

# Streuversuche an Molekularstrahlen bei verschiedenen Strahlggeschwindigkeiten

Von HANS PAULY

Physikalisches Institut der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. 15 a, 277–278 [1960]; eingegangen am 16. Februar 1960)

Der Wirkungsquerschnitt für den Stoß zwischen zwei neutralen Atomen oder Molekülen hängt von der Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner ab. Diese Abhängigkeit ist für die zwischen den Stoßpartnern wirkenden Kräfte charakteristisch und kann in einem Molekularstrahl-Streuxperiment bei Verwendung eines Geschwindigkeitsselektors direkt bestimmt werden.

Für solche Versuche wurde eine früher beschriebene Apparatur<sup>1</sup> mit einem mechanischen Geschwindigkeitsselektor ausgestattet und zunächst die Streuung von Kaliumatomen an Stickstoffmolekülen untersucht.

## Theoretische Überlegungen

Unter der Voraussetzung, daß die Streuung im wesentlichen nur von den Anziehungskräften zwischen den Stoßpartnern bestimmt wird, ist von MASSEY und MOHR<sup>2</sup> der Zusammenhang zwischen dem totalen Streuquerschnitt  $Q$  und der Relativgeschwindigkeit  $v$  hergeleitet worden. Hat das Potential der Anziehungskräfte die Form  $V(r) = -C/r^2$ , so läßt sich der totale Streuquerschnitt in der Gestalt schreiben:

$$Q = Q_0 v^{-2/(a-1)}, \quad (1)$$

wobei  $Q_0$  eine bekannte Funktion von  $C$  und  $a$  ist<sup>2</sup>.

Die experimentelle Bestimmung des totalen Streuquerschnittes erfolgt aus der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  nach der Beziehung

$$J = J_0 e^{-s/\lambda}, \quad (2)$$

indem die Strahlintensitäten  $J_0$  (ohne Streuung) und  $J$  (mit Streuung auf der Weglänge  $s$  bei fester Streuteildichte  $n$ ) gemessen werden. Hierzu wird der Zusammenhang zwischen der mittleren freien Weglänge und dem totalen Streuquerschnitt benötigt, der von der speziellen Meßanordnung abhängig ist.

In der vorliegenden Arbeit wird die Streuung eines monochromatischen Strahls der Geschwindigkeit  $c_1$  beim Durchgang durch eine mit Streugas (Molekulargewicht  $M_2$ , Temperatur  $T_2$ , Dichte  $n$ ) gefüllten Kammer untersucht. Für diesen Fall ergibt sich unter Berücksichtigung der Geschwindigkeitsabhängigkeit von  $Q$  nach Gl. (1) als mittlere freie Weglänge:

$$\lambda = \frac{\sqrt{\pi} \cdot c_1^{2/(a-1)}}{n Q_0 F(a, x)} \quad (3)$$

$$\text{mit } x = c_1 \cdot \sqrt{\frac{M_2}{2 R T_2}} \quad (R = \text{Gaskonstante})$$

$$\text{und } F(a, x) = \frac{2 e^{-x^2}}{x^{\beta-1}} \int_0^\infty y^{\beta-1} e^{-y^2} \sinh 2xy \, dy \quad (4)$$

$$\text{mit } \beta = (3a-5)/(a-1).$$

Für  $a=6$  (VAN DER WAALS-Anziehung zwischen den Stoßpartnern) wurde die Funktion  $F(a, x)$  tabelliert\*; die Ergebnisse zeigt Tab. 1.

Für kleine und große Werte von  $x$  läßt sich  $F(a, x)$  in guter Näherung aus den ersten Gliedern folgender Entwicklungen berechnen:

Für  $x \ll 1$

$$F(a, x) = \frac{2}{x^{\beta-2}} \Gamma\left(\frac{\beta+1}{2}\right) e^{-x^2} \left(1 + \frac{\beta+1}{3} x^2 + \frac{(\beta+1)(\beta+3)}{30} x^4 + \dots\right), \quad (5)$$

für  $x \gg 1$

$$F(a, x) \rightarrow \sqrt{\pi} \left(1 + \left(\frac{\beta}{2}\right) \frac{1}{2x^2} + \left(\frac{\beta}{4}\right) \frac{3}{4x^4} + \dots\right). \quad (6)$$

$x$	$F(6, x)$	$x$	$F(6, x)$	$x$	$F(6, x)$
0,30	3,9042	1,30	2,0297	3,00	1,8201
0,40	3,3289	1,44	1,9831	3,18	1,8148
0,50	2,9598	1,56	1,9521	3,30	1,8201
0,70	2,5190	1,95	1,8867	4,00	1,7992
0,90	2,2736	2,38	1,8486	6,00	1,7841
1,15	2,0970	2,58	1,8372	$\infty$	1,7724

Tab. 1.

