

# Absolutbestimmung der kohärenten Streuamplitude von Schwefel und der totale Wirkungsquerschnitt für subthermische Neutronen \*

W. D. TRÜSTEDT

Physik-Department der Technischen Universität München

(Z. Naturforsch. **26 a**, 400—404 [1971]; eingegangen am 12. Dezember 1970)

*Herrn Professor Dr. H. Maier-Leibnitz zum 60. Geburtstag gewidmet*

Die Bestimmung der kohärenten Streuamplitude des gebundenen Schwefelatoms mit Hilfe des Neutron-Schwerkraftrefraktometers des Forschungsreaktors München ergab  $a = (2,847 \pm 0,001) F$ . Der totale Wirkungsquerschnitt von flüssigem Schwefel ( $135^\circ C$  und  $176^\circ C$ ) für Neutronen-Energien  $4 \cdot 10^{-3} > E > 0,15 \cdot 10^{-3}$  eV wurde gemessen. Der Beitrag der Selbstdiffusion des Schwefels zum inelastischen Streuquerschnitt wird berechnet.

## Einleitung

Die kohärente Streuamplitude des gebundenen Atoms ist eine grundlegende Größe für die Neutronen-Optik. Sie ist von Bedeutung zur Struktur- und Bindungsanalyse und zur Untersuchung der Dynamik von Festkörpern und Flüssigkeiten. Mit Neutronen ist der Kristallaufbau in manchen Fällen schärfer bestimmbar als mit Röntgen-Strahlen. Durch Höchstflußreaktoren können die Messungen mit genauen Daten der Kernstrelängen wesentlich verbessert und von neuen Aspekten aus durchgeführt werden.

Die in der vorliegenden Arbeit mit hoher Präzision absolut bestimmte kohärente Streuamplitude des Schwefels kann zur Untersuchung der Neutron-Elektron-Wechselwirkung und zur Unterstützung des optischen Kernmodells herangezogen werden. Außerdem könnte die Bestimmung des elektrischen Dipolmoments des Neutrons über eine Intensitätsmessung bestimmter Bragg-Linien in CdS weiter verfeinert werden<sup>1</sup>.

Von SHULL und WOLLAN<sup>2</sup> und nach neueren Angaben von SHULL<sup>3</sup> ist die Streulänge des Schwefels auf dem Weg der Bragg-Streuung mit Unsicherheiten von  $\pm 6\%$  und ca.  $\pm 1\%$  bestimmt worden. Wesentlich höhere Genauigkeiten können über Total-

reflexionsmessungen an der Oberfläche flüssiger Spiegel bei Verwendung des Schwerkraft-Refraktometers<sup>4, 5</sup> erreicht werden.

Als Beitrag zur Struktur und Dynamik des flüssigen Schwefels wurden Transmissionsmessungen durchgeführt und dabei das Schwerkraft-Refraktometer zur Energieselektion der Neutronen im Gravitationsfeld verwendet. Diese Selektion führt zu einem rein geometrisch bestimmmbaren Energiespektrum der Gesamtbreite  $\Delta E = 0,16 E$ , das auf  $0,01 E$  absolut genau festlegbar ist. Der totale Wirkungsquerschnitt von Schwefel ist nur für Neutronen-Energien  $E > 0,02$  eV<sup>6</sup> und  $0,2 > E > 0,002$  eV<sup>7</sup> (Abb. 2) an der festen Phase bekannt. In dieser Arbeit wird  $\sigma_{tot}$  von flüssigem Schwefel mit subthermischen Neutronen für die Temperaturen  $135^\circ C$  und  $176^\circ C$  untersucht. Der kritische Temperaturbereich um  $160^\circ C$  wurde ausgespart, da er zu einer erhöhten Vorwärtsstreuung führen kann, die in dieser Arbeit abgeschätzt und zur genauen Untersuchung vorgeschlagen wird. Mit den hier verwendeten Neutronen-Wellenlängen (4 bis 23 Å) kann der gesamte Bereich der Bragg-Kante und noch ein Teil des Anstiegs der inelastischen Streuung untersucht werden. Das Verschwinden der Kohärenz mit zunehmender Wellenlänge und die Temperaturabhängigkeit der inelastischen Streuung sind von Interesse für die

Sonderdruckanforderungen an Dr. W. D. TRÜSTEDT, Physik-Department, Reaktorstation Garching, Technische Universität München, D-8046 Garching bei München.

\* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Universität München genehmigten Dissertation.

<sup>1</sup> C. G. SHULL u. R. NATHANS, Phys Rev. Letters **19**, 384 [1967].

<sup>2</sup> C. G. SHULL u. E. O. WOLLAN, Phys. Rev. **81**, 527 [1951].

<sup>3</sup> C. G. SHULL, Some Lectures on Neutron Physics, Summer School, Alushta, UdSSR, May 1969, S. 325.

<sup>4</sup> H. MAIER-LEIBNITZ, Z. Angew. Phys. **14**, 738 [1962].

<sup>5</sup> L. KOESTER, Z. Physik **182**, 328 [1965]; **198**, 187 [1967].

<sup>6</sup> L. J. RAINWATER, W. W. HAVENS, J. R. DUNNING u. C. S. WU, Phys. Rev. **73**, 733 [1948].

<sup>7</sup> R. MAAYOUF u. I. HAMOUDA, Atomkernenergie (ATKE) **13**, 152 [1969].



Theorie der flüssigen Phase. Mit Hilfe des Diffusionsmodells kann der Beitrag der Selbstdiffusion zur inelastischen Streuung berechnet werden.

### Absolutbestimmung der kohärenten Streuamplitude von Schwefel

Die Wechselwirkung zwischen dem Neutron (Masse  $m$ ) und einem Kern am Ort  $\mathbf{r}$  kann mit dem Fermi-Pseudopotential  $V$  beschrieben werden:

$$V(\mathbf{r}) = 2\pi \hbar^2 m^{-1} a \delta(\mathbf{r}),$$

wobei  $\hbar$  die Plancksche Konstante,  $a$  die kohärente Streulänge des Kerns und  $\delta(\mathbf{r})$  die Dirac- $\delta$ -Funktion sind. Materie mit  $N$ -Kernen pro  $\text{cm}^3$  stellt für Neutronen ein mittleres Potential

$$\langle V \rangle = 2\pi \hbar^2 m^{-1} N a$$

dar. Ein Neutron wird von der Oberfläche dieser Materie totalreflektiert, wenn es den Potentialsprung

$$(m v_z)^2 / 2 m = (\hbar k_z)^2 / 2 m = 2\pi \hbar^2 m^{-1} N a \quad (1)$$

nicht mehr überschreiten kann; hierbei sind  $k_z$  und  $v_z$  die Wellenvektor- bzw. Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Materieoberfläche.

Sehr genau bestimmbar Neutronenimpulse  $m v_z$  werden im Schwerkraft-Refraktometer nach MAIER-LEIBNITZ<sup>4</sup> hergestellt. Aus einem Blendensystem horizontal austretende Neutronen durchfallen vom Bahnscheitel aus die Höhe  $h$  und treffen nach der Bahnlänge  $l$  auf den Spiegel. Es läßt sich zeigen, daß im Gravitationsfeld der rotierenden Erde die Geschwindigkeit der Neutronen senkrecht zu einer Flüssigkeitsfläche allein von der Scheitelpunktshöhe  $h$ , der Bahnlänge und der Gravitationsbeschleunigung  $g$  abhängt. Es gilt mit einer Genauigkeit innerhalb  $\Delta v_z/v_z = 10^{-8}$ :

$$v_z = (h/h') (V/2 g h' - c), \quad (2)$$

$c = c(l) = 0,482 \text{ cm/sec}$  = Coriolis-Korrektur,  $h' = h + l^2/(2 r) = h + 0,0774 \text{ cm}$  = Fallhöhe + Erdkrümmung,  $r = 6,3668 \cdot 10^8 \text{ cm}$  = Erdradius,  $l = 0,993 \cdot 10^4 \text{ cm}$  = Bahnlänge,  $g = 980,749 \text{ cm/sec}^2$  = Gravitationsbeschleunigung.

Die Bezugsfläche ist eine über die gesamte Bahnlänge durchgehende Wasseroberfläche, auf die innerhalb  $\pm 0,01 \text{ mm}$  die Blenden und der Schwefelspiegel vermessen wurden.

