

phys. stat. sol. (a) 76, 257 (1983)

Subject classification: 1.1; 22.1.1; 22.1.2

*Institut für Atomenergie „I. V. Kurchatov“, Moskau (a)  
und Zentralinstitut für Kernforschung der Akademie der Wissenschaften  
der DDR, Rossendorf<sup>1)</sup> (b)*

## Analyse der Neigungsmethode zur Untersuchung von Pendellösungsinterferenzen von Neutronen und Röntgenstrahlen

Von

N. E. BELOVA (a), F. EICHHORN (b), V. A. SOMENKOV, (a), K. UTEMISOV (a)  
und S. SH. SHILSHEIN (a)

Mit der Neigungsmethode werden Pendellösungsinterferenzen in großen Bereichen von Kristalldicke und Extinktionslänge untersucht. Es zeigt sich, daß die Lagen der Intensitätsextrema gut mit den berechneten übereinstimmen; der beobachtete Kontrast der Oszillationen ist jedoch merklich kleiner als der theoretische. Es wird ein mathematisches Modell des Experimentes untersucht, das den Einfluß mehrerer Faktoren berücksichtigt, die sowohl die einfallende Strahlung als auch den zu untersuchenden Kristall selbst charakterisieren. Damit wird gezeigt, daß die vorgeschlagene Methode gegenüber einer ganzen Reihe von Störfaktoren unempfindlich ist und deshalb für metrologische Zwecke genutzt werden kann.

Pendellösung interferences in a wide range of crystal thicknesses and extinction lengths can be measured by the inclination method. The positions of the extrema of intensity coincide well with the calculated ones but the observed contrast of the oscillations is considerably weaker than the theoretical one. A mathematical model is given, taking into account the influence of several factors which characterize as well the incident radiation as the crystal examined. From this follows, that the inclination method is insensitive to many disturbing factors, and therefore it can be used for metrological purposes.

### 1. Einleitung

Wenn Strahlung unter Erfüllung der Braggschen Interferenzbedingung in einen perfekten Kristall eindringt, werden entsprechend der dynamischen Theorie Wellenfelder ausgebildet. Ihre Überlagerung führt im Laue-Fall unter anderem zu der Erscheinung der Pendellösung — der Oszillation der Intensität zwischen dem durchgehenden und dem reflektierten Strahl in Abhängigkeit von der Kristalldicke. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß verschiedener Parameter der Strahlung (Divergenz, Polychromasie) und des Kristalls (Unebenheiten der Oberfläche, Keilförmigkeit) auf die Meßergebnisse betrachtet, die mit der einfachen und intensitätsstarken Neigungsmethode [1] gewonnen wurden.

### 2. Theorie

Die Wellenfelder bilden sich im Zweistrahlfall durch Interferenz der durchgehenden und der gebeugten Welle. Im Laue-Fall werden die Wellenfelder durch die kohärente Überlagerung zweier Blochwellen aufgebaut, deren Wellenvektoren bzw. Brechungsindizes sich geringfügig unterscheiden. Infolgedessen bildet sich zwischen ihnen eine der Kristalldicke proportionale Phasendifferenz aus, die die Intensität des durchgehenden und des gebeugten Strahles bestimmt. Entsprechend den Randbedingungen,

<sup>1)</sup> PSF 19, DDR-8051 Dresden, GDR.

daß an der Strahleneintrittsfläche des Kristalls der gebeugte Strahl keine Intensität aufweist und der in Richtung des einfallenden Strahls sich ausbreitende „durchgehende“ Strahl maximale Intensität hat, fällt bei einer bestimmten Dicke ein Intensitätsmaximum der durchgehenden Welle mit einem Intensitätsminimum der gebeugten Welle zusammen und umgekehrt. Die Intensität der Strahlung „pendelt“ zwischen den Richtungen des durchgehenden und reflektierten Strahls hin und her, wenn sich die Strahlung ins Kristallinnere ausbreitet. Die Periode der Intensitätsoszillationen bei Änderung der Kristalldicke ist die Extinktions- oder Pendellösungslänge

$$t_{\text{ext}} = \frac{\pi V \cos \Theta_B}{|F| \lambda} \quad (1)$$

mit  $\Theta_B$  dem Braggwinkel,  $\lambda$  der Wellenlänge,  $V$  dem Volumen der Elementarzelle,  $F$  der Strukturamplitude.

