

in Fermi-Darstellung; die Quellendicke betrug hier etwa  $15 \text{ mg/cm}^2$ . Bei diesen Messungen und weiteren ähnlichen wurde ein einfaches Positronenspektrum erlaubter Form gefunden. Die Grenzenergie ergab sich aus sechs unabhängigen Bestimmungen zu  $1,89 \pm 0,01 \text{ MeV}$  (Fehlergrenze).

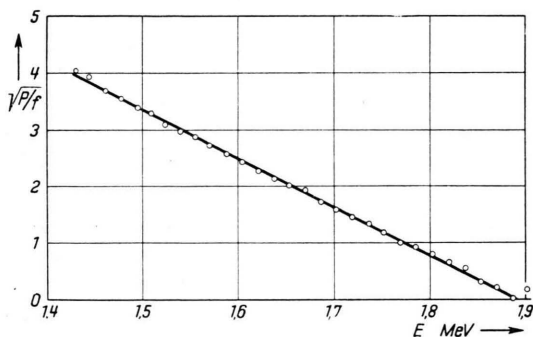


Abb. 2. Der energiereiche Teil des  $\beta$ -Spektrums von  $V^{47}$  in Fermi-Darstellung.

### 3. $\gamma$ -Messungen

Nach  $\gamma$ -Strahlung wurde auf zwei Wegen gesucht. Erstens wurde das  $\beta$ -Spektrum bis  $30 \text{ keV}$  hinab nach Konversionslinien abgetastet. Zweitens wurde das Sekundärelektronenspektrum aus einer Au-Folie von  $0,9 \mu$  Dicke im Elektronenenergiebereich  $50 \text{ keV}$  bis  $210 \text{ keV}$  aufgenommen. In beiden Fällen wurden keine Anzeichen für Kern- $\gamma$ -Strahlung gefunden. Konversionselektro-

nen einer etwaigen  $\gamma$ -Strahlung von  $160 \text{ keV}$  treten in höchstens  $0,08\%$  aller  $\beta$ -Zerfälle auf; das entspricht<sup>9</sup> einer oberen Grenze von  $20\%$  für die Intensität der  $\gamma$ -Strahlung vom  $160 \text{ keV}$ -Niveau<sup>7</sup> zum Grundzustand des  $Ti^{47}$ .

### 4. Zerfallsschema

Die Meßergebnisse dieser Arbeit und die meisten Resultate früherer Untersuchungen lassen sich in dem in Abb. 3 gezeigten Schema des  $\beta^+$ -Zerfalls zusammenfassen. Parallel zum Positronenübergang erwartet man Elektreneinfang. Der theoretische Wert<sup>10</sup> des Verzweungsverhältnisses K-Einfang zu Positronenemission beträgt  $3,6\%$ .

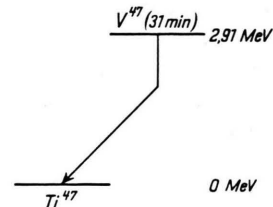


Abb. 3. Schema des  $\beta^+$ -Zerfalls von  $V^{47}$ .

Der Wert des  $\log ft$  für den Übergang von  $V^{47}$  zu  $Ti^{47}$  beträgt  $4,87$ . Der Übergang ist also erlaubt.

Herrn Prof. W. Bothe danke ich für sein förderndes Interesse, Herrn Dr. L. Koester für die Durchführung der Bestrahlungen.

Für die Untersuchung wurden Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitbenutzt.

<sup>9</sup> M. E. Rose, G. H. Goertzel, B. I. Spinrad, J. Harr u. P. Strong, Phys. Rev. **83**, 79 [1951].

<sup>10</sup> E. Feenberg u. G. Trigg, Rev. Mod. Phys. **22**, 399 [1950].