Die Einflüsse der Beschaffenheit der Schwefelsubstanz auf die Reflexionsmessung werden im folgenden kurz aufgeführt:

1. Die Absorption, inelastische und inkohärente Streuung werden durch einen komplexen Brechungsindex berücksichtigt. Der dazu verwendete totale Wirkungsquerschnitt wurde im zweiten Teil dieser Arbeit gemessen. Der Einfluß auf den Realteil der Streulänge  $a$  liegt in der Größenordnung  $\Delta a/a = 10^{-12}$ .

2. Eine Dichteinhomogenität an der Flüssigkeitsoberfläche hat auf die Reflektivität innerhalb der Meßgenauigkeit keinen Einfluß, da sie sich nur über maximal drei Monoschichten erstreckt<sup>8</sup>; die mittlere Eindringtiefe der Neutronen im Bereich der Grenzfallhöhe ist dagegen  $\approx (\pi N a)^{-1/2} = 560 \text{ Å}$ .

3. Bragg-Streuung von Neutronen an Strukturen in der Oberflächenzone und in tieferen Bereichen der Flüssigkeit ist nicht meßbar, da die möglichen Phasenverschiebungen von ca.  $0,05 \text{ Å}$  sehr viel kleiner sind als die Wellenlänge der reflektierten Neutronen mit  $\lambda = 9 \text{ Å}$ .

4. Die Reinheit des Schwefels (Firma Merck Nr. 7983, Schwefel gewaschen [gereinigt], Pulver DAB 6) war nach Firmenangaben besser als 99,8%. Die Erfassungsgrenzen für Verunreinigungen sind angegeben. Die wahrscheinlichste Verunreinigung sind Kohlenwasserstoffe, deren chemischer Nachweis schwierig ist. Wir haben deshalb eine Wasserstoffanalyse durchgeführt, aus deren Ergebnis eine obere Grenze für den Gehalt an Kohlenwasserstoffen angegeben werden kann. Zum Nachweis des Wasserstoffs wurde eine Schwefelprobe in einen thermischen Neutronenstrahl des FRM gebracht und die  $\gamma$ -Strahlung des Neutronen-Einfangs in Wasserstoff gemessen. Aus diesem Ergebnis und mit der Erfassungsgrenze für die übrigen Verunreinigungen ergibt sich eine Korrektur  $\Delta a/a$  für die gemessene Streulänge von

$$\Delta a/a = -(1 \pm 2) \cdot 10^{-4}.$$

5. Die Dichte des flüssigen Schwefels wurde mit drei in reinstem  $\text{H}_2\text{O}$  geeichten Quarzkörpern, die bei den unten angegebenen Temperaturen im Schwefel schwaben, auf etwa  $\pm 0,0002\%$  genau gemessen:

$$\begin{aligned} \varrho &= (1,803\,333 \pm 3,5 \cdot 10^{-6}) \text{ g/cm}^3 \text{ bei } 121,22^\circ\text{C}, \\ \varrho &= (1,798\,574 \pm 2,0 \cdot 10^{-6}) \text{ g/cm}^3 \text{ bei } 126,53^\circ\text{C}, \\ \varrho &= (1,786\,655 \pm 4,0 \cdot 10^{-6}) \text{ g/cm}^3 \text{ bei } 140,31^\circ\text{C}. \end{aligned}$$

Die Dichtewerte liegen in diesem Temperaturbereich auf einer Geraden, so daß der Wert bei der Temperatur der Reflexionsmessung durch Interpolation gewonnen werden konnte:

$$\varrho(124,37^\circ\text{C}) = (1,80019 \pm 1,8 \cdot 10^{-5}) \text{ g/cm}^3.$$

### Aufbau und Durchführung des Versuchs

Die Apparatur ist in den Veröffentlichungen von MAIER-LEIBNITZ<sup>4</sup> und KOESTER<sup>5</sup> ausführlich beschrieben. Das Gefäß für den flüssigen Schwefelspiegel ( $80 \cdot 80 \text{ cm}^2$ ) war ein vollkommen geschlossener Kasten aus Kristallglas, eingebaut in einen Ofen. Kurzzeitige Temperaturschwankungen lagen bei  $\pm 0,01^\circ\text{C}$  und die

<sup>8</sup> K. KNOSITA u. H. YOKOTA, J. Phys. Soc. Japan **20**, 1086 [1965].