Nach der dynamischen Interferenztheorie [2] ist für absorptionsfreie Kristalle das integrale Reflexionsvermögen durch

$$R_i = R_0 \int_0^U J_0(x) dx \quad (2)$$

mit

$$R_0 = \frac{\lambda^2 |F|}{2V \sin 2\Theta_B} = \frac{\lambda |F| d}{2V \sqrt{1 - \lambda^2/4d^2}}, \quad (3)$$

$$U = \frac{2\pi t}{t_{\text{ext}}}, \quad (4)$$

$J_0$  der Besselfunktion nullter Ordnung

gegeben, wobei  $d$  den Netzebenenabstand und  $t$  die Kristalldicke bedeutet. Bei höheren Oszillationsnummern, d. h.  $U \gg 1$ , kann die Pendellösungskurve gut durch eine trigonometrische Funktion genähert werden

$$R_i = R_0 \int_0^U J_0(x) dx = R_0 \left[ 1 + \sqrt{\frac{2}{\pi U}} \sin \left( U - \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (5)$$

Mit wachsender Phasendifferenz, d. h. mit zunehmendem Wert des Parameters  $U$  bzw. der Kristalldicke, nimmt die Amplitude von  $R_i$  ab. Die Modulation bzw. der Kontrast, definiert als Verhältnis von Differenz zu Summe benachbarter Maxima

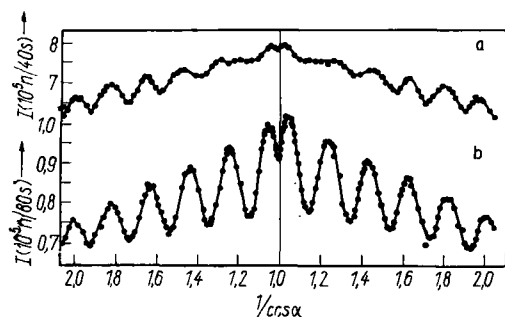


Fig. 1. Peakintensität des Reflexes (220) an Silizium in Abhängigkeit vom Neigungswinkel der Kristallplatte,  $\text{MoK}\alpha_1$ -Strahlung, Kristalldicke 0,191 mm; a) unpolarisierte Strahlung, b) Strahlung, die durch (440)-Reflexion an einem  $\text{Fe}(-3\% \text{ Si})$ -Kristall polarisiert wurde

und Minima, beträgt

$$M_0 = \frac{R_{i \max} - R_{i \min}}{R_{i \max} + R_{i \min}} = \sqrt{\frac{2}{\pi U}}. \quad (6)$$

Die Minima der Pendellösungskurve können durchnumeriert werden, wobei für  $U \gg 1$  die Beziehung

$$N_{\min} = \frac{1}{8} + \frac{t}{t_{\text{ext}}} \quad (7)$$

besteht.

Bei Röntgenstrahlen unterscheiden sich die Extinktionslängen für die beiden Polarisationsrichtungen. Deshalb beobachtet man mit unpolarisierten Röntgenstrahlen ein periodisches Verschwinden der Pendellösungen, da sich zwei Oszillationssysteme unterschiedlicher Periode überlagern (Fig. 1).

### 3. Neigungsmethode

Der Nachweis und die Untersuchung von Pendellösungsinterferenzen erfolgte bisher mit aufwendigen experimentellen Methoden [3 bis 5]. Von Somenkov u. a. wurde ein einfaches und intensitätsstarkes Verfahren [1] entwickelt, mit dem man Pendellösungsinterferenzen hoher Ordnung mit großer Genauigkeit messen kann, was beispielsweise für die genaue Bestimmung der Streuamplitude erforderlich ist. Die Methode besteht darin, daß die Neutronenweglänge in einem planparallelen Kristall dadurch kontinuierlich verändert wird, daß der Kristall um die Netzebenennormale geneigt wird. Die exakte Lösung für den hier auftretenden Fall, daß die Oberflächennormale des Kristalls nicht in der Strahlenebene liegt, hat von Laue [6] angegeben. In den bekannten Formeln, die für den Fall gelten, daß die Oberfläche senkrecht auf der Strahlenebene steht, ist in den symmetrischen Laue-Fällen lediglich die Kristalldicke in der Strahlenebene  $t$

