

oder leicht verdampfbaren Substanzen selbst dann, wenn diese als Brenngas in Lichtbögen wegen ihrer leichten Zersetzung oder gar Explosionsneigung schwierig zu handhaben sind. Zudem gestattet die weitgehende zeitliche Konstanz der Entladungsparameter den Verzicht auf Zeitauflösung bei der Herstellung der Spektren; Anfangs- und Endphase der

Entladung können in einfacher Weise mittels einer Sektorscheibe unterdrückt werden.

Dem Direktor des Instituts für Experimentalphysik, Herrn Prof. Dr. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, sei gedankt für die stete Förderung bei der Durchführung dieser Untersuchungen. Dem Bundesminister für wissenschaftliche Forschung schulden wir Dank für die Unterstützung dieser Arbeit durch Sachmittel.

## Bestimmung der mittleren Agglomeratgröße und des Restgasanteils kondensierter Molekularstrahlen durch Streuung eines K-Atomstrahls

H. BURGHOFF UND J. GSPANN

Institut für Kernverfahrenstechnik der Technischen Hochschule und des Kernforschungszentrums  
Karlsruhe

(Z. Naturforschg. 22 a, 684—689 [1967]; eingegangen am 24. Februar 1967)

The mean size of the clusters in a condensed nitrogen molecular beam is evaluated from the attenuation of a potassium atomic beam crossing the nitrogen beam at right angles. The method is based on the fact that molecules in a cluster will shield each other and therefore contribute the less in the scattering processes the larger the cluster is. The percentage of unclustered molecules in the condensed beam is determined by measuring the decrease of the potassium beam attenuation resulting from filtering the condensed nitrogen beam with a scattering chamber. Assuming a spherical drop as a model for the clusters the average number of molecules per cluster can be estimated from the measured effective cross sections. It increases from 160 to 6500 when the nitrogen source pressure is increased from 100 to 700 mm Hg. At the same time the percentage of single molecules in the original condensed beams decreases from 30% to 0.15% of the total beam intensity.

Bei der Expansion eines Gases aus einer Düse kann infolge der Temperaturerniedrigung eine teilweise Kondensation des Strahlgases eintreten. BECKER, BIER und HENKES<sup>1</sup> fanden, daß die dabei gebildeten Molekülagglomerate über Druckschleusen ins Hochvakuum überführt werden können. Es entstehen „kondensierte Molekularstrahlen“, die sich durch besonders hohe Molekülstromdichte und räumlich scharfe Begrenzung auszeichnen.

Kondensierte Molekularstrahlen haben vor allem wegen ihrer möglichen Anwendung für Kernfusionsexperimente Interesse gefunden<sup>2</sup>. In diesem Zusammenhang ergibt sich die Frage, welche mittlere Größe die Agglomerate in den Molekularstrahlen unter verschiedenen Erzeugungsbedingungen erreichen und wie groß der Anteil der restlichen Einzelmoleküle an der Gesamtintensität ist. Agglomerat-*Ionen*, die beim

Beschuß neutraler Agglomerate mit Elektronen entstehen, wurden von HENKES<sup>3</sup> massenspektrometrisch und von HAGENA und BAUCHERT<sup>4</sup> mit Hilfe einer elektrischen Gegenfeldanordnung untersucht. Dabei wurden mit CO<sub>2</sub> als Strahlgas mittlere Molekelpakete pro Ion bis zu 2000 beobachtet. Bei beiden Verfahren zeigte sich jedoch eine Abhängigkeit des Ionenpektrums bzw. der mittleren Ionengröße von der Energie der ionisierenden Elektronen in dem Sinne, daß energiereichere Elektronen mehr kleine Ionen liefern. Es muß daher damit gerechnet werden, daß sich das Spektrum der Ionen erheblich von dem der neutralen Agglomerate des ursprünglichen Molekularstrahls unterscheidet.

BECKER, KLINGELHÖFER und LOHSE<sup>5</sup> wiesen die wesentlich größere Persistenz der kondensierten Molekularstrahlen gegenüber den nichtkondensierten

<sup>1</sup> E. W. BECKER, K. BIER u. W. HENKES, Z. Phys. **146**, 333 [1956].

