

neutron energy	Ti <sup>47</sup> (n,p)	Sc <sup>47</sup>	Ni <sup>58</sup> (n,p)	Co <sup>58</sup>
a) calculated	2.0 Mev	9.4	15.3	
	3.0	38.4	161.0	
	4.0	77.0	559.0	
	5.0	107.0	—	
b) experimental *	2.2	57	128	
	2.6	55	160	
	3.0	63	195	
	3.6	63	178	

\* Rounded-off values. Total standard deviation of experimental data is less than 15%. There is an error in ref. <sup>2</sup>, requiring the reported cross sections to be decreased by 9%. This has been done in Table 1.

Table 1. (n,p) cross sections (in mb).

1, 2 and 3 are included. Penetrabilities are assumed to be the same for proton emission to Co<sup>58</sup> (ground state) and Co<sup>58</sup> (first excited state).

A comparison of experimental and calculated results is given in Table 1.

Clearly there is no agreement between calculation and experiment. However, these results improve somewhat on previous calculations <sup>1-3</sup> in which the statistical model was used both for the compound and the residual nucleus.

Machine computations are in progress for Ti<sup>47</sup>(n,p) Sc<sup>47</sup> using an optical potential with "surface" absorption.

## Zur Röntgen-Streuung an Kristallen mit Versetzungen

Von MANFRED WILKENS

Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart  
(Z. Naturforschg. 17 a, 277-278 [1962]; eingegangen am 7. Februar 1962)

Im folgenden soll zusammenfassend über die Ergebnisse einiger Modellrechnungen bezüglich der RÖNTGEN-Streuung (Weitwinkelreflexionen, kinematische Näherung) an Kristallen mit Versetzungen berichtet werden.

Den Rechnungen liegt ein zylinderförmiger Kristall (elastisch isotrop, Radius  $R$ ) mit kubisch primitiver Zelle und einer axialen Schraubenversetzung parallel einer kubischen Achse zugrunde; Betrag des BURGERS-Vektors = Gitterkonstante  $a$ . Mit  $h$ ,  $k$ ,  $l$  = laufende Koordinaten im reziproken Gitter und  $h_0$ ,  $k_0$ ,  $l_0$  = ganzzahlig wurden für die Reflexe  $(h_0 \ 0 \ l_0)$  mit  $l_0 = 0, 1, 2, 3$  die FOURIER-Transformierten  $A_{l_0}(n)$  der Intensitätsfunktionen  $J_{l_0}(h - h_0)$  berechnet. Dabei ist  $J_{l_0}(h - h_0)$  eine Intensitätsfunktion, die man durch orthogonale Aufintegration der (dreidimensionalen) Intensitätsverteilung des Reflexes  $(h_0 \ 0 \ l_0)$  auf die reziproke Gittergerade  $(h \ 0 \ l_0)$  erhält. [Die Beschränkung auf  $(h_0 \ 0 \ l_0)$  ist rechnerisch bequem, bedeutet aber wegen der Rotationssymmetrie des Verschiebungsfeldes einer Schraubenversetzung keine Einschränkung.] Mit

$$J_{l_0}(h - h_0) = \int A_{l_0}(n) \exp \left[ +2\pi i \frac{n}{a} (h - h_0) \right] dn$$

( $n$  = Abstand parallel der  $x$ -Achse im Zylinderquerschnitt) und mit dem bekannten Verschiebungsfeld einer Schraubenversetzung <sup>1</sup> ist

$$A_{l_0}(n) =$$

$$\frac{1}{R^2 \pi} \iint_Q \exp \left[ i l_0 \left\{ \arctg \frac{y}{x} - \arctg \frac{y}{x-n} \right\} \right] dx dy$$

<sup>1</sup> A. SEEGER, Handbuch der Physik Bd. VII/1, herausgegeben von S. FLÜGGE.

( $x, y$  = kartesische Koordinaten im Zylinderquerschnitt, Ursprung im Mittelpunkt).