$$t = \frac{t_0}{\cos \alpha} \quad (8)$$

einzuführen, wobei  $t_0$  die geometrische Dicke der Kristallplatte und  $\alpha$  den Winkel zwischen Oberflächennormale und Strahlenebene bedeutet.

Die integrale Intensität des am perfekten Kristall gebeugten Strahls ist proportional der Peakintensität der Rockingkurve, wenn deren Halbwertsbreite groß gegen die Breite der Reflexionskurve ist, die im allgemeinen einige Bogen Sekunden beträgt. Experimentell läßt sich das mit einem Mosaikkristallmonochromator oder mit starker Dispersion des Doppelkristalldiffraktometers realisieren.

### 4. Durchführung der Experimente

Die Untersuchung der Neutronenpendellösungsinterferenzen erfolgte mit einem universellen Neutronendoppelkristalldiffraktometer [7]. Der einfallende Strahl war auf 24' in der Strahlenebene und auf 30' senkrecht zu ihr kollimiert. Die Mosaikbreite des Monochromators variierte von 2 ... 3'' (perfekter Germaniumeinkristall) bis 30' (Kupfereinkristall). Die Breite des Wellenlängenintervalls, das am Monochromator reflektiert werden kann, wird durch die horizontale Divergenz  $\psi_h$ , den Braggwinkel des Monochromators  $\Theta_{BM}$  und seine Mosaikbreite  $\beta_M$  entsprechend

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \sqrt{\psi_h^2 + \beta_M^2} \cot \Theta_{BM} \quad (9)$$

bestimmt.

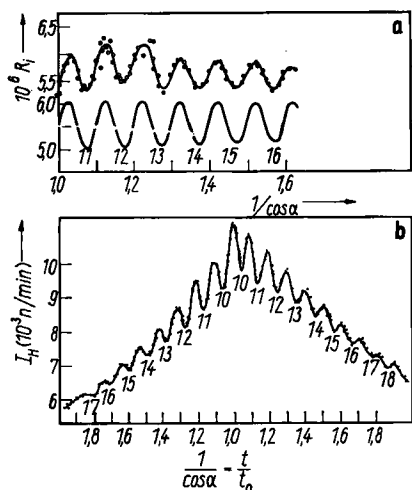


Fig. 2. Pendellösungsinterferenzen thermischer Neutronen im (220)-Reflex an Germanium mit einer Dicke  $t_0 = 0,567$  mm; a) integrale Intensität für  $\lambda = 0,145$  nm obere Kurve — experimentelle Ergebnisse, untere Kurve — theoretisch; b) Peakintensität für  $\lambda = 0,137$  nm

Bei Experimenten mit längeren Wellenlängen ( $\lambda > 0.2$  nm) wurden einkristalline Quarzfilter eingesetzt, um die Intensitätsanteile der höheren Interferenzordnungen ( $\lambda/n$ ) zu unterdrücken.

Es wurden auch Experimente mit  $\text{MoK}_\alpha$ -Röntgenstrahlung durchgeführt, wobei die Vertikaldivergenz  $30'$  und die Horizontaldivergenz 2 bis  $5'$  betrug [8, 9]. Um einen hohen Kontrast zu erzielen, wurde die Röntgenstrahlung durch Interferenz an der Ebene (440) eines Eisen(-Silizium)kristalls monochromatisiert und polarisiert (Fig. 1).