<sup>2</sup> E. W. BECKER, Beams of Condensed Matter in High Vacuum, Vortrag Brookhaven Conference on Molecular Beams, Heidelberg 1959. — E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforschg. **15a**, 644 [1960]. — W. HENKES, Phys. Lett. **12**, 322 [1964]. — E. W. BECKER u. R. KLINGELHÖFER, Plasma Physics (J. Nucl. Energy, Part C) **8**, 413 [1966].

<sup>3</sup> W. HENKES, Z. Naturforschg. **16a**, 842 [1961]; **17a**, 786 [1962].

<sup>4</sup> J. BAUCHERT u. O. HAGENA, Z. Naturforschg. **20a**, 1135 [1965].

<sup>5</sup> E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforschg. **17a**, 432 [1962].



durch Streuung am Untergrundgas nach. Die ungefähre Größe der neutralen Agglomerate wurde von BIER und HAGENA<sup>6</sup> aus der Intensitätsabnahme eines kondensierten  $\text{CO}_2$ -Molekularstrahls beim Durchgang durch einen  $\text{CO}_2$ - bzw.  $\text{C}_6\text{H}_6$ -Gasstrahl abgeschätzt. Auch in diesem Fall ergaben sich Molekzahlzahlen in der Größenordnung von 1000.

In der vorliegenden Arbeit wird die mittlere Größe der Agglomerate eines kondensierten Stickstoffmolekularstrahls aus der Schwächung eines den Stickstoffstrahl kreuzenden Kaliumatomstrahls bestimmt. Die Methode beruht auf der Tatsache, daß die Moleküle in einem Agglomerat sich gegenseitig abschirmen und daher im Mittel um so weniger zur Streuung beitragen, je größer das Agglomerat ist. Sie hat den Vorteil, daß eine evtl. Veränderung der Agglomerate beim Streuprozess das Meßergebnis nicht beeinflußt.

Bei der Bildung der Agglomerate im Überschallstrahl wird die entstehende Kondensationswärme von freien Molekülen abgeführt, die zum überwiegenden Teil aus dem Strahl ausscheiden. Es ist aber auch im kondensierten Molekularstrahl ein gewisser Rest nicht-kondensierter Moleküle zu erwarten. Er kann mit der im folgenden beschriebenen Methode nachgewiesen werden, da er wegen des verringerten Streuquerschnitts der agglomerierten Moleküle einen verhältnismäßig hohen Beitrag zur Gesamtstreuung des Kaliumstrahls liefert. Im zweiten Teil der Versuche wird der  $\text{N}_2$ -Strahl dazu vor der Kreuzung mit dem K-Strahl durch eine Streukammer geschickt, in der die Einzelmoleküle aus dem Strahl herausgestreut werden, während die Agglomerate aufgrund ihrer größeren Masse das Streuvolumen praktisch ungestört durchdringen. Aus der Verringerung der K-Strahlenschwächung beim Filtern des kondensierten Molekularstrahls mit der Streukammer läßt sich der im kondensierten Molekularstrahl ursprünglich enthaltene Anteil unkondensierter Moleküle bestimmen. Unter Annahme eines Kugeltropfenmodells für die Agglomerate wird aus den gemessenen effektiven Streuquerschnitten die mittlere Agglomeratgröße abgeschätzt.

### Apparativer Aufbau

In Abb. 1 ist die verwendete Versuchsanordnung isometrisch dargestellt. Das Erzeugungssystem für den Stickstoffstrahl ist dem in<sup>5</sup> beschriebenen ähnlich. Auf die Düsentemperatur vorgekühltes Gas expandiert aus