## Die Erzeugung eines intensiven, teilweise monochromatisierten Wasserstoff-Molekularstrahles mit einer Laval-Düse

Von E. W. BECKER und K. BIER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg (Lahn)

(Z. Naturforsch. **9a**, 975—986 [1954]; eingegangen am 30. August 1954)

Die Möglichkeiten zur Erzeugung eines intensiven, teilweise monochromatisierten Wasserstoff-Molekularstrahls mit einer Laval-Düse werden im Hinblick auf Streuver-suche mit gekreuzten Molekularstrahlen unter Ausnutzung der größten z. Zt. erreichbaren Pumpkapazitäten untersucht. Auf Grund systematischer Messungen kann ein Strahlerzeugungssystem angegeben werden, das in  $77 \text{ mm}$  Entfernung von der Kollimatorblende noch Stromdichten von  $3 \cdot 10^{17}$  Teilchen/sec  $\text{cm}^2$  in einem Umgebungsdruck von  $1 \cdot 10^{-5}$  Torr liefert. Staudruckmessungen weisen darauf hin, daß der Strahl eine wesentlich einheitlichere Geschwindigkeitsverteilung besitzt als ein normaler „Ofenstrahl“. Die unmittelbare Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung wird in einer noch im Gang befindlichen Arbeit nach einer Laufzeitmethode durchgeführt.

Nach der quantenmechanischen Theorie hängt der Wirkungsquerschnitt für den gaskinetischen Zusammenstoß von Atomen oder Molekeln

von der Statistik der stoßenden Teilchen ab<sup>1</sup>. Während wir den von Halpern sowie de Boer und Cohen<sup>2</sup> vorhergesagten Einfluß der Statistik

<sup>1</sup> Zusammenfassende Darstellung: N. F. Mott u. H. S. W. Massey, The Theory of Atomic Collisions, 2. Aufl. Oxford 1950.

<sup>2</sup> O. Halpern, Phys. Rev. **82**, 561 [1951]; J. de Boer u. E. G. D. Cohen, Physica (4a) **17**, 993 [1951].



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 digitalized 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.

auf die Zähigkeit von gasförmigem  $\text{He}^3$  und  $\text{He}^4$  durch Messungen zwischen  $1,3^\circ$  und  $4,2^\circ \text{K}$  in vollem Umfange bestätigen konnten<sup>3</sup>, ließ sich ein entsprechender Effekt bei den *ortho*- und *para*-Modifikationen von  $\text{H}_2$  und  $\text{D}_2$ , wie er von Halpern und Gwathmey sowie Ry Rokuitiro Miyako<sup>4</sup> berechnet wurde, nicht entfernt in der richtigen Größenordnung nachweisen<sup>5</sup>. Da diese Diskrepanz von allgemeinerer Bedeutung sein kann, haben wir uns die Aufgabe gestellt, den Einfluß der Statistik auf den gaskinetischen Zusammenstoß bei tiefen Temperaturen durch Messung des differentiellen Streuquerschnitts mit gekreuzten, sehr langsamen Molekularstrahlen weiterzuverfolgen.

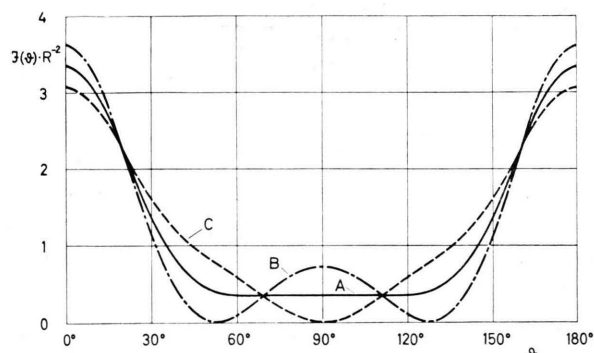


Abb. 1. Die nach dem Starr-Kugelmodell für  $K \cdot R = 3$  berechnete Streuverteilung  $J(\theta)$ ; ( $\theta$  = Ablenkwinkel im Schwerpunktsystem). Kurve A gilt für Boltzmann-Statistik, B und C für Bose-Einstein- bzw. Fermi-Dirac-Statistik.

Abb. 1 zeigt die mit dem Starr-Kugelmodell berechnete Streuverteilung für *para*-Wasserstoffmolekeln mit der mittleren Geschwindigkeit bei  $20^\circ \text{K}$ <sup>6</sup>. Die Kurven gelten unter der Voraussetzung, daß die stoßenden Teilchen der Bose-Einstein-(Kurve B), der Fermi-Dirac-(Kurve C) bzw.

der Boltzmann-Statistik gehorchen (Kurve A). Aus der Abbildung geht hervor, daß vor allem das Verhalten der Streuintensität in der Umgebung von  $\theta = 90^\circ$  ( $\theta$  = Ablenkwinkel im Schwerpunktsystem) eine Entscheidung zwischen den drei Möglichkeiten zulassen müßte.