Damit man Pendellösungsstreifen mit der Neigungsmethode beobachten kann, muß die Normale der reflektierenden Netzebene mit der Neigungsachse zusammenfallen und bei der Neigung der Kristallplatte ihre Orientierung relativ zum einfallenden Strahl beibehalten werden. Das wird mit einer Justiereinrichtung erreicht, die auf der Basis eines Universaldrehtisches (Fjedorovtisches) aufgebaut ist. Als Kriterium für die vollständige Justierung wird die Konstanz des Einfallswinkels der Strahlung beim Neigen des Kristalls angesehen. Die Justierung muß mit einer Genauigkeit von ungefähr  $1/10$  der Halbwertsbreite der Doppelkristall-Rockingkurve erfolgen, damit die Änderung der mittleren Intensität nicht die Beobachtung der Oszillationen verhindert.

Untersuchungen erfolgten an planparallelen mechanisch-chemisch polierten Germanium- und Siliziumscheiben mit perfektem oder schwach gestörtem Kristallgitter (Versetzungsdichte  $\leq 10^4 \text{ cm}^{-2}$ ). Die Probendicke wurde optisch mit einer Genauigkeit von  $0,1$  bis  $0,2 \mu\text{m}$  gemessen.

Auf dem Neutronendoppelkristalldiffraktometer mit einem perfekten Germaniumkristall im (220)-Reflex als Monochromator wurden die Pendellösungen eines Germaniumkristalls im (220)-Reflex, d. h. im dispersionsfreien Fall, gemessen. Die Fig. 2a zeigt die oszillatorische Abhängigkeit der integralen Intensität von  $1/\cos \alpha = t/t_0$ . Es ist zu erkennen, daß die gemessene mittlere Intensität  $R_i$  und die Lage der Extrema gut mit den nach Gleichung (2) berechneten übereinstimmt, jedoch schwankt der Kontrast (als Verhältnis der extremalen Intensitäten zur mittleren Intensität) benachbarter Extrema merklich. Weiterhin wurde die Peakintensität (Fig. 2b) gemessen; dabei ist der Kontrast im Vergleich zum nach Gleichung (6) berechneten herabgesetzt; gemessene und berechnete Lage der Oszillationen fallen zusammen. Um den Kontrast der Oszillationen zu erhöhen, können vor und hinter dem zu unter-

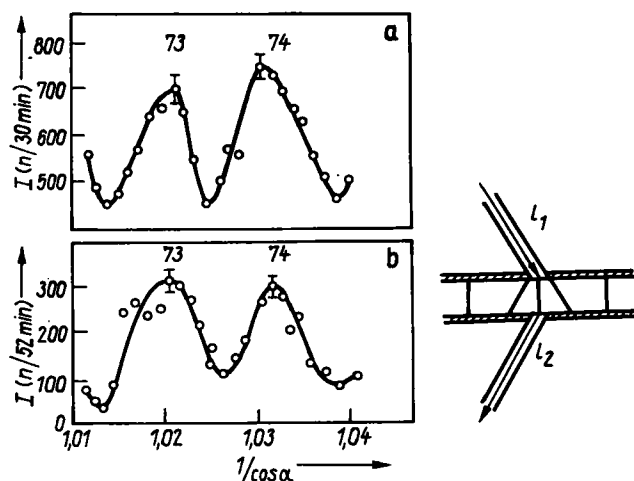


Fig. 3. Pendellösungsinterferenzen thermischer Neutronen im (220)-Reflex an Silizium der Dicke  $t_0 = 7,167$  mm mit Begrenzung der Wellenfronten durch Spaltblenden der Breite  $l_1$  und  $l_2$ . a)  $l_1 = l_2 = 1,0$  mm; b)  $l_1 = l_2 = 0,5$  mm

suchenden Kristall Spaltblenden aufgestellt werden (Fig. 3), die nur die zentralen Teile des Borrmannfächers durchlassen.