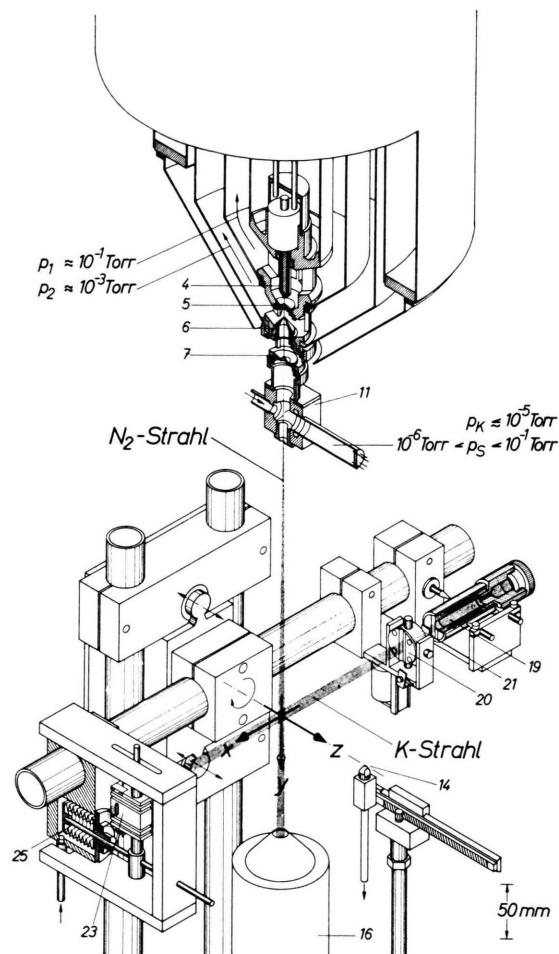


Abb. 1. Isometrische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Streuung des K-Atomstrahls an kondensierten und unkondensierten  $\text{N}_2$ -Molekularstrahlen. Die gesamte Anordnung befindet sich in einer Vakuumkammer mit 1000 mm  $\varnothing$ . Erläuterung der Zahlen im Text.

der mit einem Schnellschlußventil (7) ausgerüsteten, konvergenten Düse (4), tritt durch den Abschäler (5) und zwei Kollimatoren (6, 7) ins Hochvakuum und wird nach Durchsetzen des Kaliumstrahls vom Rohr (16) aufgefangen. Die engsten Durchmesser von Düse, Abschäler und Kollimatoren betragen in der genannten Reihenfolge 0,42; 0,46; 0,57 und 1,93 mm, die Abstände  $y$  zwischen Düse ( $y=0$ ) und Abschäler bzw. Kollimatoren sind 5,0; 16,5 und 53,7 mm. Die auf den Kollimator (7) folgende Streukammer (11) befand sich nur beim zweiten Teil der Versuche im Strahlgang. Zur Intensitätsmessung dient wie in<sup>8</sup> eine Kombination aus Staurohr und Membranmikromanometer mit verschiebbarer Staurohröffnung (14) von 1,06 mm  $\varnothing$ . Das aus Ofen (19), Kollimator (20) mit Strahlschließer

<sup>6</sup> K. BIER u. O. HAGENA, Z. Angew. Phys. **14**, 658 [1962].

<sup>7</sup> O. F. HAGENA, Z. Angew. Phys. **16**, 183 [1963].

<sup>8</sup> E. W. BECKER u. K. BIER, Z. Naturforsch. **9a**, 975 [1954].

(21), Detektor (23) sowie den nicht gezeigten Kühlkappen um Ofen und Detektor bestehende Kaliumstrahl-System kann mit Hilfe einer von außen bedienbaren Haltevorrichtung quer zum  $N_2$ -Strahl verschoben und auf maximale Strahldurchsetzung justiert werden. Der Detektor (23) läßt sich zudem mit einer Hydraulik (25) auf die Mitte des Kaliumstrahls einstellen. Die Breiten von Ofenspalt, Kollimatorspalt und Detektorband betragen 0,11; 0,41 und 1,0 mm, ihre jeweiligen  $x$ -Koordinaten bezüglich des Streuzentrums ( $x=0$ ) sind -72,2; -33,2 und +103,3 mm. Der von KUSCH<sup>9</sup> definierte Auflösungswinkel  $\alpha_0$  ergibt sich für unsere Anordnung zu 45°.

Zur Messung der K-Strahlschwächung wird der  $N_2$ -Strahl mit Hilfe des Schnellschlußventils impulsweise erzeugt. Die durch die  $N_2$ -Impulse bewirkte Schwächung der K-Intensität bildet sich in entsprechenden Signalen des durch Oberflächenionisation im Detektor erzeugten K-Ionenstromes ab. Die Schwächungsimpulse werden oszillographiert und ihre Amplituden im stationären Bereich<sup>7</sup> ausgemessen. Dann liefert das Verhältnis der Ionenstromschwächung zum parallel gemessenen mittleren Ionenstrom die relative Schwächung oder Extinktion  $\Delta j_K/j_K$  des K-Strahls.