Zur Durchführung des Experimentes benötigt man sehr intensive, möglichst monoenergetische Molekularstrahlen. Da das Ausblenden eines begrenzten Geschwindigkeitsintervalls aus einem normalen, mit einem „Ofen“ erzeugten Molekularstrahl einen erheblichen Intensitätsverlust mit sich bringt, erscheint dieses Verfahren im vorliegenden Fall wenig aussichtsreich. Verwendet man dagegen zur Erzeugung des Molekularstrahls nach Kantrowitz und Grey eine Laval-Düse, so sollte sich neben einer Steigerung der Intensität von selbst eine teilweise Monochromatisierung des Strahls ergeben<sup>7</sup>. Über dieses Verfahren liegen bisher kaum experimentelle Ergebnisse vor. Es wurde zwar von Kistiakowsky und Slichter<sup>8</sup> schon praktisch durchgeführt, doch waren diese Autoren durch das Fehlen großer Pumpen bei den Versuchen so behindert, daß die von ihnen erzielten experimentellen Ergebnisse keinen wirklichen Aufschluß über die Leistungsfähigkeit der Methode geben.

In der vorliegenden Arbeit berichten wir über Versuche zur Erzeugung intensiver Wasserstoff-Molekularstrahlen mit einer Laval-Düse, die wir im Hinblick auf die geplanten Streuexperimente unter Ausnutzung der größten zur Zeit erreichbaren Pumpkapazitäten durchgeführt haben. Auf Grund der Messungen kann ein Strahlerzeugungssystem angegeben werden, das bei Zimmertemperatur in 77 mm Abstand von der Kollimatorblende noch eine Stromdichte des Molekularstrahls von  $3 \cdot 10^{17}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> sec liefert<sup>9</sup>. Staudruckmes-

<sup>3</sup> E. W. Becker, R. Misenta u. F. Schmeißner, Z. Phys. **137**, 126 [1954].

<sup>4</sup> O. Halpern u. E. Gwathmey, Phys. Rev. **52**, 944 [1937]; Ry Rokuitiro Miyako, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **24**, 852 [1942].

<sup>5</sup> E. W. Becker u. O. Stehl, Z. Phys. **133**, 615 [1952]; E. W. Becker, R. Misenta u. O. Stehl, Z. Phys. **136**, 457 [1953].

<sup>6</sup> Die Kurven wurden nach der Partialwellenmethode berechnet mit den bei H. S. W. Massey u. C. B. O. Mohr (Proc. Roy. Soc. A **141**, 434 [1933]) tabulierten Phasen für ein Starr-Kugelmodell mit  $K \cdot R = 3$ ; die zugehörige Wellenzahl  $K$  entspricht beim Wasserstoff ( $R = 2,75 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ ) der mittleren gaskinetischen Energie bei  $20^\circ \text{K}$ . Die speziellen Annahmen (Starr-Kugelmodell, monoenergetische Teilchen) bedeuten für die Diskussion der zu erwartenden Streuverteilung keine

wesentliche Einschränkung, da das charakteristische Verhalten des Wirkungsquerschnitts in der Umgebung von  $\theta = 90^\circ$  weitgehend unabhängig vom Potentialansatz und von der Energie ist.

<sup>7</sup> A. Kantrowitz u. J. Grey, Rev. Sci. Instrum. **22**, 328 [1951]. In dieser Arbeit wird theoretisch gezeigt, daß die erreichbare Intensitätssteigerung und Monochromatisierung stark mit der Mach-Zahl  $M = v/c$  zunimmt ( $v$  = Strömungsgeschwindigkeit,  $c$  = Schallgeschwindigkeit).

<sup>8</sup> G. B. Kistiakowsky u. W. P. Slichter, Rev. Sci. Instrum. **22**, 333 [1951].