### 5. Experimentelle Faktoren, die das Bild der Pendellösungsstreifen beeinflussen

Die Parameter eines physikalischen Experimentes können durch die Verteilungsfunktionen ihrer möglichen Werte charakterisiert werden; dabei sind die Größen einzelner Parameter konstant (ihre Verteilungsfunktion ist eine  $\delta$ -Funktion), während die Werte anderer in einem breiten Intervall variieren. Von den Faktoren, die in die Gleichungen (2), (8) der Pendellösungsinterferenzen eingehen, können  $d$ ,  $V$  und  $F$  als konstant angesehen werden, während  $\lambda$  (bzw.  $\Theta_B$ ),  $t_0$  und  $\alpha$  durch ihre Verteilungsfunktion gegeben sind, die den Einfluß der realen physikalischen Faktoren berücksichtigen (Nichtmonochromasie und Divergenz des Neutronenstrahls, Keilförmigkeit der Probe, Welligkeit der Probenoberflächen, endliche Abmessungen der Strahlenquelle u. ä.). Die Unbestimmtheit ihrer Werte führt in Abhängigkeit von den experimentellen Bedingungen zu relativen Änderungen von  $t_{\text{ext}}$  oder  $U$ , die einen wesentlichen Einfluß auf das Bild der Pendellösungsstreifen haben. Wenn man die experimentellen Ergebnisse mit Rechnungen vergleicht, kann man somit nicht nur mögliche systematische Fehler eliminieren, sondern auch solche experimentelle Bedingungen realisieren, bei denen die Zahl der nötigen Korrekturen minimal wird.

Die Oszillationen verschwinden, wenn die Schwankung der Parameter so groß wird, daß benachbarte Maxima und Minima der Pendellösungskurve zusammenfallen. Dementsprechend ergibt sich für die obere Grenze der möglichen relativen Schwankungsbreite eines Parameters  $\eta$ , der linear in  $U$  eingeht, nahe der  $N$ . Oszillation

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} \leq \frac{1}{2N}. \quad (10)$$

Wenn man annimmt, daß die Werte eines Parameters  $\eta$  nach einer Verteilungsfunktion  $W(\eta)$  auftreten, ergibt sich die gemessene Pendellösungskurve zu

$$\overline{R_1(U)} = R_0 \int_{-\infty}^{+\infty} W(\eta) d\eta \int_0^{U(\eta)} J_0(x) dx. \quad (11)$$

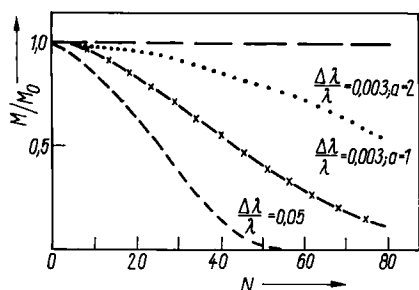


Fig. 4. Abhängigkeit des relativen Kontrasts  $M/M_0$  der Pendellösungsinterferenzen von der Oszillationsnummer.  $M_0$  bzw.  $M$  ist der berechnete Kontrast ohne bzw. mit Berücksichtigung der Nichtmonochromasie;  $a = \tan \Theta_{B2}/\tan \Theta_{B1}$ , die Dispersion des Doppelkristalldiffraktometers

Um die Mitteilung analytisch ausführen zu können, wird angenommen, daß der Parameter  $U$  um den Wert  $U_0$  nach der Verteilungsfunktion

$$\frac{\ln 2}{\delta U} \exp \left( -\frac{2 \ln 2}{\delta U} |U - U_0| \right)$$

schwankt. Dabei beträgt die volle Halbwertsbreite der Verteilungsfunktion  $\delta U$ . Damit ergibt sich für die gemittelte Intensität

$$\bar{R}_1 = R_0 \left[ 1 + \frac{1}{1 + \frac{1}{2(2 \ln 2)^2} (\delta U)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi U_0}} \sin \left( U_0 - \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (12)$$

Für die Modulation erhält man

$$M = \frac{1}{1 + \frac{1}{(2 \ln 2)^2} (\delta U)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi U_0}}. \quad (13)$$

Man kann feststellen, daß durch die Mittelwertbildung die Lage der Extrema unverändert bleibt, während die Modulation herabgesetzt ist. Maschinelle Berechnungen im Intervall  $0 < U < 1000$  bei Benutzung der Gleichung (11) mit Gaußverteilungen unterschiedlicher Breite bestätigen dieses Ergebnis. Die Wahl der Verteilungsfunktion hat nur einen geringen Einfluß auf die quantitativen Ergebnisse.

