти до нуля, в то время как твердость изменяется мало, либо даже растет.

Курдюмов с сотрудниками^{176, 178, 186} полагают, что микроискажения не являются непосредственной причиной высокой твердости и высокого сопротивления деформированию упрочненного металла, а служат лишь характеристикой предельной упругой деформации металла в микрообъемах.

Васильев^{91, 92} считает, что величина $\Delta d/d$, определяемая из компоненты расширения β_s по формуле (3,1), является мерой отличия «структурных» напряжений σ_{st} , действующих на отдельные области образца, от средних «структурных» напряжений $\bar{\sigma}_{st}$ (см. рис. 5).

Ровинский и Рыбакова¹⁷² нашли, что в значительном диапазоне деформаций имеет место соотношение

$$\frac{\Delta d}{d} D = \text{const} \rightarrow 4d. \quad (3,35)$$

Постоянство произведения $\sqrt{e_n^2} \bar{D}$ отмечают и Деспьюлс и Уоррен¹⁸⁷.

совпадает с макроскопическим напряжением σ_m , действовавшим на образец перед разгрузкой. Подобная же прямолинейная зависимость наблюдается^{52 112, 113} между общей шириной линии и характеристиками сопротивления пластическому деформированию σ_m и H . По Патерсону¹⁸⁰ при пластическом деформировании Al, Cu и Ni при нормальных и пониженных температурах зависимость расширения линии от степени пластической деформации имеет такой же вид, как и кривая деформирования. Аналогичную зависимость наблюдали Давиденков и Смирнов¹⁸⁴ и Клявин и Смирнов¹⁸⁵ на Ni, Mo, Fe и W (рис. 9).

В ранних работах на основании этих зависимостей делалось заключение о том, что микроискажения в значительной степени являются причиной упрочнения. От этой прямолинейной точки зрения пришлось отказаться, так как

Ровинский и Рыбакова¹⁸⁸ обнаружили на пластически деформированных стальных образцах прямую пропорциональность между пределом текучести в деформированном состоянии и величинами $\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^{1/2} D^{-1/2}$, а также линейную зависимость твердости H от произведения $\left(\frac{\Delta d}{d} \frac{1}{D}\right)^{1/2}$.

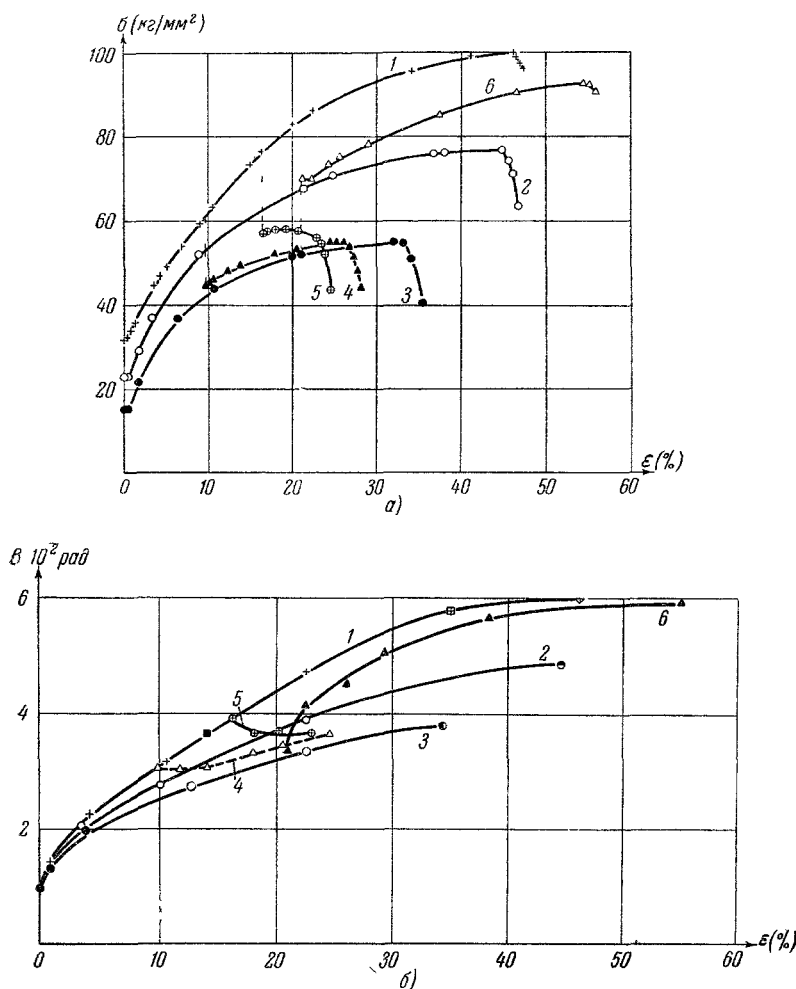


Рис. 9. Диаграммы растяжения никеля (а) и зависимость ширины рентгеновской линии 420 от степени деформации (б) при разных температурах¹⁸⁵.

1 — 2° К, 2 — 77° К; 3 — 300° К, 4 и 5 — 300° К после деформации при 4 2 К, 6 — 4,2° К после деформации при 300° К

Последняя зависимость наблюдалась также в работе¹⁶³.

Не обсуждая вопроса о роли измельчения областей когерентного рассеяния в упрочнении металлов при пластическом деформировании, рассмотренного в работах^{3, 161, 172, 173, 176, 177, 186, 189–191}, остановимся на возможности перехода от микроискажений $\Delta d/d$ к соответствующим микронапряжениям. Как уже отмечалось, мысль о том, что знание микроискажений позволяет вычислить величину микронапряжений σ_i , высказывалась еще в первых работах, посвященных пластическому деформиро-

ванию. Другая крайняя точка зрения вообще отрицает возможность определения напряжений в смысле теории упругости по данным о микроискажениях ¹⁹¹. По теории дислокаций ¹⁹² поле микронапряжений есть не что иное, как дальнее поле дислокаций, созданных в процессе пластического деформирования.

Стокс и Вильсон ¹⁹³ предположили, что микронапряжения σ_i распределены в поликристаллическом образце статистически изотропно. Если принять, что равновероятны все значения микродеформаций между нулем и наибольшим значением e_{\max} , то интегральная ширина β_s будет равна

$$\beta_s = 4e_{\max} \operatorname{tg} \vartheta, \quad (3,36)$$

что совпадает с выражением (3,1) при $e_{\max} = \frac{\Delta d}{d}$. В случае распределения микродеформаций, описываемого функцией Гаусса,

$$\beta_s = 2(2\pi e^2)^{1/2} \operatorname{tg} \vartheta. \quad (3,37)$$

В первом случае усреднение по всем направлениям с учетом только нормальных составляющих микронапряжений дало выражение

$$\beta_s \operatorname{ctg} \vartheta = A + B\Gamma, \quad (3,38)$$

где A и B — функции микронапряжений и постоянных упругости, Γ — фактор ориентации для плоскостей (hkl) . Во втором случае при усреднении принимались во внимание как нормальные, так и касательные компоненты тензора микронапряжений, что дало

$$\beta_s \operatorname{ctg} \vartheta = (A + B\Gamma)^{1/2}. \quad (3,39)$$

Авторы пришли к выводу, что малая точность экспериментальных данных не позволяет отдать предпочтение ни одному из обсуждаемых вариантов, хотя более вероятным кажется распределение Гаусса.

Блечман ¹⁹⁴ рассмотрел различные варианты соотношения между микродеформациями и микронапряжениями. Для простейшей модели статистически изотропного распределения микронапряжений он получил:

$$e = (s_{11} + 2s_{12}) \sigma_i, \quad (3,40)$$

где s_{11} и s_{12} — известные упругие постоянные, что совпадает с выражением (3,3). Автор полагает, что эта простейшая модель должна давать хорошее совпадение с опытом у пластически деформированного вольфрама.

Васильев ⁹¹ полагает, что компонент β_s позволяет найти не полное микронапряжение σ_i , а лишь его дисперсию $\Delta\sigma_i$ (см. выше). причем $\Delta\sigma_i$ определяется как

$$\Delta\sigma_i = \frac{E}{1+2\mu} \frac{\Delta d}{d}, \quad (3,41)$$

где $\Delta d/d$ определяется из формулы (3,1).

Гипотеза статистически изотропного распределения микронапряжений проверялась Смитом и Стикли ¹²⁸ на деформированных α -латуни и вольфраме, Стоксом, Паско и Липсоном — на медном порошке, Меганом и Стоксом ¹⁹⁶ — на порошках из железа, никеля, меди, серебра, алюминия и свинца; Холлом ¹⁸³, использовавшим данные работ многих исследователей, Олдом и Гарродом ^{43, 44} — на порошках и сплошных деформированных железных образцах; Уорреном и Авербахом ¹⁴⁵ — на α -латуни. Во всех случаях произведение микродеформации на соответствующий модуль упругости оставалось постоянным, что подтверждает гипотезу статистически изотропного распределения σ_i .

Шиврин¹⁵⁶ в опытах со среднеуглеродистой сталью не получил подтверждения этой гипотезы. Следует отметить, что Шиврин пользовался значениями E_{hkl} , вычисленными для монокристалла¹⁹⁷, в то время как, например, в работе⁴⁴ модули упругости вычислялись по способу Неерфелда⁴¹.

Васильев⁹¹ на пластически деформированных растяжением или сжатием образцах малоуглеродистой стали не обнаружил зависимости расширения линий от угла между плоскостью (hkl) и осью деформации, что также находится в согласии с гипотезой изотропного распределения микронапряжений, или дисперсии микронапряжений, по терминологии автора.

Рассмотрим вопрос о количественной связи вычисляемых из расширения линий микронапряжений с макроскопическими характеристиками сопротивления деформированию. Каглиотти и Закс¹¹² на моно- и поликристаллических медных образцах получили, что микронапряжения составляют $0,25 \div 0,33$ от σ_m . Курдюмов и сотрудники¹⁷⁶ у легированного феррита нашли, что микронапряжения равны $0,3$ от предела текучести в деформированном состоянии и примерно равны пределу текучести в недеформированном состоянии. Сандлер¹⁷⁹ на железных образцах обнаружил, что микронапряжения также равны $0,3$ от предела текучести в деформированном состоянии. К такому же выводу пришел Хоткевич с сотрудниками¹⁸¹. Смит и Стикли¹²⁸ на α -латуни и вольфраме получили, что микронапряжения равны временному сопротивлению металла; такой же результат получили Меган и Стокс¹⁹⁸ на порошках из железа, никеля, меди, серебра, алюминия и свинца. Следует отметить, что еще Аркель¹⁰⁹ предполагал равенство микронапряжений пределу текучести в деформированном состоянии. За исключением работы¹¹¹ микронапряжения вычислялись по формуле (3,2), где брался либо «макроскопический» модуль упругости E_m , либо модуль E_{hkl} , вычисленный для монокристалльного образца.

В указанных выше работах в основном выяснялась физическая природа эффектов, приводящих к расширению рентгеновских линий. Кроме того, имеется ряд работ, в которых путем использования описанных методов изучались микроискажения и измельчение блоков в результате усталости¹⁹⁸⁻²⁰², ползучести^{160, 203, 204}, облучения²⁰⁵⁻²⁰⁹, поверхностного наклепа²¹⁰⁻²¹³, кавитации²¹⁴.

4. ВЛИЯНИЕ ОШИБОК УПАКОВКИ НА ДИФРАКЦИЮ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

В последние годы было показано, что расширение рентгеновских линий и их смещение может происходить не только из-за рассмотренных выше причин, но также и вследствие ошибок упаковки в кристаллической решетке. При этом оказалось, что в различных типах кристаллических решеток ошибки упаковки влияют на изменение рентгенограмм по-разному. В настоящей работе будут рассмотрены лишь структуры с решетками гранецентрированного (г. ц. к.) и объемноцентрированного (о. ц. к.) кубов *).

4.1. Решетка г. ц. к.

Существует два вида плотноупакованных структур — г. ц. к. и г. п. у.; атомы в них уложены плотнейшим образом. Укладка атомов при плотной упаковке показана на рис. 10. Если имеется один слой плотноупакованных атомов (слой A), то атомы следующего слоя могут занимать либо

*) Влияние ошибок упаковки в случае гексагональной плотноупакованной (г. п. у.) решетки см. в работах^{4, 215}.

положения *B*, либо *C*. Оба эти расположения слоев дадут плотноупакованную структуру. Структура г.ц.к. получается из последовательности *ABCA*BC... (рис. 11, а), когда четвертый слой располагается над первым,

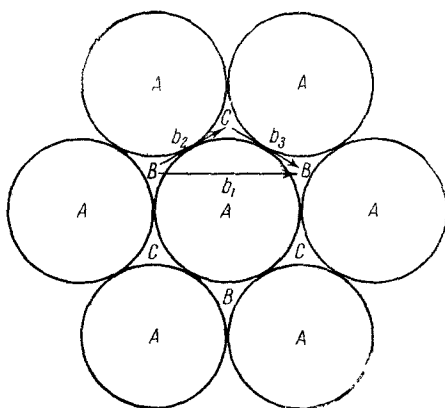


Рис. 10. Расположение атомов в плоскости плотной упаковки решетки г. ц. к.

$$(b_1 = \frac{1}{2} a [10\bar{1}], b_2 = \frac{1}{6} a [2\bar{1}1],$$

$$b_3 = \frac{1}{6} a [11\bar{2}]).$$

кой типа вычитания (intrinsic fault), она образуется, если из правильной последовательности удалить один слой (в данном случае *B*). Если каждый последующий слой после первой ошибки будет смещен по тому же закону, мы получим последовательность *ABC(A)CBA*..., которая представляет двойник в структуре г. ц. к. (рис. 11, д). Две последовательности *ABC* и *CBA* описывают решетку г. ц. к. одинаково хорошо, т. е. здесь имеется только одно нарушение *CAC*, которое называют ошибкой роста или двойниковой ошибкой (когерентной двойниковой границей). Наименьший возможный двойник содержит два слоя. В буквенных обозначениях это *ABCACB*CA, где слои *BCACB* образуют двойник. Такой дефект называют ошибкой упаковки типа внедрения (extrinsic fault); он образуется, если в правильную последовательность вставить еще одну плоскость (в данном случае *C*). Ошибки типа вычитания и внедрения имеют по две двойниковые границы. Поскольку они получаются в результате пластической деформации, их часто называют деформационными ошибками.

Барретт²¹⁸ впервые обратил внимание на то, что при пластической деформации в некоторых металлах и сплавах появляются ошибки упа-

ковки, тогда как в структуре г. п. у. третий слой расположен вертикально над первым слоем, т. е. соблюдается последовательность *ABABAB*... (рис. 11, б). В решетке г. ц. к. плотноупакованными являются плоскости (111), в г. п. у.—плоскости базиса.