Langzeitschwankungen (aufgezeichnet mit einem Mikrograph) bei  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ . 5 von 12 Thermoelementen waren dieselben wie bei der Dichtemessung. Der Schwefel wurde nach zweimaligem Entgasen flüssig in den Glaskasten gefüllt. Der eigentliche Meßvorgang ist in den Arbeiten<sup>2</sup> von KOESTER dargestellt. Bei den zur Bestimmung der Lage der Reflexionskurve  $r(h)$  wichtigen Punkten wurde zwischen den Reflektivitäten  $r=0,95$  und  $0,70$  jeweils 120-mal zwischen Primär- und Reflexionsstrahl gewechselt. Das erforderte eine Meßzeit von 24 h pro Punkt. Der Untergrund wurde ca. dreimal pro Punkt bestimmt. Die gemessenen Reflektivitäten sind als Funktion der Fallhöhe  $h$  in Abb. 1 abgebildet. Die durchgezogene Linie in diesem Bild ist theoretisch berechnet und so in die Meßpunkte geschoben, daß die Summe der quadratischen Abweichungen ein Minimum bilden. Der einzige Parameter bei dieser Verschiebung ist die kohärente Streulänge  $a$ . Die starke Fluktuation der Meßpunkte über dem Knick ist auf Oberflächenwellen durch Erdbodenschwankungen zurückzuführen.

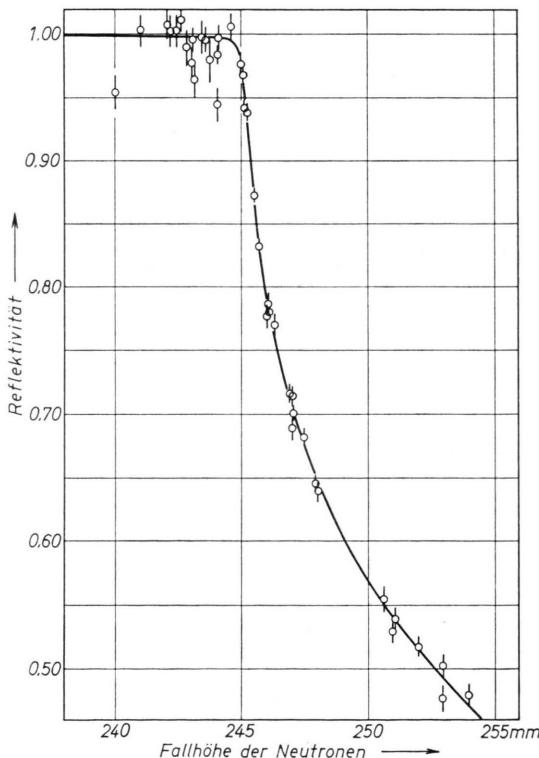


Abb. 1. Reflexionskurve  $r(h)$  von flüssigem Schwefel bei  $124,37^\circ\text{C}$ .

### Ergebnis

Aus den in Abb. 1 dargestellten Messungen ergibt sich für einen Spiegel bei der Temperatur  $(124,37 \pm 0,02)^\circ\text{C}$  mit Hilfe von (1) und (2) ein

Potential

$$N a = (9,5999 \pm 0,0022) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}.$$

Mit der Korrektur für das Potential der Luft über dem Spiegel  $(0,028 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2})$  und mit<sup>9</sup>

$$N = (3,3813 \pm 0,0003) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

folgt daraus die kohärente Streulänge für das gebundene Schwefelatom

$$a = (2,847 \pm 0,001) \text{ F},$$

wobei für die Verunreinigung korrigiert wurde. Unter Berücksichtigung der Neutron-Elektron-Streulänge  $a_{ne} = -1,47 \cdot 10^{-3} \text{ F}$  folgt für den freien Kern (Masse  $A$ ) :

$$a_{\text{Kern, frei}} = \frac{A}{A+1} (a - 16 a_{ne}) = (2,784 \pm 0,001) \text{ F}$$

$$\text{und } 4\pi a_{\text{Kern, frei}}^2 = (0,9738 \pm 0,0007) \text{ barn}.$$

Zur Bestimmung der Potentialstreuulänge  $R'$  des Schwefelkerns wird die Resonanzstreuulänge

$$a_{\text{res}} = \sum_i a_{\text{res, i}} = -(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

(aus den bekannten Resonanzparametern (BNL 325) von  $a_{\text{Kern}}$  abgezogen):

$$R' = (4,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-13} \text{ cm}.$$

$R'$  stimmt mit der Berechnung über das komplexe Potential für das optische Kernmodell überein<sup>10</sup>.