Die Fig. 4 zeigt, wie die Breite des vom Monochromator reflektierten Wellenlängenintervalls (und die Dispersion  $a = \tan \Theta_{B2}/\tan \Theta_{B1}$ ,  $\Theta_{B2} > \Theta_{B1}$ ) den Kontrast der Oszillationen beeinflussen.

Des weiteren vermindert die Vertikaldivergenz der Strahlung den Kontrast, weil die unter verschiedenem Winkel laufenden Strahlen in der planparallelen Probe unterschiedlich lange Wege zurücklegen. Die Fig. 5 illustriert das für einzelne Spezial-

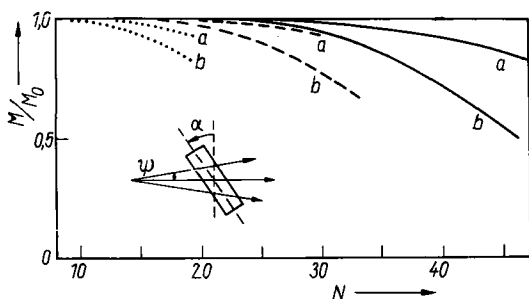


Fig. 5. Änderung des relativen Kontrasts  $M/M_0$  infolge vertikaler Divergenz der Strahlung als Funktion der Oszillationsnummer; ausgezogene Kurven  $U_0 = 150$ , gestrichelte Kurven  $U_0 = 100$ , punktierte Kurven  $U_0 = 50$ ; (a) Divergenzwinkel  $\psi = -5'$ , (b) Divergenzwinkel  $\psi = 10'$ ;  $M_0$  bzw.  $M$  ist der berechnete Kontrast ohne bzw. mit Berücksichtigung der vertikalen Divergenz

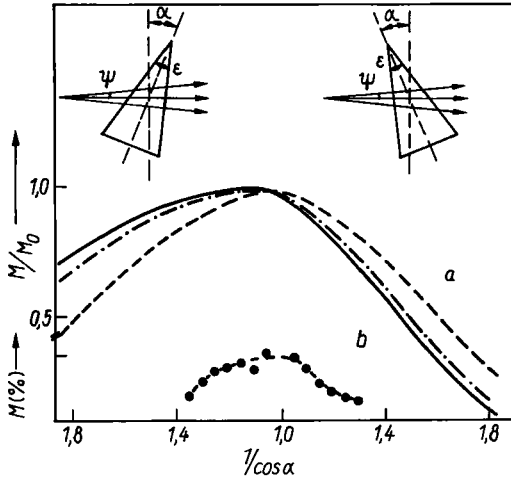


Fig. 6. Änderung des relativen Kontrasts  $M/M_0$  infolge vertikaler Divergenz und Keilförmigkeit des Kristalls; a) berechnete Werte für  $\varepsilon = 5'$ ,  $\psi = 20'$  ausgezogene Kurve,  $\varepsilon = 4'$ ,  $\psi = 20'$  strichpunktierte Kurve,  $\varepsilon = 1'$ ,  $\psi = 20'$  gestrichelte Kurve; b) experimentelle Werte an Silizium (220),  $t_0 = 0,690$  mm,  $\varepsilon = 4'$ ,  $\text{MoK}\alpha_1$ -Strahlung

fälle. Falls man hohe Oszillationsordnungen erreichen will, ist es günstiger, mit dickeren Kristallen als mit größerem Neigungswinkel  $\alpha$  zu arbeiten, da mit steigendem Neigungswinkel der Kontrast stark absinkt.

