

nung der Wahrscheinlichkeitsdichte $\omega_i(x_i)$ geführt.

Für diese ergibt sich durch Integration von $\omega(x)$ über Γ_i' , wenn wir für ψ ein Polynom mit den Koeffizienten a_λ annehmen:

$$\omega_i(x_i) = \text{const} \cdot e^{-\vartheta \frac{p_i^2}{2m_i}} U_i(q_i, \vartheta) [1 + \varrho_i(x_i)],$$

wobei

$$\varrho_i(x_i) = \sum_{\lambda=1}^L \frac{a_\lambda}{(\lambda+1)^{3/2(n-1)}} \frac{U_i(q_i, \lambda+1, \vartheta)}{U_i(q_i, \vartheta)} e^{-\lambda \vartheta \frac{p_i^2}{2m_i}}$$

und $U_i(q_i, \lambda \vartheta) = \int_{q_i'} e^{-\lambda \vartheta V(q)} dq_i'.$

Setzen wir $\max_{1 \leq \lambda \leq L} |a_\lambda| = A$,

so folgt

$$|\varrho_i(x_i)| \leq \sum_{\lambda=2}^{L+1} |a_{\lambda-1}| \lambda^{-3/2(n-1)} < A \sum_{\lambda=2}^{\infty} \lambda^{-3/2(n-1)}$$

und schließlich, indem wir die unendliche Reihe durch das entsprechende Integral nach oben ab-

schätzen,

$$|\varrho_i(x_i)| < 4A \cdot 2^{-3/2n} \quad \text{für } n \geq 4.$$

Wegen der enorm großen Nenner wird $|\varrho_i(x_i)|$ auch bei großen $|a_\lambda|$ immer noch sehr klein sein. Mit anderen Worten: Mögen die Wahrscheinlichkeitsdichten $w(x)$ bzw. $\omega(x)$ auch noch so stark von der kanonischen Dichte abweichen, so gilt doch bei hinreichend großer Partikelzahl die verallgemeinerte BOLTZMANN-Verteilung ω_i in beliebiger Näherung – gerade so, als ob $w(x)$ kanonisch wäre; die Projektion der Wahrscheinlichkeitsdichte $w(x)$ auf die niedrig-dimensionalen Unterräume Γ_i löscht in den Ergebnissen die jeweiligen Besonderheiten von $w(x)$ weitgehend aus. Berechnen wir die beobachtbaren Erwartungswerte mittels der kanonischen Verteilung, so können Widersprüche gegen die Beobachtung höchstens dann auftreten, wenn die Koeffizienten $|a_\lambda|$ des Polynoms ψ die Größenordnung $\lambda^{3n/2}$ erreichen.

Berechnung der Interferenz-Lagen in den Streukurven fester amorpher Elemente

Von H. RICHTER

Aus dem Röntgeninstitut der Technischen Hochschule Stuttgart und dem Institut für Metallphysik am Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart
(Z. Naturforsch. 13 a, 32–36 [1958]; eingegangen am 5. November 1957)

Es wird gezeigt, daß der Verlauf der Intensitätskurven fester amorpher Elemente durch Überlagerung von nur wenigen Interferenz-Funktionen zustande kommt. So werden die vorderen Maxima in der Streukurve von festem amorphem Si, Ge, Se, As und Sb im wesentlichen durch die $\sin x_\nu/x_\nu$ -Funktionen mit $x_\nu = k s r_\nu$ für die Abmessungen r_1 und r_2 des Grundbausteines festgelegt. Die Interferenz-Maxima bei großen $\sin \theta/\lambda$ -Werten werden dagegen fast ausschließlich vom kürzesten Atomabstand r_1 bestimmt, was auf eine mit dem Abstand wachsende Streuung der Atomlagen hinweist. In den festen amorphen Elementen liegt demnach kein stabiler Grundbaustein vor.