Отклонения от нормального порядка чередования атомных плоскостей являются ошибками в порядке их упаковки*). В решетке г. ц. к. нарушенной является всякая последовательность из трех атомных плоскостей (111), которая не имеет порядок *ABC* или *CBA*. Примеры возможных ошибок упаковки приведены на рис. 11. Если слой *B*, следующий за слоем *A*, становится в положение *C*, то будем иметь новую дефектную последовательность *ABCSACB*..., которая содержит четыре слоя решетки г. п. у. (рис. 11, е). Такую ошибку называют^{216, 217} ошиб-

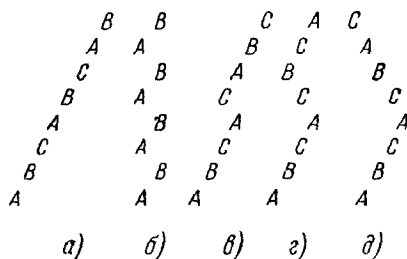


Рис. 11 Расположение атомов в плотноупакованных плоскостях.

а) Правильная решетка г. ц. к., б) правильная решетка г. п. у., в) ошибка типа вычитания (простая деформационная ошибка), г) ошибка типа внедрения (двойная деформационная ошибка), д) ошибка роста, или двойниковая ошибка

*) В дальнейшем ошибки в укладке плотноупакованных плоскостей мы часто будем называть просто ошибками.

ковки, которые могут приводить к расширению рентгеновских линий. Исходя из качественных результатов по изменению отношения расширений $\frac{\beta_{200}}{\beta_{111}}$ после деформации, он пришел к выводу, что расширение от ошибок упаковки игнорировать нельзя.

Патерсоном²¹⁹ задача о влиянии ошибок упаковки типа вычитания на ширину и положение рентгеновских линий была решена количественно в предположении, что каждый кристалл содержит ошибки только в одном ряду параллельных плоскостей, причем каждая ошибка распространяется на весь кристалл. Оказалось, что влияние ошибок упаковки зависит от индексов отражающей плоскости, причем, если $h+k+l=3N$, где N — целое число, то отражение не размывается и не смещается, если же $h+k+l=3N+1$, то получается размытое отражение, смещенное в сторону

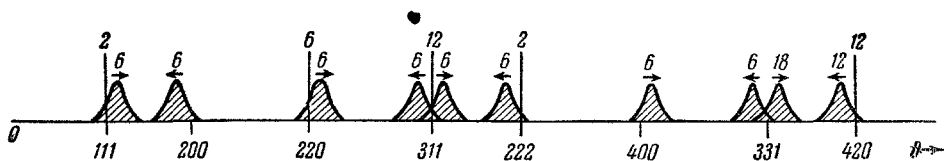


Рис. 12. Влияние деформационных ошибок на рентгенографическую картину²¹

бóльших или меньших углов соответственно. Например, плоскости (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ дают неразмытые и несмещенные компоненты, остальные же плоскости {111} — размытые, смещенные в сторону бóльших углов. Рассматривая, таким образом, все семейства (hkl) , можно получить полную картину влияния ошибок упаковки. Схематически это показано на рис. 12, где вертикальные линии показывают не размытые, а заштрихованные площади — размытые компоненты. Стрелками показано направление смещения, а указанные цифры определяют число компонентов.

Если обозначить вероятность нахождения ошибки упаковки в любом данном слое через α (т. е. одна ошибка приходится на α^{-1} плоскостей), то получаются следующие количественные соотношения²¹⁹:

1) расширение β отдельной компоненты симметрично, причем

$$\beta = 3 \frac{1 - [1 - 3\alpha(1 - \alpha)]^{1/2}}{1 + [1 - 3\alpha(1 - \alpha)]^{1/2}}; \quad (4,1)$$

2) для $|h+k+l| = h_3 = 3N \pm 1$ смещение линии равно

$$\Delta(2\vartheta^0) = \pm \frac{270 \sqrt{3} \cos^2 \varphi}{\pi^2 h_3} \alpha \operatorname{tg} \vartheta_0, \quad (4,2)$$

где φ — угол между нормалью к отражающей плоскости и плоскости (111), на которой находится ошибка упаковки.

Максимальное размытие имеет место при $\alpha = 0,5$. По мере дальнейшего увеличения α расширение уменьшается, и положение линии приближается к отражению для совершенного кристалла двойниковой ориентации $ACBACB...$ Можно получить значения α и методом гармонического анализа. Согласно Патерсону, если рассматривать линию, состоящую из одного типа размытых компонент, то коэффициенты Фурье определяются выражением

$$A_n = \{[1 - 3\alpha(1 - \alpha)]^{1/2}\}^n. \quad (4,3)$$

Тогда $-\left(\frac{dA_n}{dn}\right)_{n=0} = \ln [1 - 3\alpha(1 - \alpha)]^{1/2}$ отлично от нуля при $\alpha \neq 0$, что означает, что влияние ошибок упаковки на кривую $A_n = f(n)$ качественно подобно влиянию дисперсности. Можно определить α и по смещению линий из соотношения

$$\frac{B_n}{A_n} = \pm \operatorname{tg} n \left[\operatorname{arctg} \sqrt{3}(1 - 2\alpha) + \frac{2\pi}{3} \right], \quad (4,4)$$

справедливого опять-таки, когда все компоненты имеют одинаковое распределение интенсивности (следует отметить, что при вычислении коэффициентов Фурье в качестве нулевой точки должен быть взят угол Вульфа — Брэгга ϑ_0). Влияние деформационных ошибок на дифракционную картину рассмотрено также Уорреном и Уоркойсом¹⁶⁵.

Касаясь влияния двойниковых ошибок, Патерсон²¹⁹ отмечал, что в этом случае размытие линий должно быть асимметричным. Более подробно одновременное влияние деформационных и двойниковых ошибок было рассмотрено позднее Гиверсом²²⁰ и Вагнером²²¹. Не останавливаясь на выводе, рассмотрим лишь полученные результаты. Для оценки количества двойниковых ошибок вводится величина β , аналогичная α для деформационных ошибок. Оказывается, что для малых α и β смещение линий определяется соотношением (4,2), полученным Патерсоном. Однако размытие становится несколько иным. В этом случае

$$-\left(\frac{dA_n}{dn}\right)_{n=0} = \frac{1}{2}(3\alpha + 2\beta), \quad (4,5)$$

или, так как обычно коэффициенты определяются в зависимости от L ,

$$-\left(\frac{dA_L}{dL}\right)_{L=0} = \frac{3\alpha + 2\beta}{2d_{111}} \cos \varphi, \quad (4,6)$$

где d_{111} — межплоскостное расстояние для плоскостей (111). При этом оказывается, что размытие линий асимметрично, причем для малых α и β

$$\frac{B_n}{A_n} = \frac{\beta}{\sqrt{3}}. \quad (4,7)$$

(В данном случае при определении коэффициентов Фурье в качестве нулевой точки следует взять положение максимума смещенного пика; именно поэтому данное отношение характеризует асимметрию пика, а не смещение, как в (4,4).) Все эти выражения справедливы для одной отдельной компоненты.

В случае поликристаллов (или порошков) мы наблюдаем наложение всех интерференционных линий системы hkl , т. е. для определения α и β по размытию и смещению линий на рентгенограммах необходимо использовать усредненные выражения

$$-\left(\frac{dA_L}{dL}\right)_{L=0} = \frac{3\alpha + 2\beta}{2d_{111}} j \overline{\cos \varphi}, \quad (4,8)$$

$$\overline{\Delta(2\vartheta^v)_{hkl}} = \overline{G} \alpha j \operatorname{tg} \vartheta_0, \quad (4,9)$$

где j — доля плоскостей $\{hkl\}$, подверженных влиянию ошибок упаковки

$$G = \pm \frac{270 \sqrt{3} \cos^2 \varphi}{\pi^4 h_3} = \pm 90 \sqrt{3} \frac{h_3}{\pi^2 l_3^2}. \quad (4,10)$$

В таблице III даны значения j , $j \overline{\cos \varphi}$ и $j\bar{G}$ для некоторых плоскостей. Из этой таблицы видно, что определение β по асимметричному размытию линий является делом весьма трудным, так как асимметрия всегда возникает вследствие различного смещения разных компонент из-за деформационных ошибок. Единственным отражением, которое не становится асимметричным из-за деформационных ошибок, является пик 200, по которому и следует определять β .

В общем случае, когда происходит размытие как из-за присутствия ошибок упаковки, так и вследствие дисперсности оказывается ²²¹, что

$$-\left(\frac{dA_L}{dL}\right)_{L=0} = \frac{1}{\bar{D}} = \frac{1}{D_p} + \frac{3\alpha + 2\beta}{2d_{111}} \overline{\cos \varphi} \cdot j, (4,11)$$

где \bar{D} — экспериментально определяемый («эффективный») размер блоков без учета ошибок упаковки, а D_p — истинный размер блоков. Если считать, что расширение, аналогичное наличию малых блоков и вносимое ошибками упаковки, как бы обусловлено неким фиктивным (кажущимся) размером

$$D_F = \frac{2d_{111}}{3\alpha + 2\beta} \frac{1}{j \overline{\cos \varphi}}, (4,12)$$

то имеем

$$\frac{1}{\bar{D}} = \frac{1}{D_p} + \frac{1}{D_F}. (4,13)$$

В последние годы многие исследователи использовали полученные зависимости для изучения ошибок упаковки в деформированных металлах и сплавах. Значения α и β , полученные различными авторами, приведены в таблице IV.

Видно, что во многих деформированных металлах и сплавах наблюдается значительная концентрация ошибок упаковки (до одной ошибки на 20 плоскостей), причем число их увеличивается с понижением температуры деформации и при увеличении содержания второго компонента в сплавах. В таблице IV для сравнения приведены также «эффективные» размеры блоков, полученные из опытов методом гармонического анализа, и значения, рассчитанные по формуле (4,12). Получается, что величины блоков, определяемые из опыта, почти целиком обусловлены эффектом ошибок упаковки. Это весьма важный результат, который говорит о том, что в материалах рассмотренного класса необходимо обязательно учитывать влияние ошибок упаковки на расширение линий. Однако в нашей литературе нам не известны работы, в которых учитывалось бы это влияние. Учет ошибок не производился ²²⁸ даже тогда, когда наблюдалась анизотропия в экспериментально определяемой величине блоков для сплава $\text{Cu} + 13\% \text{Al}$. Между тем полученные в этой работе относительные размеры блоков $\bar{D}(111) : \bar{D}(100) : \bar{D}(110) = 1 : 0,5 : 0,6$ близки к отношению $1 : 0,43 : 0,6$, получающемуся из-за ошибок упаковки.

Каким образом могут образовываться ошибки упаковки в структуре г.ц.к.? Можно представить себе три способа²²⁹:

а) Сдвиг по плотноупакованной плоскости. Считается, что макроскопическое скольжение в направлении $[10\bar{1}]$ состоит из зигзагообразных

Таблица IV

Значения α , β , \bar{D} и D_F для металлов с решеткой г. ц. к

Материал и его состав	$\alpha \cdot 10^3$	$\beta \cdot 10^3$	$D_F (111), \text{\AA}$	$\bar{D} (111), \text{\AA}$	Литература
Cu	7		1665	1000	222
	4				224
	4				223
	3,3				226
Cu*)	11,7—13,3	29	465	450	226
	12,5		180	155	221
Ni	3				223
	1,65				226
Ni*)	5,5	24	170	160	227
Ag*)	10				221
Cu + 20% Zn + 30% Zn + 35% Zn + 8% Al + 7,1% Sn	25	50	95	90	221
	25	17	70	70	221
	25				225
	50				221
	39	66,5	145	128	221
	51				165
Al	34	0		320	224
	0				226

*) Опилки получены при -196°C , в остальных случаях — при 20°C .

движений атомов типа $B \rightarrow C \rightarrow B$ (рис. 10) попеременно в $\bar{b}_2 = \frac{1}{6}a [2\bar{1}\bar{1}]$ и $\bar{b}_3 = \frac{1}{6}a [11\bar{2}]$. Скольжение в направлении \bar{b}_2 создает нарушения упаковки типа $ABCACABC\dots$. Таким образом, если единичная дислокация, лежащая в плоскости (111), разделится на две неполные дислокации (так называемые частичные дислокации Гейденрейха и Шокли) по реакции

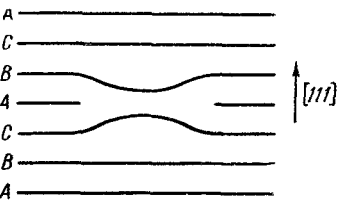


Рис. 13. Сидячая (полузакрепленная) дислокация.

$$\frac{1}{2} a [10\bar{1}] \rightarrow \frac{1}{6} a [2\bar{1}\bar{1}] + \frac{1}{6} a [11\bar{2}], \quad (4,14)$$

то между ними в плоскости скольжения образуется пластина ошибки упаковки. Дефект упаковки вместе со связывающими его дислокациями иногда называют растянутой дислокацией.

б) Удаление одной плотноупакованной плоскости и заполнение образовавшегося промежутка посредством сближения других плотноупакованных плоскостей (рис. 13). При этом получают так называемые сидячие (полузакрепленные) дислокации. Практически это может происходить путем захлопывания полости из вакансий или путем деления единичных

дислокаций, например,

$$\frac{1}{2}a[110] \rightarrow \frac{1}{3}a[111] + \frac{1}{6}a[11\bar{2}]. \quad (4,15)$$

в) Внедрение лишней плотноупакованной плоскости путем осаждения дислоцированных атомов на плоскости (111).

Из рассмотренных механизмов следует, что ошибка упаковки скорее будет занимать некоторую область на плоскости, а не всю плоскость, как это предполагалось при расчетах. В работе²²⁴ отмечается, что в реальном случае необходимо еще учитывать эффекты от поля напряжений полудислокаций, и считается в связи с этим, что физическая интерпретация α еще до конца не ясна.

4.2. Решетка о. ц. к.

В кристаллах с решеткой о. ц. к. наиболее важными системами скольжения являются (110) [111] и (112) [111], но только в случае последней могут образовываться деформационные или двойниковые ошибки. Порядок упаковки плоскостей (112) можно записать как последовательность из шести слоев в виде $ABCDEFABCD...$ (рис. 14 и 15, а), причем слои смещены относительно друг друга на вектор с компонентами $\frac{1}{6}[11\bar{1}]$ и $\frac{1}{2}[\bar{1}10]$.