Eine reale Probe ist niemals vollständig planparallel, sondern kann einen endlichen Keilwinkel  $\varepsilon$  besitzen (s. Fig. 6a). Da jeder Strahl aus Intensitätsgründen vertikal divergent ist, beträgt bei einer flächenhaften Strahlenquelle die effektive Probendicke, die ein Strahl durchläuft, der unter einem Winkel  $\psi$  gegenüber der Strahlenebene verläuft,

$$t = \frac{t_0 \cos\left(\frac{\varepsilon}{2}\right)}{2} \left(1 - \frac{T \sin \psi \tan \frac{\varepsilon}{2}}{t_0 \cos(\alpha + \psi)}\right) \left(\frac{1}{\cos\left(\frac{\varepsilon}{2} + \alpha + \psi\right)} + \frac{1}{\cos\left(\frac{\varepsilon}{2} - \alpha - \psi\right)}\right), \quad (14)$$

wobei  $t_0$  die mittlere Kristalldicke und  $T$  der Abstand zwischen Strahlenquelle und Probe ist. Da üblicherweise der Keilwinkel und der Winkel der Vertikaldivergenz klein sind, können die trigonometrischen Funktionen in Gleichung (14) nach kleinen Argumenten  $\varepsilon$  und  $\psi$  entwickelt werden

$$t = \frac{t_0}{\cos \alpha} \left(1 + \psi \tan \alpha - \frac{T \psi \varepsilon}{2 t_0 \cos \alpha}\right). \quad (15)$$

Über das zweite Glied in Gleichung (15) hängt die Weglänge  $t$  der Strahlung durch den Kristall von der Neigungsrichtung ab. Falls  $\sin \alpha = T\varepsilon/2t_0$  wird, kompensieren sich nach Gleichung (15) die Strahlwegvariationen infolge Vertikaldivergenz der Strahlung und Keilförmigkeit der Probe. Dementsprechend erreicht der Kontrast den theoretischen Wert  $K_0$  (Fig. 6a). Bei Neigung in die Gegenrichtung ( $\alpha < 0$ ) addieren sich die Strahlwegvariationen, wodurch der Kontrast stark absinkt. Experimentelle Ergebnisse von Röntgenstrahlungsmessungen an Silizium bestätigen diese Erwartungen (Fig. 6b).

Wenn das Kristallgitter in geringem Grade gestört ist, so daß die Kohärenz der Wellenfelder noch nicht vollständig aufgehoben ist, können Pendellösungsinterferenzen gemessen werden. Eine derartige schwache Gitterstörung führt dazu, daß der Betrag der Strukturamplitude  $|F|$  innerhalb eines Intervalls  $\pm \delta F$  unbestimmt ist. Nach (12) bestimmt der Mittelwert  $U_0$  bzw.  $F_0$ , der von der Realstruktur nicht abhängt, die Lage der Intensitätsextrema.

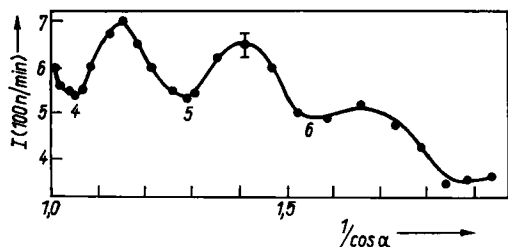


Fig. 7. Pendellösungsinterferenzen thermischer Neutronen ( $\lambda = 0,15$  nm) im (220)-Reflex eines Germaniumkristalls ( $t_0 = 0,2$  mm) mit einer Versetzungsdichte von  $10^4$  cm $^{-2}$

Die Fig. 7 zeigt Meßergebnisse an einem Germaniumkristall mit einer Versetzungsdichte von  $10^4$  cm $^{-2}$ , dessen Rockingkurve im dispersionsfreien Doppelkristallexperiment 2' breit war. Die dynamischen Oszillationen treten deutlich auf; sie klingen allerdings infolge der Gitterfehler rascher ab als in perfekten Kristallen.