### Experimentelle Ergebnisse

Durch Verschieben der Staurohröffnung wurden die Profile der Intensität  $j_{N_2}$  der stationären Stickstoffmolekularstrahlen in der Entfernung  $y = 103$  mm von der  $N_2$ -Düse unter Variation des Einlaßdruckes  $p_0$  vor der Düse mit und ohne Düsenkühlung gemessen. Die entsprechenden Profile der Extinktion  $\Delta j_K/j_K$  wurden durch Verschieben des K-Strahl-Systems in  $z$ -Richtung (Abb. 1) bestimmt. Dabei zeigten sich auch außerhalb der  $N_2$ -Strahlzone Extinktionssignale, die im untersuchten Bereich  $z$ -unabhängig waren. Sie können auf Moleküle zurückgeführt werden, die durch die Agglomerate aus der zweiten Druckstufe herausgestreut werden. Bei den im folgenden beschriebenen Experimenten mit gekreuzten Strahlmitteln, also  $z=0$ , wird daher die Extinktion außerhalb der Strahlzone von der in Strahlmitte gemessenen subtrahiert.

Nach Abb. 2 zeigt die durch die  $N_2$ -Impulse bewirkte Extinktion  $\Delta j_K/j_K$  bei der Düsentemperatur  $T_0 = 293$  °K praktisch die gleiche Abhängigkeit vom Einlaßdruck des Stickstoffs wie die stationäre Intensität des  $N_2$ -Strahls. Bei  $T_0 = 78$  °K, d. h. bei Küh-

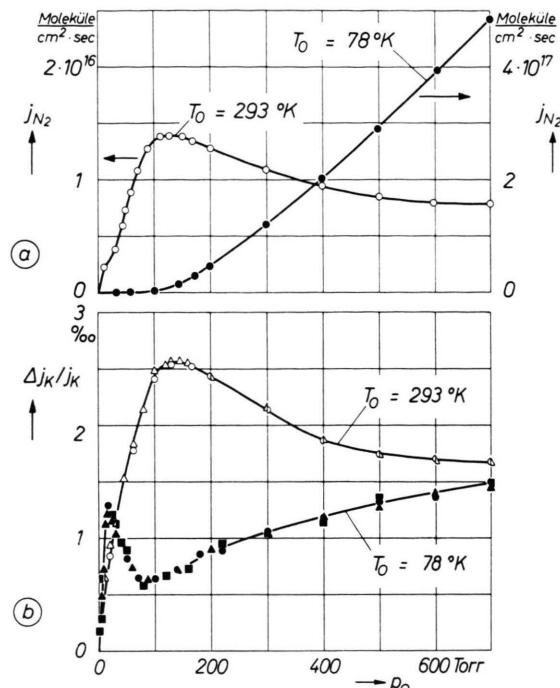


Abb. 2. Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$  des Stickstoffs: a) der in 103 mm Entfernung von der Düse gemessenen Intensität  $j_{N_2}$  des stationären  $N_2$ -Strahls; b) der in gleicher Entfernung durch  $N_2$ -Impulse verursachten Extinktion  $\Delta j_K/j_K$  des K-Strahls. Nur in a) gelten verschiedene Ordinatenmaßstäbe für die beiden Düsentemperaturen. In b) sind Meßreihen mit verschiedenen K-Intensitäten eingetragen:  $i_K = 6,3 \mu\text{A}$  (volle Kreise),  $3,4 \mu\text{A}$  (volle Quadrate),  $6,7 \mu\text{A}$  (volle Dreiecke),  $7,6 \mu\text{A}$  (leere Kreise) und  $6,3 \mu\text{A}$  (leere Dreiecke).

lung der Düse mit flüssigem Stickstoff, verlaufen die beiden Kurven dagegen deutlich verschieden: zwischen  $p_0 = 100$  und 700 Torr steigt die Intensität um den Faktor 100, während die Extinktion nur um den Faktor 2 anwächst. Der Unterschied beruht auf der in der Einleitung erwähnten gegenseitigen Abschattung der Moleküle beim Zusammenlagern zu Agglomeraten. Unterhalb von  $p_0 = 80$  Torr, wo der Stickstoffstrahl auch bei  $T_0 = 78$  °K praktisch nur aus Einzelmolekülen besteht, zeigt  $\Delta j_K/j_K$  qualitativ den gleichen Verlauf wie bei Zimmertemperatur. Die Verschiebung des Maximums von  $p_0 = 132$  Torr bei 293 °K auf etwa 20 Torr bei 78 °K ist dabei durch die höhere Gasdichte und den größeren gaskinetischen Wirkungsquerschnitt bedingt<sup>10</sup>.