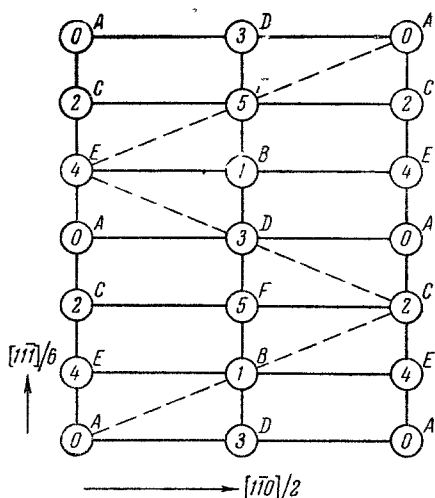


Рис. 14. Проекция структуры о. ц. к. на плоскость (112).

Число указывает номер слоя над нулевым слоем, а пунктиром показана последовательность в правильной решетке о. ц. к.

вместо E следует опять C (рис. 15, б). К такой последовательности, например, может привести²³⁰ наличие сидячей дислокации в решетке о.ц.к., образующейся по реакции

$$\frac{1}{2}a[111] \rightarrow \frac{1}{3}a[112] + \frac{1}{6}a[11\bar{1}]. \quad (4,16)$$

Если ошибка упаковки следует на каждой последующей плоскости, образуется двойниковая ошибка (рис. 15, в).

Влияние ошибок упаковки в структуре о.ц.к. на положение и форму линий на рентгенограммах было рассмотрено в работах Херша и Отта²³¹ и Гантерта и Уоррена¹⁶⁶. Ими было показано, что в случае отдельного отражения от одной плоскости деформационные ошибки дают смещение пика и его размытие, тогда как двойниковые ошибки лишь размывают пик

Эта последовательность слоев полностью определяет порядок упаковки. Ошибка упаковки имеет место тогда, когда, скажем, за слоем D

а) Правильная структура; б) деформационная ошибка; в) двойниковая ошибка.

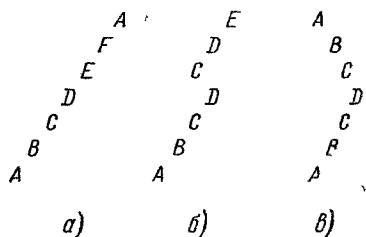


Рис. 15. Порядок упаковки плоскостей (112) в решетке о. ц. к.

а) Правильная структура; б) деформационная ошибка; в) двойниковая ошибка.

и делают его асимметричным. Для поликристаллов (порошков) после усреднения влияния всех компонент оказывается, что смещение рентгеновских отражений близко к нулю, а асимметрия слишком мала, чтобы быть замеченной экспериментально.

Однако оба типа ошибок приводят к расширению отражений, зависящему от индексов плоскости. Если ввести орторомбические индексы

$$H = h - k, \quad K = \frac{1}{2}h + \frac{1}{2}k + \frac{1}{2}l, \quad L_0 = -h - k + 2l, \quad (4,17)$$

то оказывается, что отражения размываются в случае $k = 3N \pm 1$, где N — целое число, и остаются неразмытыми при $k = 3N$. Для поликристалла имеет место наложение размытых (b) и неразмытых (u) компонент, так что в результате получается эффект, аналогичный влиянию на размытие дисперсности с неким фиктивным размером

$$D_F = \frac{al_0}{1,5\alpha + \beta} \frac{\sum_b 1 + \sum_u 1}{\sum_b |L_0|}, \quad (4,18)$$

где α и β имеют прежний смысл, только в решетке о. ц. к. Величина $(\sum_b 1 + \sum_u 1)$ равна фактору повторяемости плоскости (hkl) в кубической решетке. В общем случае

$$-\left(\frac{dA_L}{dL}\right)_{L=0} = \frac{1}{D} = \frac{1}{D_p} + \frac{1}{D_F}. \quad (4,19)$$

Так как оба типа ошибок дают аналогичный эффект размытия, то вероятности α и β определяются не раздельно, а лишь в комбинации $(1,5\alpha + \beta)$. Абсолютные и относительные величины D_F для первых трех отражений приведены в таблице V. Кроме того, авторами¹⁶⁶ были проведены расчеты относительных размеров блоков в различных направлениях в предположении, что они ограничены параллельными некогерентными границами по плоскостям (211) или (110); эти размеры также показаны в таблице V.

Таблица V
Абсолютные и относительные значения D_F и D_p

hkl	D_F абс	D_F отн	D_p отн границы по (211)	D_p отн границы по (110)
110	$3d/\sqrt{2}(1,5\alpha + \beta)$	2,83	1,13	0,94
200	$3a/4(1,5\alpha + \beta)$	1,00	1,00	1,00
211	$3a/\sqrt{6}(1,5\alpha + \beta)$	1,63	1,09	0,98

Относительные значения \bar{D} и величина $(1,5\alpha + \beta)$, полученные разными авторами для различных металлов с решеткой о. ц. к., приведены в таблице VI.

Оказывается, что в некоторых материалах ошибки упаковки дают существенный вклад в размытие линий. Так, например, в β -латуни расширение из-за ошибок упаковки в два раза больше, чем расширение за счет дисперсности. Смещения рентгеновских линий не было замечено ни на одном из порошков металлов с решеткой о. ц. к.

Таблица VI

Значения $\bar{D}_{\text{отн}}$ и $(1,5\alpha + \beta)$ для металлов с решеткой о. ц. к.

Материал	Состояние	$\bar{D}_{\text{отн}}$			$(1,5\alpha + \beta)^*$	Лите- ратура
		110	200	211		
β -латунь Ta W Mo Fe	Опилки 20° С { через 2 недели через 1 год	2,25	1	1,0	0,024	166 232
		2,26	1	1,2	0,012	
	Опилки — 183° С	1,7	1		0,016	146
	Опилки 20° С	1,0	1	1,0		187
	Опилки 20° С	1,0	1			
	Опилки 20° С	2,0	1	1,2	0,012	169
	Опилки — 196° С	1,7	1	1,23	0,012	

*) Вычислено по размытию отражений от плоскости (110) и (100).

5. ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛИНИЙ

5.1. Возникновение представлений
о б искажениях третьего рода и первые работы

Впервые снижение интегральной интенсивности отражений высоких порядков было замечено Генгстенбергом и Марком²³⁴. Они обнаружили, что отношение интенсивностей отражений 200 и 400 у различных металлов после прокатки заметно увеличилось (до 40%). По мнению авторов, это указывало на резкое ослабление линии 400. Сжимая пластически кристаллы сурьмы, KCl, те же авторы²³⁵ нашли, что после деформирования абсолютная интенсивность отражений 2-го и 4-го порядков от грани куба (100) увеличивается, а 6-го, 8-го и 10-го порядков — уменьшается, причем на отражениях высших порядков эффект проявляется гораздо сильнее.

В результате своих опытов Генгстенберг и Марк пришли к выводу, что интенсивность отражений меняется из-за искажений в кристаллической решетке и что по крайней мере часть этих искажений заключается в нерегулярном смещении атомов из их нормальных положений в решетке. Они считали, что такой эффект смещения должен понижать атомный фактор рассеяния так же, как это происходит из-за теплового движения. Тогда изменение интенсивности отражений будет определяться множителем $\exp(-2M)$, где

$$M = \frac{8\pi^2}{3} \bar{u}^2 \frac{\sin^2 \vartheta}{\lambda^2}, \quad (5,1)$$

а \bar{u}^2 является средней величиной квадрата отклонения атомов от идеальных положений в решетке в направлении, перпендикулярном к отражающей плоскости. Эти нерегулярные смещения атомов были названы «замороженным тепловым движением». В нашей литературе они получили название искажений третьего рода¹¹⁰.

Влияние деформации на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей металлами привлекло в дальнейшем значительное внимание исследователей. Бойд²³⁶, изучая напильный порошок бериллия, не обнаружил снижения интенсивности линий по сравнению с отожженным образцом.

Бриндли и Спирс^{237, 238}, напротив, получили понижение интенсивности линий у напильных порошков никеля, меди и Cu — Ве сплава по сравнению с интенсивностью химически приготовленных порошков. Эффект возрастал с повышением порядка отражения. Полученные результаты для меди представлены на рис. 16, а (сплошная кривая) в виде зависимости $\frac{f'_T}{f_T}$ от $\frac{\sin \theta}{\lambda}$, где f'_T и f_T являются произведением атомного и теплового факторов для напильных и химически приготовленных порошков соответственно.

Аналогичное ослабление интенсивности у деформированной меди, возрастающее с увеличением порядка отражения, было обнаружено и Ровинским²³⁹ (рис. 16, б). Но он считал, что снижение интенсивности,

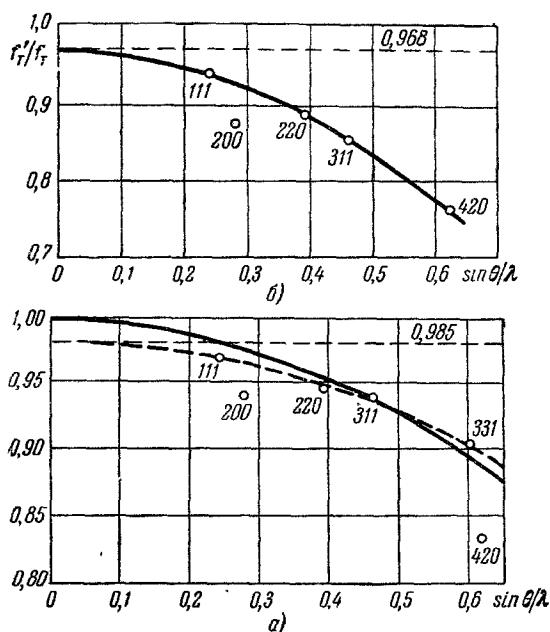


Рис. 16. Зависимость $\frac{f'_T}{f_T}$ от $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ для меди.

а) Из работы²³⁷; б) из работы²³⁹.

найденное экспериментально, не может быть полностью представлено в виде характерной для температурного фактора показательной функции, а что есть еще снижение, одинаковое для всех линий, причем, по его мнению, это подтверждали и данные Бриндли и Спирса²³⁷ (пунктирная кривая на рис. 16, а). Им было высказано предположение, что ослабление интенсивности отражений в результате деформации, характеризующееся экспоненциальным множителем, обусловлено не устойчивыми смещениями атомов по отношению к положениям равновесия, а увеличением амплитуд тепловых колебаний атомов в решетке деформированного металла (т. е. уменьшением характеристической температуры θ). Искажения же третьего рода проявляются в одинаковом для

всех линий рентгенограммы снижении интенсивности. Последнее может быть объяснено тем, что часть вещества находится в практически аморфном состоянии. Аномальное поведение интенсивности отражений 200 и 420 (рис. 16) авторы^{237, 239} связывали с анизотропией искажений, т. е. неодинаковым состоянием атомов в кристаллографических плоскостях. Позднее Ровинский²⁴⁰ предположил, что такое поведение может быть обусловлено возникновением в решетке новой координации. В этой же работе он отмечал, что снижение интенсивности может быть обусловлено как уменьшением θ , так и статическими искажениями решетки. Л. И. Васильев²⁴¹, рассматривая этот вопрос, считал, что ожидать сколько-нибудь значительного изменения θ в результате деформации нельзя.

В дальнейшем, исследуя родий, Бриндли и Риндли²⁴² обнаружили, что падение интенсивности при деформировании, наоборот, уменьшается с увеличением порядка отражения. Подобную зависимость они объяснили влиянием первичной экстинкции. Эффекта, который можно было бы

отнести на долю искажений решетки, замечено не было. В своей последующей работе²⁴³, сравнивая ранее полученные результаты^{237, 238, 242}, они пришли к заключению, что и в случае Cu и Ni имело место влияние экстинкции.

В работе Крицкой²⁴⁴ кривая атомного фактора деформированного кобальта при сопоставлении с расчетной f -кривой недеформированного металла имела более низкое значение, убывающее с углом отражения по экспоненциальному закону. Атомный фактор плоскости (010) обладал аномально высоким значением.

В большинстве вышеперечисленных работ производилось абсолютное измерение интенсивности. Снижение относительной интенсивности отражений у деформированных металлов было обнаружено Брилем²⁴⁵ на железе, Герцрикем и др.²⁴⁶ на никеле и серебре, Уманским²⁴⁷ на меди и алюминии, Ильиной и др.²⁴⁸ на железе. В работе Боаса²⁵⁰ после деформации золота интенсивность одних линий увеличивалась, других — уменьшалась, причем изменения не были связаны какой-либо закономерностью с углом отражения.

Сравнивая все упомянутые работы, можно видеть, что результаты, полученные в них, иногда различались очень сильно. Не до конца было ясно, какими причинами обусловлено изменение интенсивности в разных работах и какова зависимость изменения от угла отражения. Точная интерпретация, кроме того, была затруднена вследствие больших экспериментальных ошибок, присущих фотометоду, и неопределенности поправки на экстинкцию, попытка учесть которую была предпринята лишь в работе²⁴². Однако вычисления скрытой энергии искаженной решетки по полученным в опытах смещениям атомов совпадали по порядку величины с энергией, определенной калориметрическим путем^{20, 251}. Поэтому в некоторых дальнейших работах было обращено особое внимание на исключение влияния экстинкции и точность экспериментов. Последнему способствовала новая методика регистрации рентгеновских лучей различного рода счетчиками, а также использование монохроматоров.

5.2. Дальнейшее развитие работ

а) *Изучение деформированных металлов в виде порошков**). Используя новую технику, Холл^{252*} заметил, что дифракционные линии от деформированных металлов имеют «хвосты», которые продолжают гораздо дальше, чем считали ранее. Эти «хвосты» имеют малую интенсивность, но так как они распространяются на несколько градусов, интегральная интенсивность, представляемая ими, является достаточно большой. Холл считал возможным, что прежние исследователи могли не заметить этих хвостов и, следовательно, вследствие неправильного проведения линии фона их величины интегральной интенсивности линий от деформированных металлов были слишком малы, причем ошибка из-за этого эффекта будет возрастать с увеличением угла θ .

Авербах и Уоррен^{253*}, исследуя порошок α -латуни, нашли, что интенсивность линии 400 после деформации не изменилась (рис. 17), линии с меньшим углом отражения увеличили свою интенсивность, а уровень интенсивности фона остался неизменным. Измеряя интенсивность линий при 350° C, они показали, что изменения, получающиеся в результате деформации, отличаются от изменений, к которым приводит тепловое движение (см. рис. 17). В первом случае линии расширяются и имеют очень

*) Звездочкой обозначаются работы с применением регистрации рентгеновских лучей счетчиками.