### Messung des totalen Streuquerschnitts von flüssigem Schwefel für $4 < \lambda < 24 \text{ \AA}$ (Bragg-Kante und inelastische Streuung)

Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  bestimmt das Verhältnis der Neutronenintensitäten

$$I/I_0 = \exp\{-N \sigma_{\text{tot}} d\}$$

bei Transmissionsmessungen mit  $N$  = Zahl der Schwefelatome pro  $\text{cm}^3$  und  $d$  = Probendicke.  $\sigma_{\text{tot}}$  für thermische Neutronen bei flüssigem Schwefel setzt sich im wesentlichen aus der Absorption, der kohärenten Streuung (Bragg-Streuung) und dem inelastischen inkohärenten Streuquerschnitt zusammen. Die inkohärente elastische und kohärente inelastische Streufunktion ist für dieses Experiment vernachlässigbar.

<sup>9</sup> Gerechnet wurde mit folgenden Werten:  $N = \rho L/A$ ,  $L = 6,02257 \cdot 10^{23}/\text{Mol}$ ,  $A = 32,064 \text{ g/Mol}$  und  $\hbar/2 m = 0,314835 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{sec}$ .

<sup>10</sup> K. K. SETH, D. J. HUGHES, R. L. ZIMMERMAN u. R. C. GARTH, Phys. Rev. **110**, 692 [1958].

Der Absorptionsquerschnitt  $\sigma_{\text{abs}} = 0,52 \cdot \lambda / \lambda_0$  barn mit  $\lambda_0 = 1,8 \text{ \AA}$  wurde von den erhaltenen Wirkungsquerschnitten abgezogen. Die Ungenauigkeit von  $\sigma_{\text{abs}} = (0,52 \pm 0,03)$  barn für thermische Neutronen ( $\lambda_0$ ) wird nur bei der Diskussion des Diffusionsanteils zur inelastischen Streuung berücksichtigt.

Eine eventuelle kritische Streuung in Vorwärtsrichtung, die auf Grund einer Dichtemessung von SAUER<sup>11</sup> zu erwarten ist, kann mit der vorliegenden Methode nicht erfaßt werden. Ein bei früheren Messungen gefundener Streueffekt mit einer ermittelten Verbreiterung des Neutronenstrahls um einen Winkel von ca.  $3 \cdot 10^{-5}$  rad konnte auf die Linsenwirkung der verwendeten zylinderförmigen Probe zurückgeführt werden. Tatsächlich aber kann durch die in<sup>11</sup> gemessene Unstetigkeit in der Dichtekurve der differentielle Streuquerschnitt für Streuwinkel kleiner als 0,1 rad nach<sup>12</sup>

$$d\sigma/d\Omega \rightarrow a^2 \varrho k_B T \chi_T \approx 16 \text{ mb} \quad \text{bei } 160^\circ \text{C}$$

auf mindestens das dreifache anwachsen, denn die isothermische Kompressibilität  $\chi_T$  ist proportional zum Quadrat des thermischen Ausdehnungskoeffizienten, der um  $160^\circ \text{C}$  im Betrag mindestens auf das 1,7-fache ansteigt ( $k_B$  = Boltzmann-Konstante,  $T$  = absolute Temperatur und  $\varrho$  = Dichte des Schwefels).

### Energielektion beim Schwerkraft-Refraktometer und der Versuchsaufbau

Aus einem Blendensystem horizontal austretende Neutronen verschiedener Geschwindigkeit sind in Abhängigkeit von ihrer Anfangsgeschwindigkeit  $v$  nach einem Laufweg  $l$  die Höhe  $h$  gefallen. Bei einer bestimmten Fallhöhe  $h$  [ $= h' - l^2/(2r)$ ] findet man Neutronen der Gesamtgeschwindigkeit

$$v = (l/2h') (\sqrt{2gh'} - c);$$

$r$ ,  $g$  und  $c$  sind in (2) bezeichnet; hier ist  $l = 0,988 \cdot 10^4 \text{ cm}$  und  $c = 0,480 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$ .