Wie RICHTER, BREITLING und HERRE¹ gezeigt haben, genügt ein $\sin x_\nu/x_\nu$ -Glied mit $x_1 = k s r_1$ und r_1 als kürzestem Atomabstand zur Bestimmung der Lage der Maxima² in der Streukurve einatomiger Metallschmelzen bzw. zur angennäherten Berechnung des gesamten Intensitätsverlaufes. Die gleichen Überlegungen zur Berechnung der Interferenz-Lagen las-

sen sich auch auf den festen amorphen Körper übertragen.

a) Germanium

Aus der Atomverteilungskurve von amorphem Ge nach FÜRST, GLOCKER und RICHTER⁶ sowie RICHTER und

¹ H. RICHTER, G. BREITLING u. F. HERRE, Naturwiss. 44, 109 [1957]; Z. Naturforsch. 12 a, 896 [1957].

² Ähnliche Betrachtungen, allerdings lediglich zur Diskussion der Lage des 1. Maximums in der Streukurve von Metallschmelzen, haben bereits KEESEM und DE SMEDT³

mitgeteilt (vgl. auch PRINS⁴ und MARK⁵).

³ W. H. KEESEM u. J. DE SMEDT, Amsterd. Akad. Ber. 25, 118 [1922]; 26, 112 [1923].

⁴ J. A. PRINS, Nature, Lond. 131, 760 [1933].

⁵ H. MARK, Z. Phys. 54, 505 [1929].



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.

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.

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.

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.

FÜRST⁷ ersieht man, daß sich die beiden Abmessungen des Ge-Tetraeders, der Zentralabstand $r_1 = 2,43 \text{ \AA}$ und die Seitenkante $r_2 = 3,97 \text{ \AA}$, bevorzugt abzeichnen. Bestimmt man nach RICHTER, BREITLING und HERRE¹ die Lagen der Maxima von $\sin k s r_1 / k s r_1$ für diese beiden Atomabstände, so erhält man die in Abb. 1 mit dem Pfeil \circlearrowleft bzw. \bullet markierten Lagen (vgl. Anm.¹, Tab. 5 c). Man sieht, daß z. B. das erste (stärkste) Intensitäts-Maximum bei $\sin \vartheta / \lambda = 0,152$

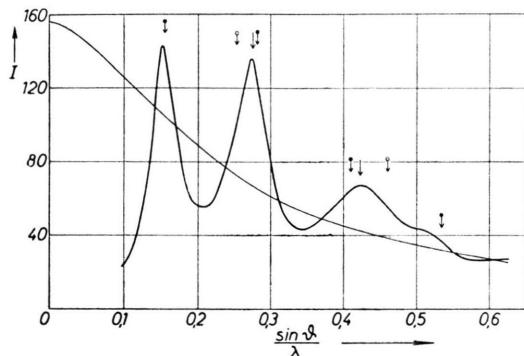


Abb. 1. Intensitätskurve von festem amorphem Ge.
 \circlearrowleft = berechnete Interferenzlagen für $r_1 = 2,43 \text{ \AA}$,
 \bullet = berechnete Interferenzlagen für $r_2 = 3,97 \text{ \AA}$,
 \downarrow = resultierende Interferenzlagen im Falle eng benachbarter Pfeile \circlearrowleft , \bullet .

vornehmlich von der Seitenkante r_2 des regulären Tetraeders, also vom zweitkürzesten Atomabstand hervorgerufen wird. Gleiches trifft auch für das Maximum bei $\sin \vartheta / \lambda \approx 0,535$ zu. Setzt man eng benachbarte Pfeile entsprechend den beobachteten Atomzahlen⁸ in Rechnung, so findet man als Lagen für die Interferenz-Maxima von amorphem Ge die durch die Pfeile \downarrow hervorgehobenen $\sin \vartheta / \lambda$ -Werte. Man stellt in Abb. 1 fest, daß die Lagen der experimentell erhaltenen Maxima mit den berechneten bestens übereinstimmen. Die weiteren bevorzugten Abstände in der Atomverteilungskurve von amorphem Ge beeinflussen die zu r_1 und r_2 gehörigen Interferenz-Lagen nicht wesentlich; sie liefern wegen der beträchtlichen Schwankungen dieser Atomabstände stark verbreiterte Maxima. Weiter fallen die erhaltenen Pfeil-Lagen mit den Maxima der nach DEBYE⁹ berechneten Streukurven für das Einzel-