<sup>9</sup> P. KUSCH, J. Chem. Phys. **40**, 1 [1964].

<sup>10</sup> Vgl. z. B. R. CAMPARGUE, Rev. Sci. Instrum. **35**, 111 [1964]. Bei der im stationären Betrieb gemessenen Kurve für  $j_{N_2}$  ist bei 78 °K kein Maximum in der Nähe von 20 Torr zu erkennen. Der Unterschied gegenüber der Kurve für  $\Delta j_K/j_K$  kann damit erklärt werden, daß bei 78 °K im Fall des stationären Betriebes das für das Auftreten des Maximums er-

forderliche hohe Expansionsverhältnis nicht erreicht wird. Durch Messung der Intensität bei gepulstem  $N_2$ -Strahl konnte in der Entfernung  $y = 51$  mm das Maximum bei 20 Torr nachgewiesen werden. Oberhalb von 80 Torr, d. h. im Bereich des kondensierten Strahls, stimmen die Einlaßdruckabhängigkeiten von stationärem und gepulstem Strahl praktisch überein.

Nach Einschalten der Streukammer in den Stickstoffstrahlengang wurden die Versuche in größerer Entfernung von der  $N_2$ -Düse ( $y = 162$  mm) unter Variation von  $p_s$ , dem Druck des als Streugas zugeführten Stickstoffs, wiederholt. Die dem Strahl zugeschreibende Intensität  $j_{N_2}^*$  ergibt sich dabei aus der Gesamtintensität abzüglich der Intensität der Streukammerausströmung, die ohne Strahl gemessen wird. Die von den Strahlimpulsen bewirkte Extinktion  $\Delta^*j_K/j_K$  erhält man aus der Gesamtextinktion nach Abzug der auf die Strahlmitte interpolierten, außerhalb der Strahlzone gemessenen Extinktion. Letztere röhrt von Molekülen her, die bei Wechselwirkung der Strahlteilchen mit dem Streugas aus der Streukammer herausgestreut werden. Sie lässt sich von der Strahlextinktion aufgrund ihrer anderen Winkelverteilung unterscheiden.

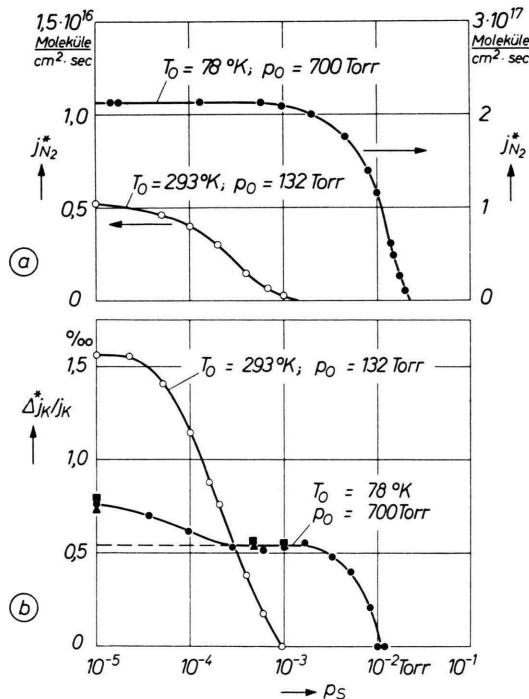


Abb. 3. Einfluß des Streukammerdruckes  $p_s$  auf: a) die Intensität  $j_{N_2}^*$  des  $N_2$ -Strahls in 162 mm Entfernung von der Düse; b) die Extinktion  $\Delta^*j_K/j_K$  des K-Strahls durch  $N_2$ -Impulse in der gleichen Entfernung. Unterschiedliche Symbole kennzeichnen verschiedene Meßreihen.