длинные «хвосты», а уровень фона не изменяется. Во втором случае линии имеют гораздо меньшие «хвосты», уровень же фона заметно увеличивается. Считая, что увеличение интенсивности передних линий обусловлено уменьшением первичной экстинкции, влияние которой на отражение 400 уже пренебрежимо мало, авторы делают вывод, что деформация не меняет интенсивности линий. Аналогичные результаты были получены Мичелем и Хейгом^{254*} на никеле. Деформация приводила к повышению

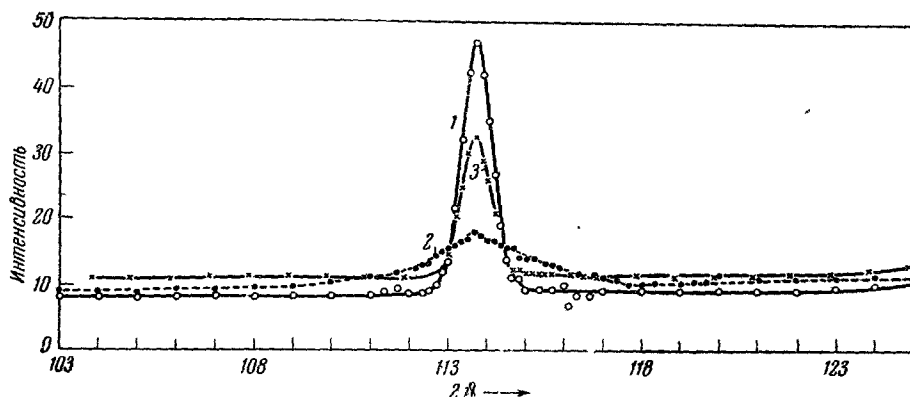


Рис. 17. Интенсивность отражения 400 латуни²⁵³.
1 — оригинал при 350°, съемка — 25°; 2 — деформация при 25°; съемка — 25°; 3 — оригинал при 350°, съемка — 350°.

интенсивности линий 111 и 200, а интенсивность линий 222 и 400 и уровень фона оставались неизменными.

Вагнер и Кохендорфер^{255*} измеряли интенсивность фона в очень большом интервале углов на монокристаллах Zn после растяжения до 32% и на поликристаллах Al и Ag после прокатки до 99%. Они установили, что изменения величины интенсивности не выходят за пределы погрешности опыта ($\pm 10\%$).

Авторы другой работы^{256*}, изучая дифракцию нейтронов на латуни, обнаружили, что с точностью до 1% интенсивность линий 111 и 200 после деформации остается постоянной. В этом случае использование нейтронов позволяло избежать влияния экстинкции. Не наблюдалось изменения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей и на деформированном порошке вольфрама (0,75% тория)^{146*}.

Баттерман^{257*}, изучая порошок железа в недеформированном состоянии и после деформации в шаровой мельнице, установил, что атомный фактор рассеяния в обоих случаях одинаков и совпадает с теоретическим атомным фактором.

Ильина и Крицкая²⁵⁸, напротив, обнаружили, что интенсивность рентгеновских отражений 110 и 220 от деформированного железа слабее, чем от недеформированного. Интенсивность отражений сравнивалась с интенсивностью линии 111 меди, подмешанной в порошок железа. В этой же работе, а также в другой^{259*}, применяя жесткое излучение (Mo), позволяющее проследить на большом числе отражений изменение интенсивности при деформировании металлов, авторы приходят к выводу, что их исследование полностью подтвердило существование закономерности $\exp(-A \sum h_i^2)$ в ослаблении интенсивности, и что причиной ослабления является наличие искажений третьего рода. Следует отметить, что авторы наблюдали эффект увеличения определяемых искажений с возрастанием длины волны применяемого излучения.

Холл и Вильямсон^{260*}, исследуя алюминий, наблюдали повышение интенсивности передних линий при деформировании, а более высокоиндиферированные интерференции своей интенсивности не меняли. Уровень фона после деформирования повышался. Повышение интегрального фона точно совпадало с уменьшением общей интенсивности пиков при учете поправки на экстинкцию. Суммарная интенсивность оставалась постоянной в пределах 1%. Авторы делают вывод, что вся экстинкция — вторичная. После внесения поправки на экстинкцию систематического изменения ослабления интенсивности с увеличением угла ϑ не замечено; уменьшение для всех линий имеет среднюю величину порядка 7%.

Вейс²⁶¹ критиковал применяемые до него поправки на экстинкцию и получил новые, которые были пересмотрены и изменены Лэнгом²⁶². Последний использовал поправки в следующем виде:

для первичной экстинкции

$$\left(\frac{f_0}{f_T}\right)^2 = 1 - g_1 f_T^2 K_a \quad (5,2)$$

и для вторичной

$$\left(\frac{f_0}{f_T}\right)^2 = 1 - g_2 f_T^2 \frac{K_a}{\sin 2\vartheta}, \quad (5,3)$$

где f_T — атомный фактор рассеяния, вычисленный теоретически, f_0 — экспериментально полученная величина атомного фактора, не исправленная на экстинкцию; g_1 и g_2 — коэффициенты первичной и вторичной экстинкции, зависящие от размеров и углового распределения блоков, K_a — поляризационный фактор, который для монохроматического излучения, отраженного от кристалла под углом α , имеет вид

$$K_a = \frac{1 + \cos^2 2\alpha \cos^4 2\vartheta}{1 + \cos^2 2\alpha \cos^2 2\vartheta}. \quad (5,4)$$

Применяя свои поправки к результатам работы^{260*}, Лэнг пришел к выводу²⁶², что ни одна из формул (5,2) и (5,3) полностью не оправдывает различия между наблюдаемыми и вычисленными интенсивностями для Си и Аl.

Вильямсон и Смоллмен²⁶³ пересмотрели данные работ^{253*}, ^{260*} с учетом новых поправок на экстинкцию. Они получили, что в случае Аl и α -латуни экстинкция преимущественно первичная, и после деформации имеется уменьшение интенсивности линий порядка $(3 \pm 1)\%$ для Аl и $(6 \pm 2)\%$ для α -латуни. Авторы отмечают трудности при изучении интенсивности деформированных металлов, возникающие вследствие сильного размытия оснований дифракционных пиков, возможного их наложения и изменения фона.

Кохановской²⁶⁴ был предложен еще один метод определения искажений третьего рода, исключаящий влияние микроабсорбции и дающий возможность принять во внимание — в первом приближении — влияние первичной экстинкции, используя формулу Вильхинского. Метод основан на измерении интенсивности трех, подходящим образом выбранных дифракционных линий, причем считается, что размеры блоков во всех направлениях одинаковы и что уменьшение интенсивности линий деформированных металлов определяется функцией $\exp(-2M)$. Подобная методика использовалась и в работах¹⁷⁷, ²⁶⁵.

Поскольку не было единого мнения о природе экстинкции в деформированных металлах (в то время как учет ее обязателен при решении вопроса об изменении интенсивности из-за искажений в решетке), Батсурь, Ивероновой и Ревкевич^{266*} этот вопрос был детально рассмотрен для порошковых образцов, отожженных при разных температурах. Для учета

экстинкции использовались формулы (5,2) и (5,3). Оказалось, что при отжиге выше температуры рекристаллизации следует учитывать первичную экстинкцию, а в деформированных или отожженных при низкой температуре образцах основную роль играет вторичная экстинкция.

Этим же авторами недавно было показано^{267*}, что, кроме уже отмеченных факторов, на изменение интенсивности линий должно влиять и наличие ошибок упаковки. Кристалл с одной ошибкой в последовательности слоев (111) можно представить себе состоящим из двух частей, сдвинутых друг относительно друга по осям X и Y на $-\frac{1}{3}$ и $\frac{1}{3}$ соответственно (оси X и Y — гексагональные оси, совпадающие с направлениями $[011]$ и $[101]$ в кубическом кристалле). Тогда интенсивность рассеяния такого кристалла может быть записана в виде

$$I \approx \overline{FF^*} = F_0^2 \left[\frac{\overline{N_1^2}}{N^2} + \frac{\overline{(N-N_1)^2}}{N^2} + \frac{2\overline{N_1(N-N_1)}}{N^2} \cos \frac{2\pi(H-K)}{3} \right], \quad (5,5)$$

где H и K — индексы отражающей плоскости в гексагональных осях, N — полное число слоев в кристалле, N_1 — номер «слоя», в котором произошло нарушение упаковки*). Черта сверху означает необходимость усреднения по положению ошибки, т. е. по значению N_1 . После усреднения получается

$$T = \frac{\overline{FF^*}}{F_0^2} = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \cos 2\pi \left(\frac{H-K}{3} \right), \quad (5,6)$$

т. е. $T=1$ для плоскостей с индексами $H-K=3n$, а для плоскостей с $H-K \neq 3n$ $T=0,5$. Далее при подсчете T_{hkl} учитывается, что на

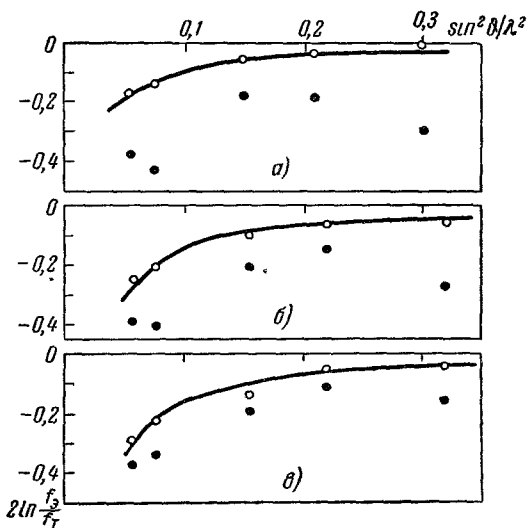


Рис. 18 Зависимость $2 \ln \frac{f_0}{f_T}$ от $\frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}$ (см. ²⁶⁷).

а) Сплав Cu-Sn ; б) медь сразу после деформации; в) медь после вылеживания в течение месяца при 20° .

медь: сразу же после деформации (б) и после вылеживания в течение месяца при 20°C (в). Экспериментальные точки (сплошные кружки) явно

дебаевское кольцо попадают отражения от плоскостей всей группы индексов $\{hkl\}$. В результате получается, что $T_{111}=0,62$; $T_{200}=T_{400}=0,5$; $T_{202}=0,75$; $T_{311+222}=0,72$. Если доля кристаллов, содержащих нарушение упаковки, равна α , то интенсивность дебаевского кольца записывается в виде

$$I_{hkl} = I_{0hkl} (1 - \alpha + \alpha T). \quad (5,7)$$

При этом оказывается, что даже при малом содержании ошибок упаковки ($\alpha=0,2 \div 0,3$) изменение интенсивности весьма заметно.

На рис. 18 приведены кривые $2 \ln \frac{f_0}{f_T} = \Phi \left(\frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} \right)$ для сплава Cu-Sn , отожженного в течение 10 минут при 218°C (а), и для двух образцов деформированной

*) «Слоем» считается тройная группа слоев, образующих ячейку.

не укладываются на плавные кривые. Полые кружки были получены после введения поправки на наличие ошибок упаковки. Видно, что после исправления экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретические кривые. При этом оказывается, что для сплава Cu—Sn $\alpha = 0,5$, а для меди 0,35 и 0,2 соответственно (б) и (в).

Ослабление интенсивности за счет искажений третьего рода в Cu—Sn авторами^{267*} обнаружено не было. В меди же оказалось, что эти искажения могут быть, но могут и не быть обнаружены. Результат зависит от условий деформации напильником, исходного состояния материала и его чистоты. Кроме того, вылеживание при комнатной температуре может привести к полному снятию искажений. Авторы считают, что искажения третьего рода снимаются при низких (даже комнатных) температурах, а может быть, и в процессе самой пластической деформации в материалах с низкой температурой рекристаллизации. В материалах с более высокой температурой рекристаллизации напряжения являются более устойчивыми. Измеренные в никеле статические смещения оказались порядка 0,1 Å.

Таким образом, при рассмотрении результатов работ, выполненных и в последние годы, обнаруживается, что подчас они различаются очень сильно; даже более того, различная обработка одних и тех же результатов приводит к разным выводам. Основной причиной этого, видимо, является неоднозначность учета эффекта экстинкции. Прежде всего, как это было видно, трудно установить, какова экстинкция — первичная или вторичная, а во-вторых, выбрать наиболее правильную формулу поправки. К тому же, по-видимому, часто обе экстинкции одновременно могут играть существенную роль.

Обобщая результаты, полученные в рассмотренных работах, можно сказать, что интенсивность рентгеновских линий у деформированных порошков *) может изменяться в результате ряда причин, а именно: 1) фрагментации кристаллов, приводящей к изменению экстинкции; 2) возникновения искажений в решетке, связанных со смещением атомов из положений равновесия (искажений третьего рода); 3) возникновения ошибок упаковки слоев (ошибок деформации). Кроме того, к кажущемуся уменьшению интенсивности линий может привести неправильное проведение линии фона при неточном определении «хвостов» дифракционных линий. Неучет хотя бы одного из этих факторов может привести к неправильным выводам. В качестве примера важности учета экстинкции могут служить

Т а б л и ц а VII
Отношения интенсивностей²⁶⁷

Состояние образцов	$\frac{Y_1}{Y_2} = \left(\frac{I_{400}}{I_{200}} \right)_{\text{отж}} / \left(\frac{I_{400}}{I_{200}} \right)_{\text{деф}}$	
	без поправки*	исправлено на экстинкцию
Деформация	1,0	1,0
Отжиг при 248°, 5 час.	1,16	1,04
» » 300°, 4 часа	1,16	0,98
» » 400°, 4 часа	1,26	1,04

результаты работы^{267*}. В таблице VII приведено отношение интенсивностей линий $\frac{I_{400}}{I_{200}} = Y_1$ отожженных образцов меди, разделенное на такое же отно-

*) Если считать, что в результате приготовления в них нет преимущественной ориентировки.

шение γ_2 для деформированных образцов. Пара линий выбрана таким образом, чтобы отношение их интенсивностей не зависело от числа ошибок упаковки. Видно, что в результате отжига экспериментально измеренная величина отношения $\frac{\gamma_1}{\gamma_2}$ увеличивается. Если отвлечься от возможного влияния экстинкции, то можно прийти к заключению о снятии при отжиге искажений третьего рода. Однако после введения поправки на экстинкцию оказывается (графа 2), что отношение остается постоянным. Возвращаясь в связи с этим к первым работам, рассмотренным в разделе 5.1, следует отметить, что анализ полученных в них результатов проводился без учета возможного влияния экстинкции (кроме работы²⁴²).