<sup>9</sup> In einer in der Z. Naturforschg. **4a**, 101 [1949] erschienenen Arbeit beschreiben H. G. Nöller, G. W. Oetjen u. R. Jaekel die Erzeugung eines intensiven Wasserstoff-Molekularstrahls durch eine „Ofen“-Ausströmung unter vergleichbaren Pumpverhältnissen.

sungen weisen darauf hin, daß der erzeugte Molekularstrahl eine wesentlich einheitlichere Geschwindigkeit besitzt als ein „Ofenstrahl“. Die unmittelbare Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung wird in einer noch im Gang befindlichen Arbeit nach einer Laufzeitmethode durchgeführt.

### A. Vorversuche

#### 1. Dimensionierung der Laval-Düse und Bestimmung der Mach-Zahlen

Die Erzeugung des Molekularstrahls mit einer Laval-Düse erfordert naturgemäß den Einsatz relativ großer Gasmengen. Der größte Teil des Gases kann jedoch im Raum zwischen Düse und Abschäler<sup>10</sup> („Düsenraum“) bei verhältnismäßig hohem Druck abgesaugt werden. Zum Evakuieren des Düsenraumes eignete sich von den technisch zur Verfügung stehenden Pumpen am besten eine Quecksilber-Dampfstrahlpumpe (Modell Hg 45 der Fa. Leybold), die bei einem Ansaugdruck von 0,1 Torr ihre maximale Saugleistung von ungefähr 45 l/sec besitzt. Durch die Wahl dieser Pumpe war die maximale Einströmung durch die Laval-Düse auf etwa 10 n cm<sup>3</sup>/sec begrenzt.

Die mit einer bestimmten Laval-Düse erzielbare Mach-Zahl ist theoretisch durch das Verhältnis des Mündungsquerschnittes  $Q_1$  zum engsten Querschnitt  $Q^*$  festgelegt, da dieses das zur Düse gehörige Expansionsverhältnis  $p_0/p_1$  bestimmt ( $p_0$  = Anfangsdruck in dem Raum vor der Düse,  $p_1$  = Druck in der Düsenmündung). Um bei einem zweiatomigen Gas ( $\kappa = 1,40$ ) beispielsweise eine Mach-Zahl  $M = 4$  zu erreichen, benötigt man ein Querschnittsverhältnis  $Q_1/Q^* = 10,7$  und ein dazugehöriges Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 150^{11}$ , d. h. der statische Druck im Düsenraum,  $p_0$ , muß 150-mal kleiner sein als der Druck im Vorratsbehälter vor der Düse<sup>12</sup>. Nimmt man an, daß  $p_0$  etwa 0,2 Torr beträgt<sup>13</sup>, so ergibt sich damit ein Anfangsdruck  $p_0 = 30$  Torr. Aus der für eine

reibungsfreie Strömung gültigen Formel für die Durchflußmenge einer Laval-Düse<sup>14</sup>

$$G = \left\{ \frac{2\kappa\mu}{(\kappa+1) \cdot RT_0} \right\}^{1/2} \cdot \left\{ \frac{2}{\kappa+1} \right\}^{1/(\kappa-1)} \cdot p_0 Q^* \quad (1)$$

( $\mu$  = Masse eines Mols,  $T_0$  = Temperatur im Raum vor der Düse) berechnet man für Wasserstoff von Zimmertemperatur mit dem zulässigen Wert von  $G = 10$  n cm<sup>3</sup>/sec einen Düsendurchmesser an der engsten Stelle von  $d^* = 0,64$  mm.

Die bei den folgenden Messungen benutzte Laval-Düse ist in Abb. 2 zusammen mit dem später verwendeten Abschäler im Schnitt dargestellt. Ihr engster Durchmesser wurde mit 0,51 mm etwas kleiner gewählt als der oben berechnete Wert, damit auch höhere Anfangsdrücke als  $p_0 = 30$  Torr verwendet werden