<sup>11</sup> Diese Erklärung wird durch die  $p_s$ -Abhängigkeit des Extinktionssignals der unkondensierten Strahlen bei  $T_0 = 78^\circ\text{K}$  ( $p_0 < 80$  Torr) bekräftigt. Es wird durch den gleichen Streukammerdruck gerade völlig unterdrückt, bei dem die erste Verringerung der Extinktion der kondensierten Strahlen abgeschlossen ist. — Der unkondensierte Anteil bei  $T_0 = 78^\circ\text{K}$  wird wegen seiner geringeren Geschwindig-

keit  $j_{N_2}^*$  und die Extinktion  $\Delta^*j_K/j_K$  unkondensierter Strahlen ( $T_0 = 293^\circ\text{K}$ ) fallen bei Steigerung des Streukammerdruckes im Bereich  $p_s < 10^{-3}$  Torr proportional zueinander auf verschwindend kleine Werte ab (Abb. 3). Die Intensität kondensierter Strahlen ( $T_0 = 78^\circ\text{K}$ ) bleibt aufgrund der größeren Persistenz der Agglomerate im Bereich  $p_s < 10^{-3}$  Torr praktisch konstant. Dagegen verringert sich die Extinktion im Bereich  $p_s \lesssim 5 \cdot 10^{-4}$  Torr um etwa 30%, bleibt dann bis  $p_s \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Torr konstant, um schließlich parallel zur Intensität zu verschwinden. Der Unterschied im Verhalten von Intensität und Extinktion kondensierter Strahlen lässt sich mit dem Ausfiltern restlicher Einzelmoleküle aus dem ursprünglichen Strahl durch die Streuprozesse in der Streukammer erklären. Diese freien Moleküle liefern offenbar nur einen verschwindend kleinen Beitrag zur Intensität, wegen ihres relativ großen Streuquerschnitts aber etwa 30% der Gesamtextinktion <sup>11</sup>.

### Auswertung

Zunächst wird ein effektiver totaler Streuquerschnitt zwischen K-Atom und  $N_2$ -Molekül bestimmt, unabhängig davon, ob es sich um freie oder agglomerierte Moleküle handelt: Unter der bei den beschriebenen Experimenten stets erfüllten Voraussetzung  $\Delta j_K/j_K \ll 1$  gilt die Beziehung

$$\sigma_{\text{eff}}(v_{K,w}) = (\Delta j_K/j_K) [\bar{H}(w_{N_2}, v_K) \cdot w_2^{-1} \int j_{N_2} dx]^{-1}. \quad (1)$$

Darin wird der von der Relativgeschwindigkeit  $g$  der Stoßpartner abhängige effektive Streuquerschnitt für den willkürlichen Bezugswert  $v_{K,w}$ , die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im K-Strahl, angegeben. Diese betrug 640 m/s. Wegen der für Düsenstrahlen charakteristischen Einengung der Geschwindigkeitsverteilung <sup>1, 12</sup> kann im  $N_2$ -Strahl praktisch eine  $p_0$ -unabhängige, homogene Geschwindigkeit  $w_{N_2}$ , die aus Laufzeitmessungen bekannt ist, angenommen werden. Sie betrug  $w_{N_2} = 400$  m/s bei  $T_0 = 78^\circ\text{K}$  und  $w_{N_2} = 760$  m/s bei  $T_0 = 293^\circ\text{K}$ .

Die Hilfsfunktion <sup>13</sup>  $\bar{H}(w_{N_2}, v_K)$  berücksichtigt die Geschwindigkeitsverteilung im K-Strahl sowie die

keit durch etwas kleineren Streukammerdruck aufgezehrt als der unkondensierte Strahl bei  $T_0 = 293^\circ\text{K}$ .

<sup>12</sup> E. W. BECKER u. W. HENKES, Z. Phys. **146**, 320 [1956].

<sup>13</sup> Die Hilfsfunktion wurde nach dem Muster von K. BERKLING, R. HELBING, K. KRAMER, H. PAULY, CH. SCHLIER u. P. TOSCHEK, Z. Phys. **166**, 406 [1962] bestimmt.

$g^{-2/5}$ -Abhängigkeit des Streuquerschnitts für Stoßpartner, zwischen denen asymptotisch ein  $r^{-6}$ -Potential wirkt. Es ergab sich  $\bar{H} = 1,16$  für  $T_0 = 78^\circ\text{K}$  und  $\bar{H} = 1,40$  für  $T_0 = 293^\circ\text{K}$ .

Das Integral über die Stickstoffintensität läßt sich direkt durch Integration über die gemessenen Intensitätsprofile bestimmen. Im Fall kondensierter Strahlen wirkt erleichternd, daß mit hoher Genauigkeit Rechteckprofile der Intensität angenommen werden dürfen.