Безусловно, и в последних работах вопрос о поправках на экстинкцию решен не полностью. Так, Херш в работе³ подчеркивает, что экстинкционные поправки для интегральной интенсивности вычислены только для кристалла бесконечных размеров, отражающие плоскости которого параллельны его поверхности, что, конечно, не имеет места в реальных кристаллах. Что касается формулы Экштейна для первичной экстинкции, используемой в работах^{262, 263, 266, 267}, то она получена для пика дифракционной кривой при рассеянии на сферической частице, а не для интегральной интенсивности. Херш считает, что применение этой формулы может быть удовлетворительным лишь для очень малых и очень больших углов. Кроме того, дальнейшие трудности заключаются в том, что любые несовершенства в областях порядка размера блока будут уменьшать экстинкцию. Такими несовершенствами могут быть: дислокации, распределенные беспорядочно или в виде скоплений; микроискажения, т. е. непостоянство параметра; скопление примесей и включений; группы вакансий и субмикротрещинок; ошибки упаковки. Пока не ясно, будут ли в этих случаях экстинкционные поправки иметь такой же вид, как для блочной модели.

б) *Изменение интенсивности линий при деформировании сплошных поликристаллических образцов.* Поскольку к концу сороковых годов казалось твердо установленным, что пластическая деформация приводит к возникновению искажений третьего рода, появился ряд работ, в которых величина их связывалась с механическими характеристиками металлов^{199, 249, 268-274}. Среднеквадратичные смещения \bar{u}^2 (искажения третьего рода) определялись следующим образом. Если в результате деформации интенсивность линии вместо I_0 становится равной I , согласно уравнению (5,1), имеем:

$$\bar{u}^2 = \frac{3}{16\pi^2} \ln \frac{I_0}{I} \frac{\lambda^2}{\sin^2 \vartheta}. \quad (5,8)$$

При этом измерялись не абсолютные значения I_0 и I , а их отношение к интенсивности эталона или фона. Можно судить о величине \bar{u}^2 и по изменению отношения интенсивностей двух линий. Тогда

$$\bar{u}^2 = \frac{3a^2}{4\pi^2 (\Sigma h_{i2}^2 - \Sigma h_{i1}^2)} \ln \left(\frac{I_1}{I_2} \frac{I_{02}}{I_{01}} \right), \quad (5,9)$$

где значки 1 и 2 относятся к различным отражениям.

Использование формул (5,8) и (5,9) справедливо лишь тогда, когда все изменение интенсивности линий обусловлено только искажениями третьего рода. Однако, как уже отмечалось, на интенсивность линий и их отношение существенное влияние оказывает изменение экстинкции при деформировании и образовании ошибок упаковки. Более того, в случае деформации сплошных образцов интенсивность линий может меняться из-за образования преимущественной ориентировки — текстуры. На это было

обращено особое внимание в работах ²⁷⁵⁻²⁷⁷. Смирновым ²⁷⁷ было показано, что вследствие развития текстуры интенсивность различных отражений может меняться по-разному: увеличиваться, уменьшаться или оставаться неизменной. Естественно, что при совместном влиянии текстуры и экстинкции очень трудно выделить изменение интенсивности, которое следует отнести за счет искажений третьего рода, тем более, что эффект последних, видимо, гораздо меньше, чем воздействие первых двух факторов ^{267, 277}.

Из всего вышесказанного вытекает, что изменение интенсивности отдельно взятой линии или изменение отношения интенсивностей двух линий, если не исключено влияние текстуры, экстинкции и ошибок упаковки, не может характеризовать искажений третьего рода. Между тем, в целом ряде уже отмеченных работ ^{199, 234, 247, 268-274 *}), а также в работах, которые продолжают появляться после выяснения рассматриваемого вопроса ²⁷⁸⁻²⁸¹, не учитывается ни экстинкция, ни текстура. В других же работах ^{177, 249, 277, 282, 283}, использующих отношение интенсивностей отражений двух порядков ^{**)}), исключается только влияние текстуры. Таким образом, выводы подавляющего большинства работ, выполненных на деформированных сплошных поликристаллах, о величине искажений третьего рода и их изменении со степенью деформации нельзя признать обоснованными. Иверонова и др. ²⁶⁷ считают, что вопрос о связи этих искажений с изменением механических свойств в большой степени остается открытым, и его надо решать заново.

Изучалось также изменение интенсивности рентгеновских отражений кристаллических образцов после воздействия на них различного рода облучений ²⁰⁵. Полученные результаты очень разнообразны: в одних случаях интенсивность понижается, в других — повышается, в третьих — остается неизменной.

5.3. Статические и динамические искажения

Как уже отмечалось, в принципе в деформированных металлах или сплавах изменение интенсивности рентгеновских интерференций может происходить как по причине нерегулярных смещений атомов из положения равновесия (стагические искажения или искажения третьего рода), так и из-за изменения характеристической температуры θ (динамические искажения).

Метод разделения этих факторов был предложен в работах ^{248, 285}. В общем случае интенсивность определяется выражением

$$I = I_0 \exp(-2M_1) \exp(-2M), \quad (5,10)$$

в котором

$$M_1 = \frac{6\hbar^2}{mk\theta} \left[\frac{\Phi(x)}{x} + \frac{1}{4} \right] \frac{\sin^2 \phi}{\lambda^2}, \quad (5,11)$$

где $x = \frac{\theta}{T}$, Φ — дебаевская функция, m — масса атома, \hbar и k — известные постоянные. Поскольку первый член в выражении (5,10) зависит от температуры, а второй — нет, их можно разделить посредством съемки образцов при разных температурах T_1 и T_2 . Тогда

$$\ln \frac{I_1}{I_2} = \ln \frac{I_{01}}{I_{02}} - \frac{12\hbar^2}{mk\theta} \left[\frac{\Phi(x_1)}{x_1} - \frac{\Phi(x_2)}{x_2} \right] \frac{\sin^2 \phi}{\lambda^2}. \quad (5,12)$$

*) Следует подчеркнуть, что к таким работам относится и работа Генгстенберга и Марка ²³⁴, в которой, как считалось, искажения третьего рода были обнаружены впервые.

**) Это отношение свободно от влияния текстуры не при всяком виде деформации и даже не при всякой схеме съемки ²⁷⁵. Способы исключения влияния текстуры для одного порядка отражения описаны в работах ^{275, 284}.

При откладывании $\ln \frac{I_1}{I_2}$ в функции $\frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}$ получается прямая, наклон которой дает возможность определить множитель, стоящий перед $\frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}$, т. е. и θ . Далее, зная θ , можно определить величину M , т. е. и \bar{u}^2 .

В результате исследований^{248, 286} были получены данные, говорящие о том, что в деформированных чистых металлах (Fe, Mo) искажения решетки являются статическими. В твердых растворах^{240, 285-297} возможны как статические, так и динамические искажения, причем оба вида искажений могут изменяться в результате деформирования. Учитывая этот результат, следует заметить, что в работах, выполненных на деформированных сплавах²³⁸⁻²⁵³, вычисленные интенсивности могут не совпадать с опытными, исправленными на экстинкцию, из-за изменения характеристической температуры.

Вышеупомянутый метод разделения основан на предположении о справедливости поправки Дебая — Валлера, в которой для всех отражений характеристическая температура одинакова. Между тем, имеются указания^{298, 299} о том, что в этой поправке величина среднеквадратичных смещений атомов при тепловом движении является не только функцией θ и T , но и функцией кристаллографического направления. Это может внести ошибку в определение характеристической температуры по отношению интенсивностей отражений от различных плоскостей. Недавно Кривоглазов³⁰⁰ было показано, что данный способ разделения не всегда возможен и по другой причине. Оказывается, что при изменении статических смещений \bar{u}^2 одновременно с этим происходит изменение и амплитуды колебаний атомов, так что вклад обоих эффектов не является аддитивным, как это считалось ранее.

Изменение характеристической температуры, определенной описанным методом, при образовании сплавов и их деформировании обычно связывали²⁸⁸⁻²⁹⁷ с изменением сил межатомной связи. Однако в некоторых работах в последнее время высказываются мнения, что закон Дебая — Валлера справедлив лишь для одноатомных веществ³⁰¹ и что наблюдаемое изменение θ связано с некоторыми перераспределениями расположения атомов в твердом растворе³⁰², т. е. определяемые рентгенографическим методом значения θ в этом случае нельзя считать показателем сил межатомного взаимодействия.

5.4. Вопросы классификации искажений структуры деформированных металлов и соответствующих этим искажениям внутренних напряжений

Основы классификации искажений структуры и внутренних напряжений были изложены в работах¹⁰⁸⁻¹¹¹. По этой классификации все искажения структуры, равно как и соответствующие этим искажениям остаточные напряжения, разделялись на первый, второй и третий роды. Впоследствии от термина «напряжения третьего рода» пришлось отказаться и сохранить только термин «искажения третьего рода», так как в объеме, соизмеримом с объемом элементарной ячейки, понятие «напряжение» в смысле теории упругости, как на это указал Закс³⁰³, не может применяться. Делингер в работе¹⁹² снова возвращается к термину «остаточные напряжения третьего рода», полагая, что эти напряжения создаются ближними полями дислокаций, созданных пластической деформацией.

В последнее время в связи с рядом работ, изложенных в разделах 2—5 настоящего обзора, возникла необходимость в некотором видоизме-

нении принятой ранее классификации. Так, например, смещение рентгеновских линий не может служить однозначным критерием существования в образце только остаточных напряжений первого рода, так как оно будет иметь место и вследствие действия напряжений второго рода. Равным образом, в результате серьезного улучшения методики измерения интенсивности оказывается, что установленная на основе ранних работ четкая связь между искажениями третьего рода и изменением интенсивности рентгеновских линий во многих случаях не подтверждается, так что существующие оценки величины искажений третьего рода, развивающихся в металле при пластическом деформировании, могут оказаться завышенными и, во всяком случае, нуждаются в серьезном пересмотре. Точно так же, по-видимому, требует пересмотра и вопрос о связи скрытой энергии деформирования с искажениями третьего рода. Подводя итоги дискуссии о классификации, имевшей место на страницах журнала «Заводская лаборатория»³⁰⁴⁻³⁰⁹, Давиденков³¹⁰ следующим образом сформулировал определение остаточных напряжений:

1. Напряжениями первого рода, или макронапряжениями, называются такие напряжения, которые уравниваются в объемах одного порядка с объемами тела и могут быть обнаружены разрезанием тела на части. На рентгенограммах они проявляются в смещении интерференционных максимумов, если оно может быть устранено соответствующим разрезанием тела.

2. Напряжениями второго рода, или микронапряжениями, называются такие напряжения, которые уравниваются в объемах одного порядка с объемами одного или нескольких кристаллитов. Рентгенографически они проявляются в размытии интерференционных максимумов, а также в смещении их, которое не может быть устранено разрезанием.

3. Искажения третьего рода представляют собой нарушение правильного расположения атомов в решетке; поскольку их рентгенографическое проявление до сих пор окончательно не установлено, в классификацию по рентгеновскому признаку они пока не включаются.

Как и всякая классификация, эта классификация оказывается неполной. Она, естественно, не включает в себя такие искажения структуры, как ошибки упаковки, описанные в разделе 4 настоящего обзора. Не исключена возможность, что в дальнейшем будут открыты и другие типы искажений структуры, влияющие на дифракцию рентгеновских лучей.

6. СВЕДЕНИЯ О ДИСЛОКАЦИЯХ, ПОЛУЧАЕМЫХ ИЗ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

6.1. Определение плотности дислокаций

а) По рентгенограммам Дебая—Шеррера. Для вычисления плотности дислокаций Вильямсон и Смоллмен³¹¹ использовали две величины, определяемые рентгенографически: размер блока D и ширину распределения микроискажений $\xi = 2 \frac{\Delta d}{d}$. В первом случае, считая, что дислокации лежат на границах между блоками, их плотность определяется следующим образом. Общая длина дислокационной линии на один блок равна $6nD/2$, где n — число дислокаций на поверхности блока. Так как число блоков в единице объема равно $1/D^3$, то плотность дислокаций будет

$$\varrho = \frac{3n}{D^2}. \quad (6,1)$$

При использовании этого уравнения величину n необходимо определять или задавать. Значение $n=1$ дает минимальную плотность дислокаций

и может быть отнесено к отождествленным металлам и к металлам, очень сильно деформированным, когда расположение дислокаций становится почти беспорядочным³¹¹. Что касается размера блоков D , то для определения ρ используются значения, полученные методом микроучка, измерением первичной экстинкции, по расширению дифракционных линий и их смещению (в последнем случае как расстояние между ошибками упаковки).

Можно определить плотность дислокаций и через микроискажения. Если известна среднеквадратичная деформация $\bar{\epsilon}^2$ при каком-то распределении, то соответствующая скрытая энергия решетки равна

$$V = \frac{3E\bar{\epsilon}^2}{2} = \frac{3EA\xi^2}{2}, \quad (6,2)$$

где A — коэффициент, зависящий от характера распределения микродеформаций и равный $1/2\pi$ и ~ 2 для распределений Гаусса и Коши соответственно. Энергия винтовой дислокации v_c при отсутствии взаимодействия с другими дислокациями равна

$$v_c = \frac{\mu b^2}{4\pi} \ln \frac{r}{r_0}, \quad (6,3)$$

где \mathbf{b} — вектор Бюргерса, r — радиус кристалла, содержащего дислокацию и r_0 — соответствующим образом выбранный²³⁰ предел интегрирования, обычно порядка 10^{-7} см. Так как в действительности дислокации взаимодействуют, то упругая энергия изменяется в среднем в F раз, т. е.

$$v = v_c F. \quad (6,4)$$

Тогда плотность дислокаций, полученная таким путем,

$$\rho = \frac{V}{v} = \frac{k}{F} \frac{\xi^2}{b^2}, \quad (6,5)$$

где

$$k = 6\pi EA/\mu \ln \left(\frac{r}{r_0} \right).$$

Проведенный в работе³¹¹ расчет дает $k = 16,4$ для г.ц.к. металлов с вектором Бюргерса \mathbf{b} , направленным вдоль $[110]$, и $k = 14,4$ для о.ц.к. металлов с \mathbf{b} , направленным вдоль $[111]$.

В данном случае значение F опять-таки необходимо определять или задавать. Простейшим предположением является $F=1$. Моделью, в которой приближенно $F=1$, является сетка, в которой с каждым ребром блока совпадает дислокация; тогда расстояние между дислокациями максимально и взаимодействие минимально. Кроме того, для этой модели, очевидно, $n=1$. Критерием правильности этих предположений может служить соблюдение равенства $\rho_p = \rho_s$, где ρ_p и ρ_s обозначают плотности дислокаций, найденные по уравнениям (6,1) и (6,5) при условии $n=1$ и $F=1$. Значения ρ_p и ρ_s , вычисленные Вильямсоном и Смоллменом³¹¹ по данным различных авторов, приведены в таблице VIII.