Die Geschwindigkeitsverteilung wurde durch das Blendensystem bestimmt und durch Messung der Flugzeit der Neutronen aufgenommen. Es ergab sich in exakter Übereinstimmung mit der Berechnung eine ganze Breite der Verteilung  $\Delta v/v = \Delta\lambda/\lambda = 0,16$ , worin die mittlere Geschwindigkeit  $v$  mit einer Unsicherheit von weniger als  $\pm 0,5\%$  angegeben wer-

den kann. Zur Transmissionsmessung durchquerte der Neutronenstrahl (Fläche  $0,4 \cdot 60,0 \text{ cm}^2$ ) eine  $4,77 \text{ cm}$  dicke Schwefelprobe und traf nach  $140 \text{ cm}$  auf ein  $\text{BF}_3$ -Zählrohr. In 10 min Folge wurde mit und ohne Schwefel im Strahl gemessen, um Intensitätsschwankungen auszugleichen.

Der Schwefel war von derselben Qualität wie oben beschrieben. Die Temperaturgenauigkeit betrug  $\pm 0,5^\circ \text{C}$ .

In Abb. 2 ist der direkt gemessene totale Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutronenergie aufgetragen. Der totale Streuquerschnitt entsteht daraus durch Abzug der Absorption; er ist in Abb. 3 in Abhängigkeit von der Wellenlänge wiedergegeben. Die eingezeichneten Fehlerbalken berücksichti-

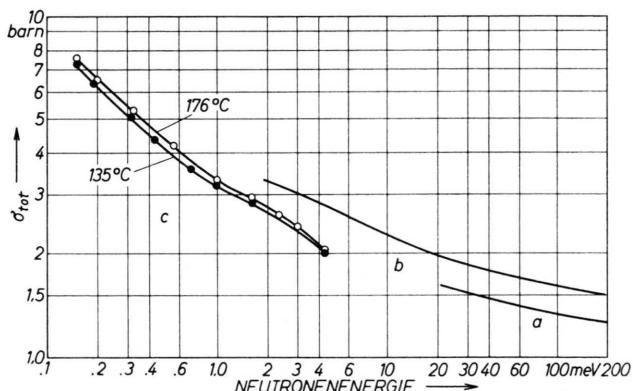


Abb. 2. Totaler Wirkungsquerschnitt von Schwefel; a) nach<sup>6</sup>; b) nach<sup>7</sup>; c) diese Arbeit.

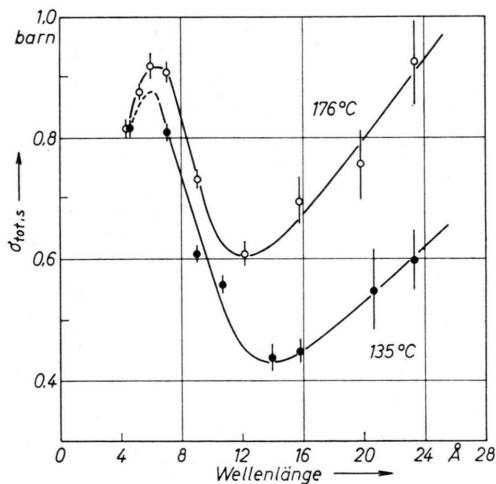


Abb. 3. Totaler Streuquerschnitt des flüssigen Schwefels.

<sup>11</sup> G. E. SAUER u. L. B. BORST, Science **198**, 1567 [1967].

<sup>12</sup> P. A. EGELESTAFF, Thermal Neutron Scattering, Academic Press, London 1965, S. 310.

gen nicht die Ungenauigkeit der Absorption. Der Abfall zwischen 4 und 12 Å ist die Bragg-Kante. Der in  $\lambda$  lineare Anstieg für  $\lambda > 20$  Å wird durch die inelastische Streuung hervorgerufen.

## Struktur

In Flüssigkeiten vorhandene Strukturen erzeugen Änderungen des totalen Wirkungsquerschnitts bei Neutronenwellenlängen von doppelter Größe der charakteristischen Teilchenabstände (Bragg-Kanten). Die nächsten Nachbarn eines Teilchens (Abstand 2,1 Å, Bragg-Kante 4,2 Å)<sup>13</sup> sind in dieser Messung noch nicht sichtbar, da die verwendeten Wellenlängen größer als 4,4 Å sind. Das in Abb. 3 erscheinende Maximum bei  $\lambda = 6,6$  Å zeigt eine entferntere Teilchenanhäufung zwischen 3,1 und 3,7 Å. Aus der Abbildung entnimmt man außerdem, daß für Wellenlängen  $\lambda > 16$  Å praktisch keine Interferenzmöglichkeit mehr vorhanden ist, d. h. bei Teilchenabständen von mehr als 8 Å sind keine Strukturen mehr zu erkennen.