Als Ergebnis der Auswertung zeigt Abb. 4 die Abhängigkeit des effektiven Streuquerschnitts vom Einlaßdruck bei den beiden Düsentemperaturen.

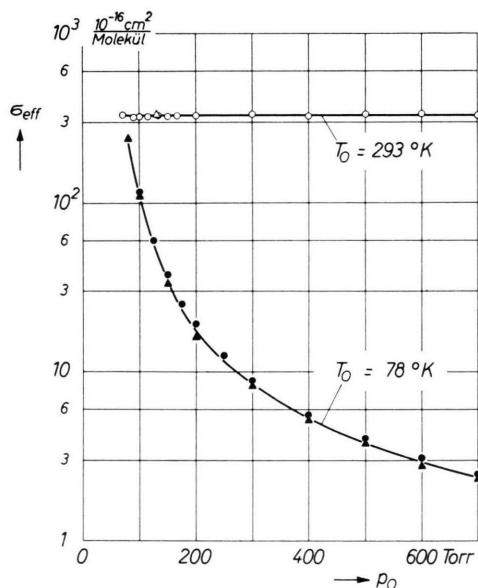


Abb. 4. Der effektive Streuquerschnitt  $\sigma_{\text{eff}}$  in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$  des Stickstoffs. Es wurden Messungen in 103 mm (Kreise) und 162 mm (Dreiecke) Entfernung von der Düse ausgewertet.

Für die unkondensierten  $\text{N}_2$ -Strahlen ( $T_0 = 293^\circ\text{K}$ ) erweist sich  $\sigma_{\text{eff}}$  erwartungsgemäß als von  $p_0$  unabhängig. Aus dem gemessenen Wert folgt unter Berücksichtigung des gegebenen Auflösungswinkels ein quantenmechanischer Grenzwert von etwa  $660 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ , der mit Literaturdaten im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmt<sup>14</sup>. Bei kondensierten  $\text{N}_2$ -Strahlen ( $T_0 = 78^\circ\text{K}$ ) verringert sich der effek-

<sup>14</sup> H. PAULY u. R. HELBING, Z. Phys. **179**, 16 [1964], haben die Abhängigkeit des totalen  $\text{K}-\text{N}_2$ -Streuquerschnitts vom Auflösungswinkel  $\alpha_0$  aus Messungen des differentiellen Streuquerschnitts bestimmt. Sie finden, daß bei  $\alpha_0 = 45^\circ$  etwa die Hälfte des Grenzwertes für  $\alpha_0 \lesssim 1^\circ$  gemessen wird. Aus dem von ihnen angegebenen  $\text{K}-\text{Ar}$ -Streuquer-

Streuquerschnitt pro  $\text{N}_2$ -Molekülen dagegen im untersuchten  $p_0$ -Bereich um etwa zwei Größenordnungen gegenüber dem des freien Moleküls.

Aus den Experimenten mit Streukammer läßt sich unter Verwendung des gemessenen Streuquerschnitts des freien Moleküls die Intensität  $(j_{\text{N}_2})_1$  der im ursprünglichen Strahl vorhandenen, freien Moleküle abschätzen. Abb. 5 a zeigt  $(j_{\text{N}_2})_1$  in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$ . Durch Vergleich mit Abb. 3 b findet man, daß bei  $p_0 = 700$  Torr die Intensität des unkondensierten Anteils etwa 0,15% der Gesamtintensität beträgt.

Um aus den gemessenen effektiven Streuquerschnitten der agglomerierten Moleküle die mittlere Molekülezahl pro Agglomerat abzuschätzen, wird angenommen, daß die Agglomerate Kugeln homogener Dichte seien. Für das Potential zwischen einem solchen Kugeltropfen und einem K-Atom in Abstand  $r$  von dessen Mittelpunkt findet man durch Superposition der zwischenmolekularen Kräfte den Ausdruck