При оценке достоверности полученных значений ρ всегда необходимо помнить о той неопределенности, с какой получаются из опытов значения D и $\bar{\epsilon}^2$ (см. пп. 3.3 и 3.4), а также о том, что при самом подсчете ρ_p и ρ_s делается еще ряд предположений. Вильямсон и Смоллмен³¹¹ считают, что наиболее достоверными являются значения D , определенные из первичной

Таблица VIII

Плотность дислокаций в металлах, рассчитанная по данным о размере частиц и величине микрояскажений³¹¹

Материал и его чистота	Состояние	ρ_0 ($F=1$)	D , см		ρ_0 ($n=1$)
			из экстинкции	из размытия линий	
Al (99,99%)	Отжиг, 500° Опилки, 20°	$4,0 \cdot 10^9$	$3,5 \cdot 10^{-4}$ $2,6 \cdot 10^{-4}$		$2,4 \cdot 10^7$ $4,5 \cdot 10^7$
Al коммерческий	Опилки, 20° Опилки, —183°	$2,4 \cdot 10^{10}$ $3,2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{-4}$ $0,7 \cdot 10^{-4}$		$7 \cdot 10^7$ $6 \cdot 10^8$
Fe «армко»	Отжиг, 675° Опилки, 20° Опилки, —183°	$3,7 \cdot 10^{11}$ $6,9 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	10^{-5} 10^{-5}	$2 \cdot 10^8$ $3 \cdot 10^{10}$ $3 \cdot 10^{10}$
Mo коммерческий	Отжиг, 1860° Опилки, 20°	$5,8 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-5}	$7 \cdot 10^7$ $3 \cdot 10^{10}$
α -латунь	Отжиг, 350° Опилки, 20°	$1,2 \div 3 \cdot 10^{12}$	$1,35 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$ *)	$2,4 \cdot 10^8$ $2,5 \cdot 10^{12}$

*) Расстояние между ошибками упаковки.

экстинкции. Однако Херш³ полагает вследствие неудовлетворительности экстинкционных поправок сомнительным то, что этот метод может дать реальные сведения о природе и степени совершенства хорошо отожженного металла.

б) По расширению кривой вращения на двойном кристалл-спектрометре. Наиболее надежные рентгеновские данные о распределении дислокаций, по мнению Херша³, получаются посредством измерения разориентировки блоков методом двойного кристалл-спектрометра. Если совершенный кристалл вращается около своего отражающего положения, он отражает рентгеновские лучи лишь в области нескольких секунд. Реальные кристаллы часто имеют кривую вращения гораздо большей угловой ширины (порядка минут). Иногда кривая вращения состоит даже из нескольких пиков, что, несомненно, свидетельствует о наличии нескольких разориентированных блоков. Чаще всего она представляет собой один пик, но шире, чем ожидается из теории.

Если имеются данные о разориентировке, то по ним можно оценить распределение и плотность дислокаций. Известно³, что если угол разориентировки на границе равен α , причем α мало, то плотность дислокаций определяется выражением *)

$$N_D = \frac{\alpha}{bD}. \quad (6,6)$$

Если величина α неизвестна, можно оценить верхний и нижний пределы плотности дислокаций. Предполагая кристалл изогнутым однородно, в плоскости, перпендикулярной к оси изгиба, имеем $\alpha = \frac{D}{T} \gamma$, где T — ширина области, изогнутой на наблюдаемый угол γ , т. е. T обычно

*) В данном случае определение плотности дислокаций отличается от ρ в уравнении (6,1). Для случая³¹¹ изотропного распределения дислокаций $\rho = 3N_D$.

равно размеру зерна или диаметру облучаемой площади кристалла (что меньше). Тогда

$$N_D = \frac{\gamma}{bT}. \quad (6,7)$$

Верхний предел находится из предположения, что субкристаллики разориентированы около среднего положения, причем их нормали распределены по закону Гаусса. Тогда $\alpha \sim \frac{\gamma}{3}$ и

$$N_D \sim \frac{\gamma}{3bD}. \quad (6,8)$$

Если величина D неизвестна, верхний предел для случая произвольного распределения дислокаций оказывается равным³

$$N_D = \frac{\gamma^2}{9b^2}. \quad (6,9)$$

Плотность дислокаций, рассчитанная по уравнению (6,9), и некоторые другие результаты приведены в таблице IX.

Т а б л и ц а IX
Предельные плотности дислокаций в кристаллах³

Кристалл и его состояние	γ	$N_D^{\text{верхн}}/\text{см}^2$	$N_D^{\text{нижн}}/\text{см}^2$
Al (99,999%), рекристаллизация (величина зерна 30 мк)	3'	$3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^7$
Al (99,993%), изогнут и отожжен	$\sim 2'$	10^8 (плотность внутри субзерна)	$5 \cdot 10^6$
Cu (99,999%), рекристаллизация (величина зерна 30 мк)	$\sim 1'$	$2 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^6$
NaCl, из расплава	4"	$8 \cdot 10^4$	
NaCl, полирован	4'	$3 \cdot 10^8$	
Fe, усы ³¹³		10^6	

Сравнение плотности дислокаций, рассчитанной по формуле (6,9), с плотностью, определенной по числу ямок травления, на германии дает хорошее совпадение³¹².

в) *Обобщение данных о плотности дислокаций.* Сравнение данных о плотности дислокаций, определенных различными методами, показывает, что в недеформированных кристаллах плотность дислокаций лежит между 10^4 и 10^8 см^{-2} , причем для подавляющего большинства образцов, полученных разными методами, плотность выше 10^6 см^{-2} . В результате деформации плотность дислокаций увеличивается до $10^8 \div 10^{11} \text{ см}^{-2}$, причем она зависит от типа и чистоты металла, а также от вида, степени и температуры деформации. Отжиг деформированных кристаллов приводит к уменьшению плотности дислокаций. О точном распределении дислокаций как в недеформированных, так и в деформированных металлах известно пока еще очень мало.

6.2. Непосредственное наблюдение дислокаций

Описанные выше методы определения плотности дислокаций при плотностях менее 10^6 см^{-2} являются уже не чувствительными. Лэнг, считая, что дислокация более легко может быть замечена по ее влиянию на интенсивность отражения от окружающей ее области, чем на угловую область отражения от сравнительно большого объема кристалла, предложил метод³¹⁴, с помощью которого можно видеть отдельные дислокации. Принципиальная схема метода показана на рис. 19. Первичный пучок рентгеновских лучей (р. л.), узкий в плоскости рисунка, проходит через кристалл 1 так, чтобы брэгговское отражение происходило от плоскостей, примерно перпендикулярных к поверхности кристалла. Отраженные лучи регистрируются на пленке 2. Получающуюся картину Лэнг назвал секционной микрорентгенографией (sectional topograph). Он считает, что дислокации при этом наблюдаются как области повышенной интенсивности отражения вследствие их влияния на распределение энергии между многократно отраженным первичным и дифрагированным пучками. Таким образом была получена³¹⁵ картина расположения дислокаций в кремнии толщиной 3 мм, которая очень хорошо совпала с картиной, полученной методом прохождения инфракрасных лучей в той же части кристалла после осаждения меди на дислокациях. На рис. 20 показана

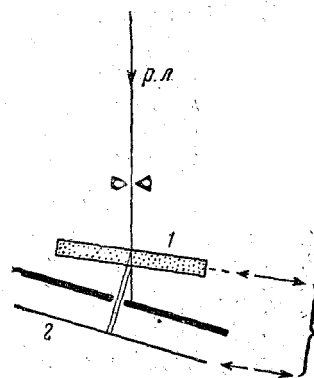


Рис. 19. Принципиальная схема метода Лэнга³¹⁴.

1 — кристалл, 2 — пленка, 3 — экран.

одна из картин, полученная Лэнгом на кремнии³¹⁶.

Определив положение дислокаций в отдельных сечениях, можно построить пространственную картину их распределения. Для более быстрого получения этих сведений Лэнг³¹⁶ ввел одновременное перемещение пленки и образца параллельно их собственным поверхностям (рис. 19). Двумерная картина, получающаяся на пленке, является проекцией кристалла и его несовершенств. Она эквивалентна наложению многих секционных микрорентгенографий и была названа Лэнгом проекционной микрорентгенографией (projection topograph). Получая пару проекционных топографий (стереопару), соответственно для отражения от плоскостей (hkl) и $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$, можно опре-

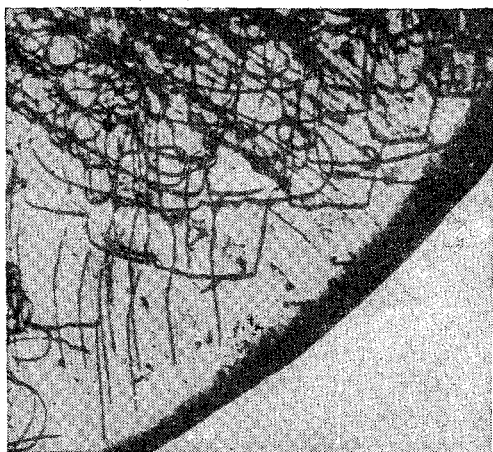


Рис. 20. Секционная микрорентгенография дислокаций в кремнии, полученная на отражении 220.

Плоскости (111) параллельны поверхности кристаллической пластинки.

делить трехмерную картину распределения дислокаций в объеме кристалла. Таким способом было получено распределение дислокаций в целом ряде самых различных материалов³¹⁷⁻³¹⁹.

Методика Лэнга была использована Уэббом³²⁰ для изучения «усов» NaCl. Непосредственное наблюдение дислокаций по отражению рентгеновских лучей проводилось также Бонзе и Капплером^{321,322} и Ньюкирксом³²³.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Greenough, Progr. Metal. Phys. 3, 176 (1952).
2. Internal Stresses and Fatigue in Metals. Proceedings of the Symposium. Ed. by G. M. Rassweiler and W. L. Grube. N. Y., Elsevier, 1959.
3. P. Hirsch, Progr. Metal. Phys. 6, 236 (1956).
4. B. Warren, Progr. Metal. Phys. 8, 147 (1959).
5. А. Ф. Иоффе, М. В. Кирпичева, Philos. Mag. 43, 204 (1922).
6. H. Lester, R. Aborn, Armi Ordnance 6, 120, 200, 283, 384 (1925).
7. Г. И. Аксенов, Ж. прикл. физ. 6, 3 (1929); Вестн. металлопром., № 2—3, 101 (1931); ЖЭТФ 4, 6 (1934); ЖТФ 5, 721 (1935).
8. G. Sachs, J. Weerts, Z. Phys. 64, 344 (1930).
9. F. Wever, H. Möller, Arch. EHW 5, 215 (1931).
10. М. Желдак, Г. Курдюмов, А. Протопопов, Заводск. лаборатория 3, 631 (1934).
11. H. Möller, J. Barbers, Mitt. K.-W. Inst. Eisenforsch. 16, 21 (1934).
12. C. Barrett, M. Gensamer, Physics 7, 1 (1936).
13. R. Glocker, E. Osswald, Z. techn. Phys. 16, 237 (1935).
14. F. Gisen, R. Glocker, E. Osswald, Z. techn. Phys. 17, 145 (1936).
15. R. Glocker, B. Heß, O. Schaaber, Z. techn. Phys. 19, 194 (1938).
16. R. Glocker, Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, 4 Aufl., Berlin, Springer Verlag, 1949.
17. М. Н. Фукс, Заводск. лаборатория 19, 814 (1953).
18. Д. М. Васильев, З. А. Ващенко, ЖТФ 25, 765 (1955).
19. Д. М. Васильев, Заводск. лаборатория 25, 70 (1959).
20. Ч. С. Барретт, Структура металлов, М., Металлургиядат, 1948.
21. H. Möller, H. Neerfeld, Mitt. K.-W. Inst. Eisenforsch. 21, 289 (1939).
22. H. Möller, F. Gisen, Mitt. K.-W. Inst. Eisenforsch. 19, 57 (1937).
23. A. Thum, K. Saul, C. Peterson, Z. Metallkunde 31, 352 (1939).
24. М. М. Уманский, М. П. Шаскольская, ЖТФ 16, 1283 (1946).
25. A. Schaal, Z. Metallkunde 41, 293 (1950).
26. М. П. Желдак, Г. В. Курдюмов, В. Ромберг, ЖТФ 7, 1736 (1937).
27. В. Ромберг, ЖТФ 7, 1728 (1937).
28. Д. М. Васильев, С. О. Побкалло, ЖТФ 20, 86 (1950).
29. O. Schaaber, Z. techn. Phys. 20, 264 (1939).
30. W. Rachinger, J. Scient. Instrum. 25, 254 (1948).
31. L. Finch, Nature 163, 402 (1949).
32. A. Papoulis, Rev. Scient. Instrum. 26, 423 (1955).
33. H. Möller, J. Barbers, Mitt. K.-W. Inst. Eisenforsch. 17, 157 (1935).
34. H. Möller, G. Strunk, Mitt. K.-W. Inst. Eisenforsch. 19, 305 (1937).
35. W. Voigt, Lehrbuch der Kristallophysik, Leipzig, 1928.
36. Б. М. Ровинский, Инж. сб. Ин-та мех. АН СССР 1, 227 (1941); Изв. АН СССР, сер. техн., № 1—2, 87 (1942); ЖТФ 12, 607 (1942).
37. Б. М. Ровинский, Инж. сб. Ин-та мех. АН СССР 3, 66 (1946).
38. E. Macherauch, P. Müller, Arch. EHW 29, 237 (1958).
39. A. Reuss, Z. angew. Math. und Mech. 9, 49 (1929).
40. H. Möller, G. Martin, Mitt. K.-W. Inst. Eisenforsch. 21, 261 (1939).
41. H. Neerfeld, Mitt. K.-W. Inst. Eisenforsch. 24, 61 (1942).
42. H. Hendus, C. Wagner, Arch. EHW 26, 455 (1955).
43. J. Auld, R. Garrod, Nature 169, 579 (1952).
44. R. Garrod, J. Auld, Acta Metallurgica 3, 190 (1955).
45. V. Hauk, C. Hummel, Z. Metallkunde 47, 254 (1956).
46. H. Möller, H. Brasse, Arch. EHW 26, 231 (1955).
47. F. Bollenrath, V. Hauk, E. Osswald, Z. VDI 83, 129 (1939).
48. F. Bollenrath, E. Osswald, Z. VDI 84, 539 (1940).
49. E. Heyn, Stahl und Eisen 37, 470 (1917).
50. R. Glocker, H. Hasenmeier, Z. VDI 84, 825 (1940).
51. W. Wood, Philos. Mag. 18, 435 (1934).
52. W. Wood, Philos. Mag. 19, 219 (1935).
53. W. Wood, Proc. Roy. Soc. A172, 231 (1939).
54. Б. М. Ровинский, ЖЭТФ 8, 96 (1938).
55. W. Wood, S. Smith, Nature 146, 400 (1940).