Tetraeder und für größere Gitterbereiche zusammen. Völlig analog liegen die Verhältnisse beim festen amorphen Si.

b) Selen

Die in Abb. 2 eingezeichneten Pfeile \circlearrowleft und \bullet markieren die Interferenzlagen von amorphem Se für die beiden kürzesten Atomabstände innerhalb der Se-Kette $r_1 = 2,32 \text{ \AA}$ und $r_2 = 3,69 \text{ \AA}$ mit $N_1 = N_2 = 2$ Atomen. Das zweite und dritte Maximum der Streukurve kommen, wie verlangt (\downarrow), etwa in der Mitte zwischen den eingezeichneten Pfeilen \circlearrowleft , \bullet zu liegen. Für Winkelwerte $\sin \vartheta / \lambda > 0,60$ wird die Lage der Maxima vornehmlich vom kürzesten Atomabstand $r_1 = 2,32 \text{ \AA}$ bestimmt. Danach unterliegt der Abstandswert $r_2 = 3,69 \text{ \AA}$ gewissen Schwankungen, so daß sein Einfluß auf die Festlegung der Maxima sehr früh abklingt. Das innerste,

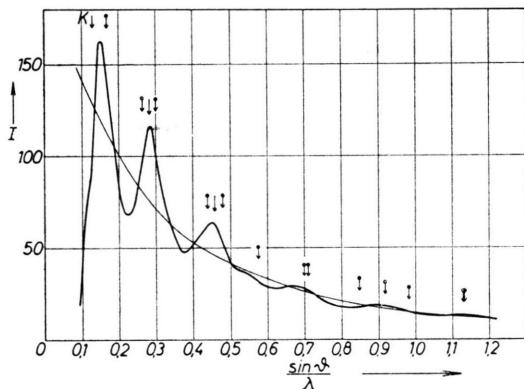


Abb. 2. Intensitätskurve von festem amorphem Se.
 \circlearrowleft = berechnete Interferenzlagen für $r_1 = 2,32 \text{ \AA}$,
 \bullet = berechnete Interferenzlagen für $r_2 = 3,69 \text{ \AA}$,
 \downarrow = resultierende Interferenzlagen im Falle eng benachbarter Pfeile \circlearrowleft , \bullet .
 $\circlearrowleft \downarrow$ = berechnete Interferenzlage für $r_K = 4,75 \text{ \AA}$.

stärkste Intensitäts-Maximum tritt nicht an der durch den Pfeil \bullet markierten Stelle auf, sondern ist nach kleinen $\sin \vartheta / \lambda$ -Werten verschoben. Wie hat man sich diese Verschiebung zu erklären? Dazu sei Tab. 1 betrachtet. Hier sind die Interferenz-Lagen für die kürzesten Atomabstände innerhalb der Se-

eine Verschiebung der resultierenden Pfeil-Lage (\downarrow) um etwa 0,3 mm nach der Seite der kleinen $\sin \vartheta / \lambda$ -Werte zur Folge. Bei den weiteren Maxima ist der Einfluß der Ordnung noch geringer.

⁹ P. DEBYE, Ann. Phys., Lpz. **46**, 809 [1915].

⁶ O. FÜRST, R. GLOCKER u. H. RICHTER, Z. Naturforschg. **4a**, 540 [1949].

⁷ H. RICHTER u. O. FÜRST, Z. Naturforschg. **6a**, 38 [1951].