$$V(r) = -N C r^{-6} (1 - R_N^2/r^2)^{-3}, \quad (2)$$

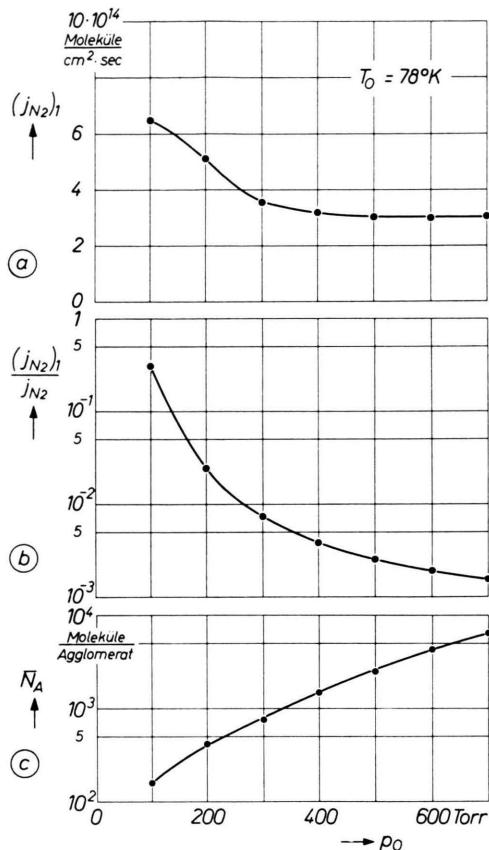
wobei  $N$  die Anzahl der agglomerierten Moleküle,  $C$  die VAN-DER-WAALS-Konstante und  $R_N$  den Kugelradius bedeuten. Damit kann man den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_N$  zwischen K-Atom und  $\text{N}_2$ -Kugeltropfen bestimmen und erhält näherungsweise<sup>15</sup>

$$\sigma_N = \pi R_N^2 + N^{1/3} \sigma_1, \quad (3)$$

wobei  $\sigma_1$  für freie Moleküle gilt. Der erste Term entspricht dem Kugelquerschnitt, der zweite einem „VAN-DER-WAALS-Saum“, der wie  $\sigma_1$  vom jeweiligen Auflösungswinkel abhängt. Unter Annahme einer Dichte der Moleküle im Agglomerat wie in festem Stickstoff erhält man für  $\pi R_N^2$  den Wert  $15,4 \cdot N^{2/3} \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  und erkennt, daß für  $N < 10^4$  dieser Anteil kleiner ist als der VAN-DER-WAALS-Saum. Durch Vergleich des modellmäßigen effektiven Streuquerschnitts  $\sigma_N/N$  mit dem gemessenen ergibt sich die in Abb. 5 b dargestellte mittlere Molekülezahl pro Agglomerat in Abhängigkeit vom Einlaßdruck. Sie steigt im untersuchten Bereich von etwa 160 auf 6500 an. Im gleichen Bereich nimmt der Anteil der im ungefilterten Strahl in unkondensierter Form vorliegenden Molekülen von 30% auf 0,15% ab.

schnitt von  $680 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  ermittelt man unter Berücksichtigung der von E. W. ROTHE und R. B. BERNSTEIN, J. Chem. Phys. **31**, 1619 [1959], gefundenen Relation  $\sigma_{\text{K}-\text{N}_2}/\sigma_{\text{K}-\text{Ar}} = 0,97$  ein  $\sigma_{\text{K}-\text{N}_2}(640 \text{ m/s}) = 633 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ .

<sup>15</sup> Vgl. J. GSPANN, Dissertation Karlsruhe 1966.



Der Anteil unkondensierter Moleküle kann im Prinzip dadurch vermindert werden, daß man die Richtungsverteilung der freien Moleküle aufweitet und diese anschließend abschält. Da das Gas einer Streukammer stets selbst einen gewissen Teilchenstrom in Strahlrichtung liefert, empfiehlt es sich, zur Erzeugung eines „reinen“ Agglomeratstrahls die freien Moleküle mittels eines Querstrahls aus dem kondensierten Molekularstrahl herauszustreuen.

Wir danken Herrn Prof. Dr. E. W. BECKER für die Anregung und stete Förderung dieser Arbeit. Herrn J. DRÖGE danken wir für seine Hilfe beim Bau und Betrieb der Molekularstrahlapparatur. Die Arbeit wurde durch eine Sachbeihilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.

Abb. 5. Einfluß des  $\text{N}_2$ -Einlaßdruckes  $p_0$  bei den kondensierten Molekularstrahlen auf: a) die Intensität  $(j_{N_2})_1$  der restlichen freien Moleküle in 162 mm Entfernung von der Düse; b) den Restgasanteil an der Gesamtintensität,  $(j_{N_2})_1/j_{N_2}$ ; c) die mittlere Anzahl  $N_A$  der Moleküle pro Agglomerat.