56. S. Smith, W. Wood, Proc. Roy. Soc. A176, 398 (1940).
57. W. Wood, S. Smith, Proc. Roy. Soc. A178, 93 (1947).
58. W. Wood, S. Smith, J. Inst. Metals 67, 315 (1941).
59. S. Smith, W. Wood, Proc. Roy. Soc. A181, 71 (1942).
60. S. Smith, W. Wood, Proc. Roy. Soc. A182, 404 (1944).
61. W. Wood, Proc. Roy. Soc. A192, 218 (1948).
62. G. Greenough, Nature 160, 258 (1947); Proc. Roy. Soc. A197, 556 (1949).
63. F. Lihl, Arch. Metallkunde 1, 16 (1946).
64. V. Hauk, H. Moller, F. Brasse, Arch. EHW 27, 317 (1956).
65. L. Finch, Nature 166, 508 (1950).
66. V. Hauk, Naturwiss. 40, 507 (1953).
67. G. Greenough, J. Iron—Steel Inst. 169, 235 (1951).
68. E. Kappler, L. Reimer, Naturwiss. 40, 360 (1953); Z. angew. Phys. 5, 401 (1953).
69. R. Glocker, E. Macherauch, Z. Metallkunde 43, 313 (1952).
70. Б. М. Ровинский, Т. В. Тагунова, ЖТФ 17, 1137 (1947).
71. Б. М. Ровинский, ЖТФ 20, 1497 (1950).
72. Б. М. Ровинский, Н. В. Тыжнова, ЖТФ 20, 675 (1950).
73. Б. М. Ровинский, В. Н. Мокеева, Изв. АН СССР, сер. техн., № 10, 14 (1954).
74. Б. М. Ровинский, В. Н. Мокеева, Физ. металлов и металловедение 5, 331 (1957).
75. Н. Н. Давиденков, В. Н. Тимофеева, ЖТФ 16, 283 (1946).
76. Л. А. Гликман, В. А. Степанов, ЖТФ 16, 661 (1946).
77. Л. А. Гликман, Т. П. Санфирова, В. А. Степанов, ЖТФ 19, 441 (1949).
78. Н. Н. Давиденков, Ю. С. Терминасов, Е. Л. Ассур, ЖТФ 19, 1107 (1949).
79. Н. Н. Давиденков, Реф. ж. Механика, № 2, реф. № 1064 (1955).
80. T. Nishihara, S. Taira, Met. Fac. Engng. Kyoto Univ. 12, 90 (1955).
81. H. Bühler, Arch. EHW 26, 51 (1955).
82. C. Bateman, Acta Metallurgica 2, 451 (1954).
83. V. Hauk Z. Metallkunde 46, 33 (1955).
84. Д. М. Васильев, А. Ф. Ерашев, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 659 (1956).
85. Д. М. Васильев, ЖТФ 26, 2389 (1956).
86. Б. М. Ровинский, ЖТФ 21, 1325 (1951).
87. Д. М. Васильев, ЖТФ 26, 1358 (1956).
88. C. Newton, H. Vacher, J. Inst. Met. 7, 1193 (1956).
89. H. Vacher, R. Liss, R. Meds, Acta Metallurgica 4, 532 (1956).
90. Д. М. Васильев, В. А. Лихачев, Заводск. лаборатория 25, 747 (1959).
91. Д. М. Васильев, ЖТФ 28, 2527 (1958).
92. Д. М. Васильев, Физ. твердого тела 1, 1736 (1959).
93. Д. М. Васильев, Л. В. Кожевников, Физ. твердого тела 1, 1316 (1959).
94. E. Macherauch, P. Muller, Naturwiss. 44, 389 (1957).
95. R. Glocker, E. Macherauch, Naturwiss. 44, 532 (1957).
96. C. Leibler, E. Macherauch, Naturwiss. 45, 35 (1958).
97. E. Macherauch, Naturwiss. 45, 125 (1958).
98. E. Macherauch, P. Müller, Z. Metallkunde 49, 324 (1958).
99. Б. М. Ровинский, В. Г. Лютцау, ЖТФ 27, 345 (1957).
100. Д. М. Васильев, Некоторые проблемы прочности твердого тела, М., Изд. АН СССР, 1959, стр. 37.
101. Б. М. Ровинский, В. М. Синайский, Изв. АН СССР, сер. техн., 6, 137 (1959).
102. Б. М. Ровинский, В. М. Синайский, Некоторые проблемы прочности твердого тела, М., Изд. АН СССР, 1959, стр. 49.
103. Д. М. Васильев, Г. И. Арковенко, Физ. твердого тела 2, 543 (1960).
104. Г. И. Аксенов, ЖЭТФ 4, 627 (1934).
105. A. Schaal, Z. Metallkunde 36, 153 (1944).
106. Г. И. Аксенов, В. А. Мощанский, Изв. АН СССР, сер. физ., 21, 226 (1957).
107. F. Brasse, H. Moller, Arch. EHW 29, 757 (1958).
108. G. Masing, Z. techn. Phys. 6, 569 (1925).
109. A. van Arkel, Physika 5, 208 (1925); Naturwiss. 13, 662 (1925).
110. Н. Н. Давиденков, Z. Metallkunde 24, 25 (1932); Сб. «Рентгенография в применении к исследованию материалов», М., ОНТИ, 1936.
111. Г. С. Жданов, Я. С. Уманский, Рентгенография металлов, ч. 2, М., ГОНТИ, 1938.
112. V. Cagliotti, G. Sachs, Z. Phys. 74, 647 (1932).
113. F. Lihl, Phys. Z. 35, 460 (1934).

114. S. Secito, Sci. Repts. Toh. Univ. 16, 410 (1927).
115. U. Dehlinger, Z. Kristallogr. 65, 615 (1927).
116. С. Т. Конобеевский, Я. П. Селицкий, Phys. Z Sowjetunion 4, 459 (1933).
117. A. van Arkel, W. Burgers, Z. Phys. 48, 690 (1928).
118. F. Havort, Phys. Rev. 52, 613 (1937).
119. W. Bras, Z. Kristallogr. 96, 214 (1937).
120. Н. Я. Селяков, Z. Phys. 31, 439 (1925).
121. P. Scherrer, в книге: R. Zsigmondy, Kolloidchemie, 3 Aufl., 1920, стр. 387
122. B. Warren, J. Biscoe, J. Amer. Ceram. Soc. 21, 49 (1938).
123. A. Taylor, Philos. Mag. 31, 339 (1941).
124. F. Schoening, J. van Niekerk, R. Haul, Proc. Phys. Soc. B65, 528 (1952).
125. W. Wood, Trans. Faraday Soc. 31, 1248 (1935); Proc. Roy. Soc. A172, 231 (1939); Nature 151, 585 (1943).
126. W. Wood, Proc. Phys. Soc. 52, 110 (1940).
127. W. Wood, W. Rachinger, J. Inst. Metals. 75, 571 (1949).
128. C. Smith, E. Stickley, Phys. Rev. 64, 191 (1943).
129. G. Williamson, W. Hall, Acta Metallurgica 1, 22 (1953).
130. F. Jones, Proc. Roy. Soc. A166, 16 (1938).
131. Д. М. Васильев, ЖТФ 26, 1994 (1956).
132. A. Kochendorfer, Z. Kristallogr. 105, 393 (1944).
133. Л. И. Лысак, Сб. трудов Лаб. металлофиз. АН УССР, № 6, 40 (1955).
134. R. Glocker, Materialprüfung mit Rontgenstrahlen, 3 Aufl., Brl., Springer Verlag, 1949.
135. F. Bertaut, Acta Crystallogr. 5, 117 (1952).
136. E. Titchmarsh, Introduction to the theory of Fourier Integrals, Oxford, 1937, см. перевод: Введение в теорию интегралов Фурье, М., ИЛ, 1948.
137. C. Schull, Phys. Rev. 70, 679 (1946).
138. A. Stokes, Proc. Phys. Soc. 61, 382 (1948).
139. Б. Я. Пинес, Острофокусные трубки и прикладной рентгеноструктурный анализ, М., Гостехиздат, 1955.
140. Л. И. Лысак, Сб. трудов Лаб. металлофиз. АН УССР «Вопросы физики материалов и металловедения», № 5, 1954, стр. 45.
141. Г. В. Курдюмов, Л. И. Лысак, ЖТФ 17, 993 (1947).
142. B. Averbach, B. Warren, J. Appl. Phys. 20, 885 (1949).
143. B. Warren, B. Averbach, J. Appl. Phys. 21, 595 (1950).
144. B. Warren, B. Averbach, J. Appl. Phys. 23, 497, 1059 (1952).
145. B. Warren, B. Averbach, Imperfection in Nearly Perfect Crystals, N. Y., John. Wiley and Sons, 1952.
146. C. McKeehan, B. Warren, J. Appl. Phys. 24, 52 (1953).
147. B. Warren, Acta Crystallogr. 8, 483 (1955).
148. А. И. Китайгородский, Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел, М., Гостехиздат, 1952.
149. M. Paterson, Philos. Mag. 4, 451 (1949).
150. A. Kochendorfer, U. Wolfstieg, Z. Electrochem. 61, 83 (1957).
151. M. Bertaut, Compt. rend. 228, 492 (1949).
152. F. Brasse, H. Möller, Arch. EHW 30, 685 (1959).
153. F. Schoening, J. van Niekerk, J. Appl. Phys. 26, 726 (1955).
154. F. Schoening, J. van Niekerk, Acta Metallurgica 3, 10 (1955).
155. Б. Я. Пинес, ДАН СССР 103, 601 (1955).
156. О. Н. Шиврин, Изв. вузов, сер. физ., 4, 72 (1959).
157. J. Eastsbrook, A. Wilson, Proc. Phys. Soc. B65, 67 (1952).
158. R. Garrod, J. Brett, J. Macdonald, Austr. J. Phys. 7, 77 (1954).
159. G. Williamson, R. Smallman, Acta Crystallogr. 7, 574 (1954).
160. М. Я. Фукс, Н. В. Слоновский, Л. И. Лупилов, Физ. металлов и металловедение 2, 328 (1956).
161. О. В. Богородский, Я. С. Уманский, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 614 (1956).
162. Е. Л. Гальперин, Ю. С. Терминасов, Кристаллография 2, 519 (1957).
163. О. Н. Шиврин, В. С. Шатин, Изв. вузов, сер. физ., 1, 128 (1959).
164. Тезисы пятого и шестого Всесоюзных совещаний по применению рентгеновских лучей к исследованию материалов (Ленинград, 1955 г.), М., изд. АН СССР, 1958.
165. B. Warren, E. Warekois, Acta Metallurgica 3, 473 (1955).
166. O. Guantert, B. Warren, J. Appl. Phys. 29, 40 (1958).
167. А. Г. Хачатурян, Кристаллография 4, 646 (1959).
168. В. И. Смирнов, Физ. твердого тела, 1, 1072 (1959).
169. C. Wagner, Arch. EHW 29, 489 (1958).

170. U. Dehlinger, A. Kochendörfer, Z. Metallkunde 31, 231 (1939); Z. Kristallogr. 101, 134 (1939).
171. М. Я. Фукс, С. Дьяченко, Изв. АН СССР, сер. физ., 15, 106 (1951).
172. Б. М. Ровинский, Л. Рыбакова, Изв. АН СССР, сер. техн., 10, 1483 (1952).
173. Б. М. Ровинский, Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 333 (1953).
174. Б. Я. Пинес, Н. Г. Березняк, ЖТФ 24, 329 (1954).
175. J. Andrew, H. Lee, J. Iron—Steel Inst. 165, 389 (1950).
176. В. М. Голубков, В. А. Ильина, В. К. Крицкая, Г. В. Курдюмов, М. Д. Перкас, Проблемы металловедения и физики металлов 5, 433 (1958); Физ. металлов и металловедение 5, 465 (1957).
177. Л. И. Лысак, Л. В. Тпхонов, Физ. металлов и металловедение 7, 757 (1959); 9, 119 (1960).
178. В. М. Кардонский, Г. В. Курдюмов, М. Д. Перкас, Физ. металлов и металловедение 7, 752 (1959).
179. Н. И. Сандлер, сб. «Технология производства и свойства черных металлов», Харьков, т. 2, 1956, стр. 284.
180. M. Rafterson, Acta Metallurgica 2, 823 (1954).
181. В. Р. Голик, Г. А. Сиренко, В. И. Хоткевич, Физ. металлов и металловедение 8, 235 (1959).
182. Г. А. Сиренко, В. И. Хоткевич, Физ. металлов и металловедение 8, 700 (1959).
183. W. Hall, Proc. Phys. Soc. A62, 741 (1949).
184. Н. Н. Давиденков, Б. И. Смирнов, Изв. АН СССР, сер. физ., 23, 624 (1959), Исследования по жаропрочным сплавам 4, 147 (1959).
185. О. В. Клявин, Б. И. Смирнов, Сб. «Некоторые проблемы прочности твердого тела», М.—Л., Изд. АН СССР, 1959, стр. 56.
186. Г. В. Курдюмов, М. Д. Перкас, Л. Г. Хандрос, Физ. металлов и металловедение 7, 747 (1959).
187. J. Desrujols, B. Warren, J. Appl. Phys. 29, 195 (1958).
188. Б. М. Ровинский, Л. М. Рыбакова, Изв. АН СССР, сер. техн., 4, 100 (1959).
189. L. Bragg, Nature 149, 511 (1942).
190. L. Bragg, Proc. Cambr. Philos. Soc. 45, 125 (1949).
191. Б. Я. Пинес, Лекции по структурному анализу, Харьков, 1957.
192. U. Dehlinger, Z. Metallkunde 50, 126 (1959).
193. A. Stokes, A. Wilson, Proc. Phys. Soc. 56, 174 (1944); Proc. Cambr. Philos. Soc. 40, 197 (1944); Phys. Rev. 70, 698 (1946).
194. N. Blachman, Phys. Rev. 70, 698 (1946).
195. A. Stokes, K. Pascoe, H. Lipson, Nature 151, 137 (1943).
196. H. Megan, A. Stokes, J. Inst. Metals 71, 279 (1945).
197. И. М. Лившиц, ЖЭТФ 8, 581 (1938).
198. В. И. Иверопова, Т. П. Костецкая, ЖТФ 10, 304 (1940).
199. Ю. С. Терминасов, ЖТФ 18, 517 (1948).
200. Ю. С. Терминасов, А. М. Тороцов, Изв. вузов, черн. мет., 7, 75 (1959).
201. Л. А. Гликман, В. П. Тэхт, ДАН СССР 86, 699 (1952); Сб. «Некоторые проблемы прочности твердого тела», М., Изд. АН СССР, 1959, стр. 246.
202. H. Möllinger, M. Hempel, Arch. EHW 25, 39 (1954).
203. W. Wood, H. Tarsell, Nature 158, 415 (1946).
204. Б. М. Ровинский, Л. М. Рыбакова, Изв. АН СССР, сер. техн., 9, 1241 (1953).
205. А. И. Захаров, УФН 57, 525 (1955).
206. D. Keating, Phys. Rev. 97, 832 (1955).
207. G. Vason, B. Warren, Acta Crystallogr. 9, 1029 (1956).
208. R. Smallman, B. Willis, Philos. Mag. 2, 1018 (1957).
209. И. В. Батенин, В. А. Ильина, В. К. Крицкая, Б. В. Шаров, Физ. металлов и металловедение 7, 243 (1959).
210. Ю. С. Терминасов, А. Г. Яхонтов, А. В. Полтавский, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 689 (1956).
211. Н. А. Петрова, М. Я. Шашии, В. В. Латш, Заводск. лаборатория 23, 1372 (1957).
212. Ю. Г. Мясников, Ю. С. Терминасов, Научн. Докл. Высш. Школы (Металлургия) 1, 154 (1959).
213. F. Lihl, H. Lawatsch, Arch. EHW 31, 173 (1960).
214. В. В. Гавранек, М. Я. Фукс, Д. Н. Большуткин, Физ. металлов и металловедение 1, 494 (1955).
215. H. Houska, B. Averbach, Acta Crystallogr. 11, 139 (1958).
216. F. Frank, Philos. Mag. 42, 809 (1951).