⁸ Die Berücksichtigung der Ordnung der einzelnen Maxima hat in den Abb. 1 und 2 bezüglich des zweiten Maximums

Kürzeste Atomabstände innerhalb der Se-Kette	$r_1 = 2,32 (\odot \downarrow)$	$r_2 = 3,69 (\bullet \downarrow)$	Amorphes Se		Kristallines Se	
Kürzeste Ketten- bzw. Schichtabstände	—	—	$r_{K_1} = 3,80$	$r_K = 4,75$	$r_{K_1} = 3,46$	$r_{K_2} = a_H = 4,34$
Interferenzlagen von $\frac{\sin k s r_p}{k s r_p}$	0,265	0,167	0,162	0,129	0,178	0,142
	0,483	0,303	0,294	0,236	0,323	0,258
	0,699	0,439	0,427	0,341	0,469	0,373
	0,916	0,576	0,559	0,448	0,614	0,489
	1,13	0,712	0,691	0,554	0,759	0,605
	1,35	0,846	—	—	—	—
	1,56	0,982	—	—	—	—
	1,79	1,13	—	—	—	—
Beob. Interferenzlagen bei amorphem Se ($+18^\circ\text{C}$) nach RICHTER, KULCKE u. SPECHT ¹⁰	0,151	0,284	0,446	—	—	—
Beob. Interferenzlagen von amorphem Se (-180°C) nach GRIMMINGER und RICHTER ¹³	0,165	0,290	0,446	—	—	—

Tab. 1. Berechnete und beobachtete Interferenzlagen bei Se.

Kette r_1 und r_2 sowie für die Kettenabstände r_{K_p} (Abstände der Atome von Kette zu Kette) zusammengestellt, und zwar sowohl für das amorphe ($r_{K_1} = 3,80 \text{ \AA}$ und $r_K = 4,75 \text{ \AA}$) als auch für das kristalline Se ($r_{K_1} = 3,46 \text{ \AA}$ und $r_{K_2} = a_H = 4,34 \text{ \AA}$). Im amorphen Zustand lagern sich die Se-Ketten mit normalem Abstand ($r_{K_1} = 3,46 \text{ \AA}$) wie im zugehörigen (hexagonalen) Gitter zur Schichtbildung [(110)-Ebene] und die Schichten ihrerseits mit vergrößertem Kettenabstand ($r_{K_1} = 3,80 \text{ \AA}$) zur Paketbildung aneinander. Nach RICHTER, KULCKE und SPECHT¹⁰ liefern die Kettenabstände $r_{K_2} = 4,74 \text{ \AA}$ und $r_{K_3} = 4,75 \text{ \AA}$ in der Atomverteilungskurve ein ausgeprägtes Maximum bei $r_{K_2} \approx r_{K_3} = r_K = 4,75 \text{ \AA}$. Das erste Maximum der Interferenz-Funktion $\sin k s r_K / k s r_K$ ist nach Tab. 1 bei $\sin \vartheta/\lambda = 0,129$ zu erwarten. Dieses Maximum¹¹ zeichnet sich auf jeder Aufnahme bzw. Streukurve [vgl. Abb. 2 ($K \downarrow$)] von amorphem Se auf dem aufsteigenden Aste des ersten Maximums deutlich ab (vgl. auch FROHNMEYER, RICHTER und SCHMELZER¹²); es hat die Verschiebung des ersten Maximums von $\sin k s r_2 / k s r_2$ nach kleinen $\sin \vartheta/\lambda$ -

Werten zur Folge. Nach GRIMMINGER und RICHTER¹³ (vgl. auch GRIMMINGER, GRÜNINGER und RICHTER¹⁴) baut sich die amorphe Aufdampfschicht bei tiefen Temperaturen aus Se_6 -Ringen auf. Wegen des Vorliegens einer anderen Struktur entfällt hier der Kettenabstand $r_K = 4,75 \text{ \AA}$ und mit ihm das Maximum bei $\sin \vartheta/\lambda = 0,129$. Aus der letzten Zeile der Tab. 1 ersieht man, daß jetzt das erste Maximum der Streukurve von amorphem Se bei dem verlangten $\sin \vartheta/\lambda$ -Werte auftritt. Dieser Befund ist eine weitere Stütze für das von RICHTER, KULCKE und SPECHT¹⁰ eingeführte Struktur-Modell.