## Apparatur und Meßverfahren

Abb. 1 zeigt ein Schema der verwendeten Apparatur. Aus dem Primärofen (1) fliegen die Kaliumatome durch den Geschwindigkeitsselektor (2) und den Hauptspalt

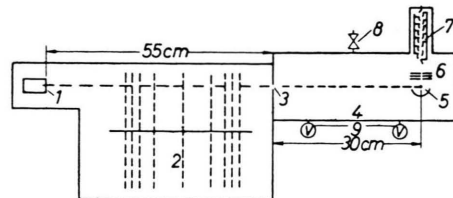


Abb. 1. Schema der Versuchsanordnung. (1) Ofen, (2) Geschwindigkeitsselektor, (3) Hauptschlitz, (4) Streukammer, (5) Wolframfaden des LANGMUIR-TAYLOR-Detektors, (6) elektrostatische Linse, (7) Ionenmultiplier, (8) Nadelventil, (9) Ionisationsmanometer.

(3) in die Streukammer (4) und werden schließlich von dem LANGMUIR-TAYLOR-Detektor (5) nachgewiesen. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit und Verkleinerung der

<sup>1</sup> H. PAULY, Z. angew. Phys. 9, 600 [1957].

<sup>2</sup> H. S. W. MASSEY u. C. B. O. MOHR, Proc. Roy. Soc., Lond. A 144, 188 [1934].

\* Die Integration in Gl. (4) wurde im Rheinisch-Westfälischen Institut für instrumentelle Mathematik in Bonn durchgeführt. Herrn Dr. P. F. MÜLLER sei hierfür besonders gedankt.



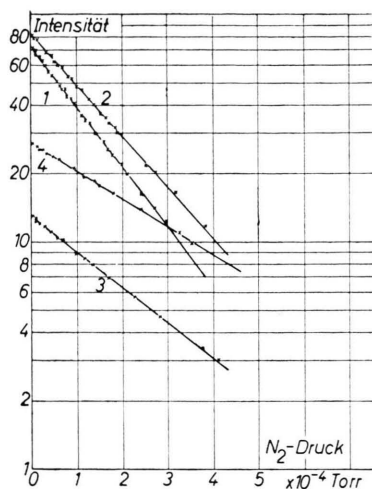


Abb. 2. Intensitäts-Druck-Diagramme bei verschiedenen Strahlgeschwindigkeiten: (1)  $3,76 \cdot 10^4$  cm/sec, (2)  $4,81 \cdot 10^4$  cm/sec, (3)  $8,16 \cdot 10^4$  cm/sec, (4)  $12,5 \cdot 10^4$  cm/sec.

Zeitkonstanten wird der am Wolframfaden gebildete Ionenstrom über eine elektrostatische Linse (6) auf einen Ionenmultiplier (7) gegeben.

Der Geschwindigkeitsselektor ist ähnlich wie die bei BENNEWITZ und SCHLIER<sup>3,4</sup> verwendeten Selektoren aufgebaut. Sein Auflösungsvermögen  $\Delta v/v$  (Halbwertsbreite) beträgt 1 : 8, der erste Nebendurchlässigkeitsbereich liegt bei 1/10 der eingestellten Geschwindigkeit.

Da auf einem Weg von 30 cm gestreut wird, existiert keine definierte Winkelauflösung. Die mittlere Winkelauflösung, die sich aus  $2 \times \text{Detektorbreite}/\text{Laufweg}$  ergibt, beträgt 10 Bogensekunden. Das Streugas wird über ein Nadelventil (8) in die Streukammer eingelassen, der Druck wird mit den Ionisationsmanometern (9) gemessen. Da es sich nur um Relativmessungen des Streuquerschnittes handelt, erübrigt sich eine Absolutbestimmung des Druckes in der Streukammer. Alle Messungen wurden mit derselben Röhre an derselben Stelle der Apparatur durchgeführt.