## Inelastische Streuung

Die inelastische Streuung von sehr langsamem Neutronen in Flüssigkeiten wird hauptsächlich durch Translationsbewegungen und Rotationen der Moleküle hervorgerufen. Der Anteil der Translation kann mit Hilfe des Diffusionsmodells berechnet werden<sup>14</sup>:

$$\sigma_{\text{Diff}} = 4 \pi a^2 \frac{m}{M} \sqrt{\frac{k_B T}{E}} \cdot f\left(\frac{2 M D}{\hbar}\right).$$

$4 \pi a^2$  ist der kohärente Streuquerschnitt,  $M$  das Molekulargewicht des Schwefelmoleküls,  $T$  die absolute Temperatur und  $E$  die Neutronenenergie.  $f(2 M D/\hbar)$  ist eine Funktion des Diffusionskoeffizienten  $D$  der Flüssigkeit, die in<sup>14</sup> tabelliert ist.

<sup>13</sup> O. CHAMBERLAIN, Phys. Rev. **77**, 305 [1950].

<sup>14</sup> K. BINDER, Interner Bericht PTHM-FRM-110, Technische Universität München 1970.

Für den Rotationsanteil läßt sich wegen des komplizierten und uneinheitlichen Aufbaus der Schwefelmoleküle keine numerische Berechnung durchführen. Seine Größenordnung erhält man aus den Meßwerten für den totalen Streuquerschnitt durch Abzug des Diffusionsanteils.

Die bei einer Neutronenenergie von  $0,15 \cdot 10^{-3}$  eV ( $\lambda = 23$  Å) gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Tab. 1. Wirkungsquerschnitte für die Neutronenenergie  $E = 0,15 \cdot 10^{-3}$  eV, d. h. der Wellenlänge  $\lambda = 23$  Å. Dabei bedeutet:  $\sigma_{\text{tot}}$  = totaler Wirkungsquerschnitt,  $\sigma_{\text{abs}}$  = Absorptionsquerschnitt nach<sup>6</sup>,  $\sigma_{\text{ro}}^{\text{s}}$  = totaler Streuquerschnitt und  $\sigma_{\text{Diff}}$  = Diffusionsanteil des inelastischen Streuquerschnitts.

Temp. [°C]	$\sigma_{\text{tot}}$ [barn]	$\sigma_{\text{abs}}$ [barn]	gemessen		berechnet	
			$\sigma_{\text{tot}}^{\text{str.}}$ [barn]	$\sigma_{\text{Diff}}$ [barn]	$\sigma_{\text{Diff}}/\sigma_{\text{tot}}^{\text{str.}}$	
135	$7,31 \pm 0,05$	$6,71 \pm 0,4$	0,60	0,10	$0,17 \pm 0,11$	
176	$7,64 \pm 0,07$	$6,71 \pm 0,4$	0,93	0,06	$0,06 \pm 0,03$	

Für die Berechnung des Diffusionsanteils wurden die von SAXTON<sup>15</sup> gemessenen Diffusionskoeffizienten verwendet. Wegen der geringen Größe der Selbstdiffusion ist der Beitrag zur inelastischen Streuung verhältnismäßig klein. Bei 135 °C beträgt er etwa 17%, bei 176 °C nur noch 6%. Das ist auf die anomale Abnahme des Diffusionskoeffizienten im Temperaturbereich von 150 °C bis 200 °C zurückzuführen.

Der nach Abzug des Diffusionsanteils verbleibende Streuquerschnitt (Rotationsanteil) steigt mit der Temperatur an,  $\sigma(176$  °C) =  $1,74 \cdot \sigma(135$  °C).

Herrn Dr. KOESTER danke ich für die Aufgabenstellung und für wertvolle Diskussionen und Herrn Dr. BINDER für die Mithilfe bei der theoretischen Behandlung der Neutronen-Streuung. Herr Dr. HENKELMANN hat freundlicherweise die Einfang-γ-Analyse übernommen. Der Betriebsgruppe des FRM danke ich für die Unterstützung bei den Versuchsaufbauten.

<sup>15</sup> R. L. SAXTON u. H. G. DRICKAMER, J. Chem. Phys. **21**, 1362 [1953].