Sowohl bei amorphem Ge als auch bei amorphem Se wird das erste Maximum in den Abb. 1 und 2 vornehmlich durch die Atomabstände (r_2)_{Ge} = $3,97 \text{ \AA}$ mit $N_2 = 12$ bzw. (r_2)_{Se} = $3,69 \text{ \AA}$ mit $N_2 = 2$ verursacht. Aus der beobachteten Winkellage ($\sin \vartheta/\lambda$)_{Ge}^{Exp.} = 0,152 bzw. ($\sin \vartheta/\lambda$)_{Se}^{Exp.} = 0,165 errechnet man

$$[\sin \vartheta/\lambda \cdot r]_{\text{Ge, Se}}^{\text{Exp.}} = 0,604 \text{ bzw. } 0,609.$$

In beiden Fällen genügen die obigen $\sin \vartheta/\lambda$ - und r -Werte der Gleichung $\sin \vartheta/\lambda \cdot r = \text{const} = 0,615$

Se bei $\sin \vartheta/\lambda = 0,133$ auftritt. Diese Interferenz könnte hier geringfügig mit im Spiele sein.

¹⁰ H. RICHTER, W. KULCKE u. H. SPECHT, Z. Naturforsch. **7a**, 511 [1952].

¹¹ Die Maxima von $\sin k s r_{K_1} / k s r_{K_1}$ mit $r_{K_1} = 3,80 \text{ \AA}$ fallen nach Tab. 1 weitgehend mit denen von $\sin k s r_2 / k s r_2$ mit $r_2 = 3,69 \text{ \AA}$ zusammen. Weitere bevorzugte Atomabstände liefern in der Intensitätskurve sehr breite Maxima. Erwähnt sei, daß die (100)-Raumgitter- bzw. (100)-Flächen-gitter-Interferenz ($a_{\text{Flg}} = a_H = 4,34 \text{ \AA}$) von hexagonalem

¹² G. FROHNMEYER, H. RICHTER u. G. SCHMELZER, Z. Metallkde. **46**, 689 [1955].

¹³ H. GRIMMINGER u. H. RICHTER, unveröffentlichte Versuche.

¹⁴ H. GRIMMINGER, H. GRÜNINGER u. H. RICHTER, Naturwiss. **42**, 256 [1955].

(vgl. Anm. ¹). Diese Gleichung gilt für jeden Atomabstand r , d. h. für jede Koordination, solange die Interferenz-Lagen allein vom Abstand r festgelegt werden. Da sich die Winkellagen des ersten Maximums für die kürzesten Atomabstände

$$(r_1)_{\text{Ge}} = 2,43 \text{ \AA} \text{ mit } N_1 = 4$$

$$\text{und } (r_1)_{\text{Se}} = 2,32 \text{ \AA} \text{ mit } N_1 = 2$$

in den Abb. 1 und 2 nicht diskret abzeichnen, ist hier die Berechnung von $\text{const} = r \cdot \sin \vartheta / \lambda$ nicht möglich.

Nach RICHTER und HERRE¹⁵ liegt im geschmolzenen Se praktisch die gleiche Atomanordnung wie im glasigen Zustande vor. So zeigt die Streukurve von geschmolzenem Se etwa dieselben Interferenz-Lagen wie die von festem amorphem Se, nur sind die Maxima verbreitert und abgeflacht und verlieren sich daher sehr früh im monotonen Verlauf der Atomformfaktorkurve (vgl. Anm. ¹²). Die Diskussion der Intensitätskurve von flüssigem Se bezüglich der Lage der Maxima kann grundsätzlich auf derselben Basis wie beim glasigen Se erfolgen, d. h. die Streukurve von geschmolzenem Se ist ebenfalls als eine Überlagerung von nur wenigen Interferenz-Funktionen $\sin k s r_v / k s r_v$ zu deuten. In flüssigem Se liegt keine dichteste Packung der Atome vor, vielmehr ist hier in kleinsten Bereichen eine Aneinanderlagerung der Se-Ketten teils mit normalem Atomabstand $r_{K1} = 3,46 \text{ \AA}$ (Schichtbildung), teils mit vergrößertem Abstand $r_{K2} = 3,80 \text{ \AA}$ (Paketbildung) vorhanden.