Zur Messung des totalen Streuquerschnittes wurde der Detektorfaden in das Strahlmaximum gebracht und die Abnahme der Intensität als Funktion des Druckes in der Streukammer bei festgehaltener Selektordrehzahl (fester Strahlgeschwindigkeit) gemessen. Abb. 2 zeigt einige typische Intensitäts-Druck-Diagramme für verschiedene Strahlgeschwindigkeiten. Die Steigungen der

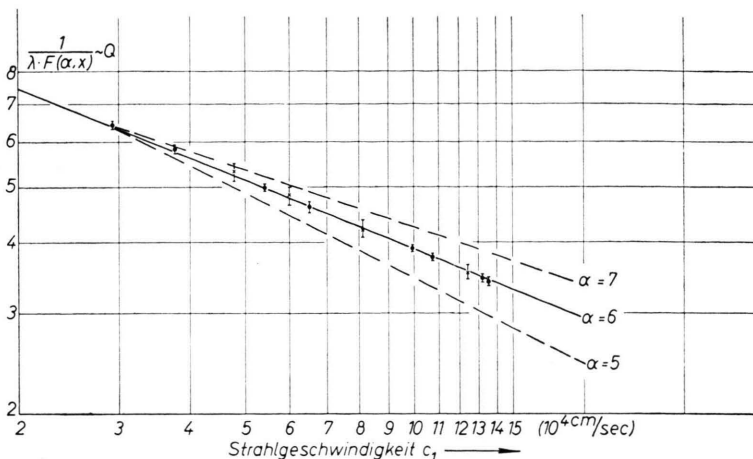


Abb. 3.  $1/\lambda \cdot F(\alpha, x)$  gegen  $c_1$  doppeltlogarithmisch aufgetragen. Die durchgezogene Gerade gehört zum Potentialexponenten  $\alpha = 6$ , die gestrichelten Geraden zu  $\alpha = 5$  bzw. 7.

sich ergebenden Geraden sind der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  umgekehrt proportional. Jede Intensitätsmessung als Funktion des Druckes wurde bei fester Strahlgeschwindigkeit 10–15-mal wiederholt, und aus diesen Meßreihen  $\lambda$  durch Mittelwertbildung bestimmt. Zur Auswertung wurde das Verhältnis  $1/\lambda \cdot F(\alpha, x)$  gegen  $c_1$  doppeltlogarithmisch aufgetragen. Bei Gültigkeit von Gl. (1) muß sich dabei eine Gerade der Steigung  $-2/(\alpha - 1)$  ergeben. Dieses Verfahren wurde für  $\alpha = 5, 6$  und 7 versucht, wobei nur für  $\alpha = 6$  die Werte auf der geforderten Gerade der Steigung  $-2/5$  liegen (vgl. Abb. 3, durchgezogene Gerade). Für  $\alpha = 5$  oder 7 ergeben sich mit den gemessenen  $\lambda$ -Werten deutliche Abweichungen von den zugehörigen Geraden mit den Steigungen  $-1/2$  und  $-1/3$  (gestrichelt in Abb. 3 eingezeichnet).

Im Rahmen der bisher erreichten Meßgenauigkeit bestätigen damit die vorliegenden Untersuchungen an den Stoßpartnern K–N<sub>2</sub> einmal das Potenzgesetz für das Potential der VAN DER WAALS-Kräfte [ $V(r) \sim 1/r^6$ ], zum anderen zeigen sie die Brauchbarkeit der Beziehung (1) für dieses Stoßpaar.

Es ist geplant, die vorliegenden Untersuchungen auf weitere Stoßpartnerkombinationen auszudehnen.

Für die Unterstützung und Förderung dieser Arbeit bin ich Herrn Prof. Dr. R. JAECKEL zu Dank verpflichtet.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Gewährung eines Stipendiums.

<sup>3</sup> H. G. BENNEWITZ u. W. PAUL, Z. Phys. **139**, 489 [1954].

<sup>4</sup> H. G. BENNEWITZ, W. PAUL u. CH. SCHLIER, Z. Phys. **141**, 6 [1955].