Der Integrationsbereich  $Q$  lautet

$$Q: x^2 + y^2 \leq R^2 \quad \text{und} \quad (x-n)^2 + y^2 \leq R^2.$$

Das Integral läßt sich für  $l_0 = 0$  geschlossen angeben und für  $l_0 \neq 0$  nach Potenzen von  $n$  entwickeln, wenn man nach Einführen von Polarkoordinaten  $r, \varphi$  erst über  $r$  und nach der Entwicklung über  $\varphi$  integriert. Die so erhaltenen FOURIER-Koeffizienten  $A_{l_0}(n)$  mit  $l \neq 0$  wurden dann als „Meßgrößen“ von Reflexen 1., 2. und 3. Ordnung an einer Netzebenenschar  $(h_0 \ 0 \ 1)$  angesehen und für eine WARREN-AVERBACH-Analyse <sup>2, 3</sup> benutzt. Dabei sollte festgestellt werden, ob die in die Rechnung hineingesteckten Größen wie die Teilchengröße  $T = \frac{1}{2} \pi R$  und das mittlere, über den Abstand  $n$  genommene Verzerrungsquadrat

$$\varepsilon_n^2 = \frac{1}{4 \pi^2 F_Q} \frac{a^2}{n^2} \iint_Q \left[ \arctg \frac{y}{x} - \arctg \frac{y}{x-n} \right]^2 dx dy$$

( $F_Q$  = Fläche des Integrationsbereiches) durch die Analyse richtig wiedergegeben werden.

Das Ergebnis zeigt Abb. 1. Man erkennt, daß für  $n \rightarrow a$  das „experimentell“ bestimmte Verzerrungsquadrat  $\varepsilon_n^2 \exp$  mit dem berechneten übereinstimmt und die FOURIER-Koeffizienten  $A_0 \exp(n)$  asymptotisch gegen die Koeffizienten nullter Ordnung  $A_0(n)$  gehen. In dem für experimentelle Untersuchungen besonders wichtigen Bereich  $0,1 R \lesssim n \lesssim 0,4 R$  beträgt dagegen  $\varepsilon_n^2 \exp$  nur etwa 60% des berechneten Wertes und der in diesem Bereich etwa lineare Verlauf von  $A_0 \exp(n)$  ergibt bei linearer Extrapolation auf die Abszisse eine Teilchengröße  $T \exp \cong 0,8 T$ .

Zwei Erscheinungen in Abb. 1 verdienen besondere Aufmerksamkeit.

(a): Für kleine  $n$  zeigt  $A_0 \exp(n)$  einen abwärts gekrümmten Verlauf.

(b): Für kleine  $n$  zeigt  $A_0 \exp(n)$  einen abwärts gekrümmten Verlauf.

<sup>2</sup> B. E. WARREN u. B. L. AVERBACH, J. Appl. Phys. 21, 595 [1950].

<sup>3</sup> B. E. WARREN, Progr. Met. Phys. 8, 147 [1959], zusammenfassender Bericht.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

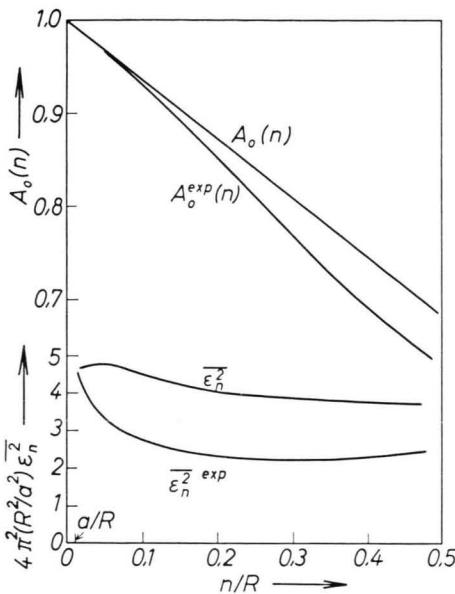


Abb. 1. Die Ergebnisse der WARREN-AVERBACH-Analyse im Vergleich mit den berechneten Werten (für  $R/a=100$ ).

(b):  $\overline{\epsilon_n^2}_{\text{exp}}$  nimmt anfänglich stark und dann langsamer mit steigendem  $n$  ab.

Beide Erscheinungen werden häufig bei experimentellen Untersuchungen an verformten Metallpulvern beobachtet<sup>3-5</sup>.

<sup>4</sup> M. McKEEAN u. B. E. WARREN, J. Appl. Phys. **24**, 52 [1953].  
<sup>5</sup> B. E. WARREN u. E. P. WAREKOIS, Acta Met. **3**, 473 [1955].