c) Arsen und Antimon

Nach RICHTER und GOMMEL¹⁶ werden die Lagen der Maxima in der Streukurve von festem amorphem As vornehmlich von den Abmessungen r_1 und r_2 des Grundbausteines, eines gleichschenkligen Tetraeders, festgelegt; ähnlich liegen die Verhältnisse bei festem amorphem Sb. In Tab. 2 sind die berechneten Interferenz-Lagen für die kürzesten Atomabstände von amorphem Sb aufgeführt (vgl. RICHTER, BERCKHEMER und BREITLING¹⁷). Diese Lagen sind in Abb. 3 für die Atomabstände $r_1 = 2,87 \text{ \AA}$ und $r_2 = 4,27 \text{ \AA}$ des Elementar-Tetraeders in der üblichen Weise eingezeichnet. Das erste Intensitäts-Maximum tritt zwischen den eingezeichneten Pfeilen \circlearrowleft , \bullet auf. Setzt man diese Pfeil-Lagen wie bei As entsprechend den zugehörigen Atomzahlen, d. h. im Verhältnis 6 : 3

in Rechnung, so erhält man für das erste Intensitäts-Maximum die mit dem Pfeil \downarrow markierte Lage. Diese Interferenz-Lage kann nach Tab. 2 durch die Atomabstände $r_{\text{exp.}}^{\text{min.}} = 3,41 \text{ \AA}$ und $r_{K1} = 3,85 \text{ \AA}$ geringfügig verändert sein; auch scheint in Abb. 3 das dritte Maximum der Streukurve im wesentlichen durch den Abstand $r_{\text{exp.}}^{\text{min.}}$ verursacht zu sein. Wie bei festem amorphem As und Se klingen auch hier die Interferenz-Maxima der Funktion $\sin k s r_v / k s r_v$ mit $r_2 = 4,27 \text{ \AA}$ bei großen $\sin \vartheta / \lambda$ -Werten rasch ab; bei $\sin \vartheta / \lambda = 0,498$ ist noch ein letztes Maximum dieser Interferenz-Funktion schwach zu beobachten. Die weiteren Maxima in der Streukurve der Abb. 3 werden ausschließlich vom kürzesten Atomabstand $r_1 = 2,87 \text{ \AA}$ festgelegt. Danach scheint auch hier die Tetraeder-Kante bzw. der Tetraeder-Winkel in der Größe zu schwanken und erst recht alle weiteren Atomabstände.

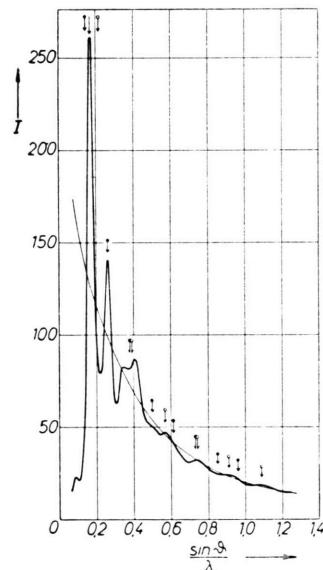


Abb. 3. Intensitätskurve von festem amorphem Sb.
 \circlearrowleft = berechnete Interferenzlagen für $r_1 = 2,87 \text{ \AA}$,
 \bullet = berechnete Interferenzlagen für $r_2 = 4,27 \text{ \AA}$,
 \downarrow = resultierende Interferenzlage im Falle eng benachbarter Pfeile \circlearrowleft , \bullet .

Das Streubild von amorphem Sb lässt sich daher wie das der obigen Elemente durch das Zusammenspiel von nur wenigen Interferenz-Funktionen deuten.

Bezüglich der Lage der Maxima in den Streukurven der Abb. 1, 2 und 3 kann man zusammen-

¹⁵ H. RICHTER u. F. HERRE, Naturwiss. 44, 31 [1957].

¹⁶ H. RICHTER u. G. GOMMEL, Z. Naturforsch. 12 a, 996 [1957].