217. R. Green, Phys. Rev. 102, 376 (1956), см. перевод в сб. «Пробл. совр. физ.», Дислокации в кристаллах, 9, 167 (1957).
218. C. Barrett, Tr. AIME 188, 123 (1950); Phys. Rev. 81, 311 (1951); Imperfection in Nearly Perfect Crystals, N.-Y., John Wiley and Sons, 1952, стр. 97
219. M. Paterson, J. Appl. Phys. 23, 805 (1952).
220. R. Gevers, Acta Crystallogr. 7, 337 (1954).
221. C. Wagner, Acta Metallurgica 5, 427, 477 (1957).
222. G. Greenough, E. Smith, Proc. Phys. Soc. B68, 51 (1955).
223. J. Christian, J. Spreadborough, Philos. Mag. 1, 1069 (1956).
224. J. Christian, J. Spreadborough, Proc. Phys. Soc. B70, 1151 (1957).
225. B. Warren, E. Warecois, J. Appl. Phys. 24, 951 (1953).
226. R. Smallman, K. Westmacott, Philos. Mag. 2, 669 (1957).
227. C. Wagner, Rev. Metallurgie 55, 1171 (1958).
228. Л. Н. Гусева, А. А. Бабарэко, ДАН СССР 124, 789 (1959).
229. В. Т. Рид, Дислокации в кристаллах, М., Металлургиздат, 1957.
230. А. Х. Коттрел, Дислокации и пластическое течение в кристаллах, М., Металлургиздат, 1958.
231. P. Hirsch, H. Otte, Acta Crystallogr. 10, 447 (1957).
232. F. Schoening, Acta Metallurgica 4, 510 (1956).
233. Ch. Wagner, Freiberg Forschung., № 35, 10 (1959).
234. J. Hengstenberg, H. Mark, Naturwiss. 17, 443 (1929).
235. J. Hengstenberg, H. Mark, Z. Phys. 61, 435 (1930).
236. J. Boyd, Phys. Rev. 45, 832 (1934).
237. G. Brindley, F. Spiers, Philos. Mag. 20, 882, (1935).
238. G. Brindley, F. Spiers, Philos. Mag. 20, 893 (1935).
239. Б. М. Ровинский, ЖЭТФ 7, 963 (1937).
240. Б. М. Ровинский, ЖТФ 22, 55, 63 (1952).
241. Л. И. Васильев, Труды Сиб. физ.-тех. ин-та, вып. 34, 283 (1955).
242. G. Brindley, P. Rindley, Proc. Phys. Soc. 50, 501 (1938).
243. G. Brindley, P. Rindley, Proc. Phys. Soc. 51, 432 (1939).
244. В. К. Крицкая, Сб. «Пробл. металловед. и физ. металлов» 3, 297 (1952).
245. R. Brill, Z. Phys. 105, 378 (1937).
246. С. Герцрикен, И. Дехтяр, А. Геллер, ЖЭТФ 8, 1359, 1365 (1938).
247. Я. С. Уманский, Тр. Минцветметзолота, М., ОНТИ, 1938.
248. В. А. Ильина, В. К. Крицкая, Г. В. Курдюмов, Сб. «Пробл. металловед. и физ. металлов» 2, 222 (1951).
249. В. А. Ильина, Э. З. Каминский, В. К. Крицкая, Р. И. Энтин, там же 3, 178 (1952).
250. W. Boas, Z. Kristallogr. 96, 214 (1937).
251. R. Fricke, O. Lohrmann, W. Wolf, Z. phys. Chem. B37, 60 (1937).
252. W. Hall, J. Inst. Metals. 77, 601 (1950).
253. B. Averbach, B. Warren, J. Appl. Phys. 20, 1066 (1949).
254. D. Michel, F. Haig, Philos. Mag. 2, 15 (1957).
255. G. Wagner, A. Kochendörfer, Z. Naturforsch. 3a, 364 (1948); Ann. Phys. 6, 129 (1949).
256. R. Weiss, J. Clark, L. Corliss, J. Hastings, J. Appl. Phys. 23, 1379 (1952).
257. B. Batterman, Phys. Rev. 115, 81 (1959).
258. В. А. Ильина, В. К. Крицкая, ДАН СССР 87, 207 (1952); Сб. «Пробл. металловед. и физ. металлов», 4, 425 (1955).
259. В. А. Ильина, В. К. Крицкая, Г. В. Курдюмов, Физ. металлов и металловедение 5, 379 (1957).
260. W. Hall, G. Williamson, Proc. Phys. Soc. B64, 937, 946 (1951).
261. R. Weiss, Proc. Phys. Soc. B65, 553 (1952).
262. A. Lang, Proc. Phys. Soc. B66, 1003 (1953).
263. G. Williamson, R. Smallman, Proc. Phys. Soc. 68, 577 (1955).
264. А. Кочановска, Чехословацкий физ. ж. 4, 290, 463 (1954).
265. Л. В. Тихонов, ДАН СССР 122, 389 (1959).
266. Д. Батсурь, В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич, Кристаллография 4, 214 (1959).
267. Д. Батсурь, В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич, Изв. АН СССР, сер. физ., 23, 591 (1959).
268. Ю. С. Терминасов, Е. Б. Гасилова, в сб. «Применение рентгеновских лучей к исследованию материалов», М., Машгиз (1949), стр. 95.
269. С. О. Цобкало, В. В. Латш, Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 373 (1953).
270. Т. Н. Смирнова, Ю. С. Терминасов, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 664 (1956).
271. Ю. С. Терминасов, Г. А. Феклистов, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 695 (1956).

272. В. М. Финкель, Физ. металлов и металловедение 2, 189 (1956).
273. Л. И. Лысак, Сб. трудов Лаб. металлофиз. АН УССР «Вопросы физ. металлов и металловедения» № 7, 3 (1956).
274. Н. А. Петрова, М. Л. Шагин, В. В. Латш, Заводск. лаборатория 23, 1372 (1957).
275. Д. М. Васильев, ЖТФ 26, 695 (1956).
276. Г. В. Фукс, Г. В. Добровольская, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 679 (1956).
277. Б. И. Смирнов, ЖТФ 27, 218 (1957); 28, 2693 (1958).
278. М. Нолу, Чехословацкий физ. ж. 8, 108 (1958).
279. Ю. С. Терминасов, Г. А. Феклистов, НДВШ (Металлургия) 2, 196 (1958).
280. Ю. С. Терминасов, А. Г. Яхонтов, Металловедение и термическая обработка металлов (М., Машгиз) 5, 19 (1959).
281. А. С. Никоненко, Физ. металлов и металловедение 7, 699 (1959).
282. Л. С. Уманский, Д. М. Златоустовский, Металловедение и термическая обработка металлов 3, 11 (1958).
283. В. Н. Жданова, в сб. «Некоторые проблемы физики твердого тела», М., 1957.
284. В. М. Финкель, Изв. АН СССР, сер. физ., 23, 611 (1959); Изв. ВУЗ, Черная металлургия 3, 73 (1959).
285. В. И. Иверонова, Э. И. Кузьмина, С. И. Футергендлер, Е. И. Деллаф, Изв. АН СССР, сер. физ., 15, 44 (1951).
286. В. А. Ильина, В. К. Крицкая, Сб. «Пробл. металловед. и физ. металлов» (М., Металлургиздат) 4, 399 (1955).
287. Б. М. Ровинский, ЖЭТФ 8, 84 (1938).
288. Г. В. Курдюмов, В. А. Ильина, В. К. Крицкая, Л. И. Лысак, Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 297 (1953).
289. В. К. Крицкая, Г. В. Курдюмов, Т. И. Стеллецкая, ДАН СССР 98, 63 (1954).
290. В. И. Иверонова, А. А. Кацнельсон, ДАН СССР 99, 391 (1954).
291. В. И. Иверонова, А. П. Звягина, А. А. Кацнельсон, Кристаллография 2, 414 (1957).
292. В. К. Крицкая, Г. В. Курдюмов, Л. В. Тихонов, ДАН СССР 102, 271 (1955).
293. В. К. Крицкая, Г. В. Курдюмов, Т. И. Стеллецкая, Сб. «Пробл. металловед. и физ. металлов» 4, 408 (1955).
294. В. А. Ильина, В. К. Крицкая, Г. В. Курдюмов, Т. И. Стеллецкая, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 723 (1956).
295. С. М. Николаева, Я. С. Уманский, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 631 (1956).
296. Н. И. Носкова, В. А. Павлов, Физ. металлов и металловедение 7, 400 (1959).
297. Г. П. Кушта, И. П. Михайлюк, Г. Ф. Королюк, Физ. металлов и металловедение 7, 299 (1959).
298. R. Weiss, J. De Marco, G. Weremchuk, L. Corliss, J. Hastings, Acta Crystallogr. 9, 42 (1956).
299. K. Lonsdale, H. Grenville-Wells, Nature 177, 986 (1956).
300. М. А. Кривоглаз, Кристаллография 4, 813 (1959).
301. И. Н. Францевич, В. С. Нешпор, Сб. «Вопросы порошковой металлургии и прочности материалов», Киев, АН УССР 5, 49 (1958).
302. В. И. Иверонова, А. П. Звягина, Физ. твердого тела 2, 118 (1960).
303. G. Sachs, Handb. Metallphys. 3, 1 (1937).
304. Н. Н. Давиденков, Заводск. лаборатория 25, 318 (1959).
305. Н. П. Шапов, там же 25, 1224 (1959).
306. Д. М. Васильев, там же 25, 1226 (1959).
307. Б. М. Ровинский, там же 25, 1228 (1959).
308. Б. В. Шаров, там же 25, 1230 (1959).
309. В. М. Финкель, В. Ф. Белорук, там же 26, 859 (1960).
310. Н. Н. Давиденков, там же 26, 861 (1960).
311. G. Williamson, R. Smallman, Philos. Mag. 1, 34 (1956).
312. S. Kulin, A. Kurtz, Acta Metallurgica 2, 354 (1954).
313. P. Gorsuch, J. Appl. Phys. 30, 837 (1959).
314. A. Lang, Acta Metallurgica 5, 358 (1957).
315. A. Lang, J. Appl. Phys. 29, 597 (1958).
316. A. Lang, Acta Crystallogr. 12, 249 (1959).
317. A. Lang, J. Appl. Phys. 30, 1748 (1959).
318. F. Frank, A. Lang, Philos. Mag. 4, 383 (1959).
319. A. Lang, G. Meyrick, Philos. Mag. 4, 878 (1959).

320. W. Webb, J. Appl. Phys. 31, 194 (1960); Growth and Perfection of Crystals, New York, 1938, 230.
321. U. Bonse, E. Kappeler, Z. Naturforsch. 13a, 348 (1958).
322. U. Bonse, Z. Phys. 153, 278 (1958).
323. J. Newkirk, Phys. Rev. 110, 1465 (1958).

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА *)

1. В. И. Иверонова, И. И. Попова, Г. П. Ревкевич, Влияние ошибок в упаковке слоев на интенсивность дебаевских линий.— Кристаллография 5, 531 (1960).
2. В. И. Иверонова, А. П. Звягина, Характеристическая температура, определенная рентгеновскими методами.—Изв. вузов (Физика) № 6, 105 (1960).
3. О. Н. Шиврин, О применимости корректировочных формул для первичной и вторичной экстинкции.— Кристаллография 5, 797 (1960).
4. А. Г. Хачатурян, Влияние распределения блоков мозаики по размерам на рассеяние рентгеновых лучей.— Кристаллография 5, 354 (1960).
5. Г. В. Курдюмов, Природа упрочненного состояния металлов.— Металловедение и термическая обработка металлов (М., Машгиз), № 10, 22 (1960).
6. Я. Д. Вишняков, С. С. Горелик, Дефекты упаковки в холоднодеформированных никеле и хrome.— Физ. металлов и металловедение 10, 841 (1960).
7. Я. М. Головчинер, Вопросы методики определения напряжений II рода и размеров блоков мозаичности — Заводск. лаборатория 26, 431 (1960).
8. S. Chandrasekhar, Extinction in X-ray Crystallography.— Advances Phys. 9, 363 (1960).
9. S. Chandrasekhar, An experimental Method of Correcting for Extinction in Crystals.— Acta Crystallogr. 13, 588 (1960).
10. A. Kochendorfer, F. Trimborn, Röntgenographische Ermittlung von Gitterstörungen an Karbonyleisenpulvern.— Arch. Eisenhüttenwes. 31, 497 (1960).
11. K. Kolb, E. Macherauch, Nachweis einer makroskopischen Verfestigungsinhomogenität bei der Zugverformung reiner Nickels. — Naturwiss 46, 624 (1959).
12. E. Macherauch, P. Müller, Röntgenographische Untersuchung der Eigenspannung an Stahlproben.— Arch. Eisenhüttenwes. 31, 555 (1960).

*) Добавлена при корректуре.