(a) wird i. allg. mit unvermeidlichen Meßfehlern in den Ausläufern der DEBYE-SCHERRER-Linien und (b) mit einer inhomogenen Verteilung der Gitterverzerrungen im Kristall gedeutet. Beide Erklärungen entfallen hier, weil (a) die berechneten  $A_{l0}(n)$  keine „Meßfehler“ enthalten und (b) die berechneten  $\overline{\epsilon_n^2}$  nur schwach von  $n$  abhängen. Dagegen lassen sich diese beiden Erscheinungen aus dem Umstand erklären, daß die von der Schraubenversetzung verursachte Verzerrungsverbreiterung für große  $|h-h_0|$  proportional zu  $|h-h_0|^{-3}$  abfällt. Dieser Abfall wurde schon von WILSON<sup>6</sup> auf Grund von Näherungsrechnungen an einer Schraubenversetzung gefunden. Wie man zeigen kann, gilt das Entsprechende auch für Stufenversetzungen.

Die Ergebnisse der Modellrechnungen lassen sich in folgender Weise verallgemeinern: Entwickelt man die Intensitätsschwäche der DEBYE-SCHERRER-Linien für hinreichend große  $|\sin \Theta - \sin \Theta_0|$  nach Potenzen der Form  $|\sin \Theta - \sin \Theta_0|^{-m}$  ( $\Theta_0$  = Glanzwinkel des ungestörten Kristalls), so ist der Faktor für  $m=2$  umgekehrt proportional zu einer Teilchengröße, die etwa durch den Abstand der Korngrenzen bestimmt ist, während der Faktor für  $m=3$  in 1. Näherung proportional zur Versetzungsdichte innerhalb der Teilchen ist. Er enthält einen Orientierungsfaktor, der die Orientierung der Versetzungen zur reflektierenden Netzebenenschar berücksichtigt und ist weitgehend unabhängig von der elastischen Wechselwirkung der Versetzungen untereinander. Eine ausführliche Mitteilung erscheint demnächst.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei auch an dieser Stelle für ihre Unterstützung gedankt.

<sup>6</sup> A. J. C. WILSON, Nuovo Cim. **1**, 277 [1955].

## BESPRECHUNG

**Elektronische Hilfsmittel des Physikers.** Von W. GRUHLE. Verlag Springer, Berlin 1960. VII, 200 S., 167 Abb.

Die Experimentalphysik benötigt heute eine Vielzahl elektronischer Hilfsmittel, die nur zum Teil kommerziell erhältlich sind und deren Aufbau außerdem der jeweiligen speziellen Problemstellung angepaßt werden muß. Aus diesem Grunde besteht seit langem ein Bedürfnis, dem Physiker ein Buch in die Hand zu geben, das ihm ohne allzu viel Mühe und ohne langes Nachsuchen ermöglicht, die zur Lösung seiner Aufgabe geeignete elektronische Einrichtung herauszufinden. Die vorliegende Veröffentlichung trägt diesem Wunsche Rechnung. In einer übersichtlichen, den Wissenschaftler ansprechenden Form sind praktische elektronische Probleme zusammengestellt sowie Schaltungs- und Berech-

nungsmöglichkeiten aufgezeigt. Es bleibt nur zu bedauern, daß der Verfasser den Begriff Elektronik im Titel so eng ausgelegt hat, wäre doch der Rahmen dieses Buches nicht gesprengt worden, hätte er in ähnlicher Form einige Abschnitte Hochfrequenz- und Regeltechnik einbezogen. Auch sollten heute Transistoren unbedingt zu den elektronischen Hilfsmitteln des Physikers gehören. Dafür hat man sich im großen und ganzen auf die Impulstechnik beschränkt, wie sie vor allem der Kernphysiker benötigt. Als roter Faden zieht sich die Verarbeitung elektrischer Signale (Erzeuger, Amplituden-, Form- und zeitliche Änderung, Kombination, Registrierung) durch das Buch. Der übersichtlich und klar gegliederte Inhalt wird durch ein umfangreiches Literaturverzeichnis (bis 1959) ergänzt.

W. MÜLLER-WARMUTH, Mainz.