## 6. Schlußfolgerungen

Setzt man in Gleichung (7) die Gleichung (1) und  $t = t_0/\cos \alpha$  ein, kann man folgenden Ausdruck

$$\frac{(N_{\min} - \frac{1}{8}) \cos \alpha_{\min}}{t_0 \tan \Theta_B} = \frac{2 |F| d}{\pi V} \quad (16)$$

bilden, wenn man die Braggbedingung beachtet. Sein Wert wird lediglich vom speziellen Reflex und der Substanz bestimmt und hängt weder von der Kristalldicke noch der Wellenlänge ab.  $\alpha_{\min}$  ist der zur Oszillationsnummer  $N_{\min}$  gehörende Neigungswinkel. In Fig. 8 ist diese Größe als Funktion von  $1/\cos \alpha$  für mehrere Neutronenbeugungsexperimente mit den Reflexen (220) an Silizium und (311) an Germanium aufgetragen. Es wird keine systematische Abweichung der Meßwerte von einer zur Abszisse parallelen Geraden beobachtet. Dadurch wird belegt, daß unterschiedliche experimentelle Bedingungen (Strahldivergenz, Kristallbearbeitung) nicht zu einer Verschiebung der Lage der Extremwerte führen.

Aus diesen Gründen kann die dargelegte Methode zur Präzisionsbestimmung von Strukturamplituden angewandt werden, wobei bisher für  $|F_{220}|$  von Silizium eine Genauigkeit von 0,1% erreicht wurde [10]. Durch die Kombination von Neutronenstrahl- und Röntgenstrahlungsmessungen wird die Untersuchung von Details der Verteilung der Elektronendichte bzw. Streulängendichte oder der magnetischen Momente in Festkörpern ermöglicht. Lösbar ist damit auch die Aufgabe, die Konstanten der Neutron-Elektron-Wechselwirkung zu bestimmen. Da die Realstruktur die Ausbildung der Wellenfelder beeinflusst, können Untersuchungen zur Güte des Kristallgitters und von Gitterdefekten ausgeführt werden.

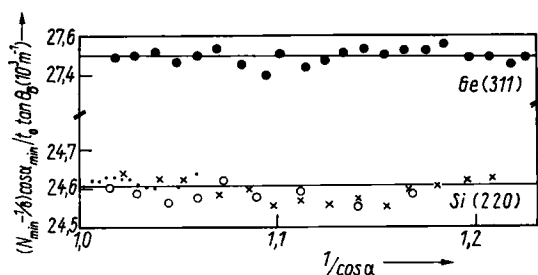


Fig. 8. Nach Gleichung (16) experimentell bestimmte Werte  $2|F|d/\pi V$  für eine Reihe von Versuchen mit thermischen Neutronen in Abhängigkeit vom Neigungswinkel  $\alpha$



Die Autoren danken V. A. Kochetkov, V. V. Gavrilin und A. I. Rogachov für ihre Hilfe bei der Durchführung der Experimente.

### Literatur

- [1] V. A. SOMENKOV, S. SH. SHILSHTAIN, N. E. BELOVA und K. UTEMISOV, Solid State Commun. 25, 593 (1978).
- [2] W. H. ZACHARIASEN, Theory of X-Ray Diffraction in Crystals, Chap. III, John Wiley and Sons, New York 1945.
- [3] D. SIPPEL, K. KLEINSTÜCK und G. E. R. SCHULZE, Phys. Letters 14, 174 (1965).
- [4] C. SHULL, Phys. Rev. Letters 21, 1585 (1968).
- [5] C. SHULL und W. M. SHAW, Z. Naturf. A8, 657 (1973).
- [6] M. VON LAUE, Röntgenstrahlinterferenzen, (§ 32), Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt/Main 1960.
- [7] V. A. SOMENKOV, K. A. AMIRKHANOV, M. G. ZEMLYANOV, V. I. MARUKHIN und S. SH. SHILSHTAIN, Prib. i tekhn. eksperimenta Nr. 2, 60 (1971).
- [8] K. UTEMISOV, V. P. SOMENKOVA, V. A. SOMENKOV und S. SH. SHILSHTAIN, Kristallografiya 25, 845 (1980).
- [9] K. UTEMISOV, S. SH. SHILSHTAIN und V. A. SOMENKOV, Kristallografiya 26, 182 (1981).
- [10] N. E. BELOVA, F. EICHORN, V. A. SOMENKOV, K. UTEMISOV und S. SH. SHILSHTAIN, Kristallografiya 25, 1129 (1980).

*(Received November 15, 1982)*