¹⁷ H. RICHTER, H. BERCKHEMER u. G. BREITLING, Z. Naturforsch. 9 a, 236 [1954].

Atomabstände des Elementartetraeders	$r_1 = 2,87 (\odot)$	$r_2 = 4,27 (\bullet)$	Amorphes Sb	
			$r_{\text{exp.}}^{\text{min.}} = 3,41$	$r_{\text{K1}} = 3,85$
Interferenzlagen von $\frac{\sin ksr_p}{ksr_p}$	0,214	0,144	0,180	0,160
	0,390	0,262	0,328	0,291
	0,565	0,380	0,476	0,422
	0,740	0,498	0,623	0,552
	0,915	0,615	0,770	0,682
	1,088	0,732		
	1,262	0,849		
	1,439	0,966		
Beob. Interferenzlagen bei amorphem Sb nach RICHTER, BERCKHEMER u. BREITLING ¹⁷		1. Max.	2. Max.	3. Max.
		0,167	0,263	0,345
				0,404

Tab. 2. Berechnete und beobachtete Interferenzlagen bei Sb.

fassend sagen, daß die $\sin x_r/x_r$ -Funktionen für die Abmessungen r_1 und r_2 des Grundbausteines die vorderen Maxima-Lagen bestimmen. Diese Lagen können durch weitere Atomabstände geringfügig verändert sein. Die Interferenz-Maxima bei großen $\sin \vartheta/\lambda$ -Werten werden indessen wegen der mit dem Abstand wachsenden Streuung der Atomlagen vornehmlich vom kürzesten Atomabstand bestimmt. Dieser Befund bedeutet, daß in den festen amorphen Elementen kein stabiler Grundbaustein vorhanden ist, vielmehr zeigt auch er eine geringe Streuung der Atomlagen. Wenn der Verlauf der Streukurve fester amorpher Elemente im wesentlichen durch zwei (kürzeste) Atomabstände festgelegt wird, ist es keineswegs verwunderlich, wenn der Intensitätsverlauf einatomiger Metallschmelzen vornehmlich durch einen (kürzesten) Atomabstand bestimmt wird. Wenige Interferenz-Funktionen legen also den Verlauf der Intensitätskurve bezüglich der Maxima-Lagen fest. Damit ist es verständlich, weshalb die Streukurven und auch die Atomverteilungskurven von amorphem Si, Ge, As, Se u. a. ein weitgehend ähnliches Aussehen besitzen.

Bei den Gläsern (B_2O_3 und SiO_2) sind die Verhältnisse hinsichtlich der Berechnung der Interferenz-Lagen etwas schwieriger, da hier Atome mit ver-

schiedenem Streuvermögen vorliegen, und zudem ausgedehntere Bereiche (beim glasigen B_2O_3 = Sechs-Ringe) zu betrachten sind, um die Lagen der Maxima im Verlaufe der Streukurve zu bestimmen.

Während bei den einatomigen Metallschmelzen im wesentlichen der kürzeste Atomabstand die Lagen der Maxima in der Streukurve bestimmt, werden deren Lagen bei den festen amorphen Elementen vornehmlich von den Abmessungen des Grundbausteines – meistens von zwei Atomabständen – festgelegt, d. h. der Grundbaustein zeichnet sich nicht allein in der Atomverteilungskurve, sondern auch in der Intensitätskurve ab. Hieraus folgt, daß die FOURIER-Analyse der Streukurve von einatomigen Metallschmelzen bzw. von festen amorphen Elementen die Atomabstände und Atomzahlen für die I. bzw. I. und II. Koordination deutlich zu liefern vermag. Die obige Betrachtungsweise, d. h. die Diskussion der Intensitätskurve an Hand der einfachen Gleichung $r \cdot \sin \vartheta/\lambda = \text{const}$ erlaubt also einen weitgehenden Einblick in den strukturellen Aufbau der einatomigen Metallschmelzen und der festen amorphen Stoffe.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für vielseitige Unterstützung dieser Untersuchungen bestens gedankt.