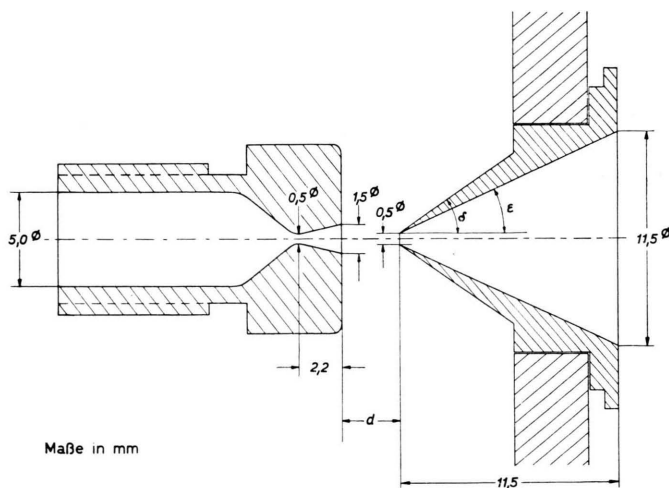


Abb. 2. Die zur Strahlerzeugung verwendete Laval-Düse mit dem Abschäler. (Halber Öffnungswinkel des Abschälers:  $\delta = 35^\circ$ ,  $\varepsilon = 25^\circ$ .)

konnten; der Mündungsdurchmesser beträgt 1,5 mm. Die Düse ist aus Messing gedreht und innen sorgfältig poliert.

Für 4 cm Entfernung vom Kollimatorschlitz geben sie einen Teilchenstrom von  $3,6 \cdot 10^{17}$  Teilchen/sec an. Die effektive Auffängerfläche ist bei Berücksichtigung des Halbschattengebietes etwa 1 cm<sup>2</sup>. Damit ergibt sich in der bei uns benutzten Entfernung von 77 mm eine maximale Stromdichte von  $1,2 \cdot 10^{17}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> sec. Die Verfasser ziehen die Möglichkeit in Erwägung, daß die von ihnen mitgeteilten Stromstärken maximal um den Faktor 3 zu hoch angegeben sind. (Vgl. auch unsere Versuche in Teil C.)

<sup>10</sup> Als Abschäler bezeichnen wir die erste kegelförmige Blende, mit der die Randzonen des Laval-Strahls ausgeblendet werden (s. unten).

<sup>11</sup> Vgl. z. B. E. Schmidt, Thermodynamik, 5. Aufl. Springer-Verlag Berlin/Göttingen/Heidelberg 1953, S. 271.

<sup>12</sup> Ist  $p_0$  größer bzw. kleiner als  $p_1$ , so wird der

Laval-Strahl in der Düsenmündung zusammengedrückt oder er platzt beim Verlassen der Düse auseinander. Das führt in beiden Fällen zu einem „Pulsieren“ des Strahls hinter der Düse, d. h. zur Überlagerung einer Radialschwingung des Strahls (vgl. E. Schmidt, l. c.<sup>11</sup>, S. 276). Vgl. auch die weiter unten beschriebenen Experimente.

<sup>13</sup> Dabei ist angenommen worden, daß an der Pumpenleitung zwischen Düsenraum und Hg-Pumpe ein Druckabfall von  $\approx 0,1$  Torr entsteht; der Ansaugdruck an der Pumpe soll wegen des erwähnten Saugmaximums 0,1 Torr betragen.

<sup>14</sup> E. Schmidt, l. c.<sup>11</sup>; Gl. (1) gilt nur unter der Voraussetzung, daß  $p_0 \leq p_1$  ist. Der Einfluß der Reibung, der i. a. durch eine „Ausflußziffer“  $\varphi < 1$  berücksichtigt wird, kann — wie die Messungen zeigen — im vorliegenden Fall vernachlässigt werden.

An dieser Düse wurde mit Wasserstoff<sup>15</sup> von Zimmertemperatur eine Durchflußmenge  $G = 0,18 \cdot p_0 \text{ n cm}^3/\text{sec}$  ( $p_0$  in Torr) gemessen, während man mit (1) einen Wert von  $G = 0,19 \cdot p_0 \text{ n cm}^3/\text{sec}$  berechnet. Die relativ gute Übereinstimmung zeigt, daß auch bei einer so kleinen Laval-Düse der Einfluß der Reibung verhältnismäßig gering ist. Die Abweichung der gemessenen Durchflußmenge vom theoretischen Wert steht im Einklang mit den Erfahrungen bei größeren Düsen<sup>11</sup>.

Um sicherzustellen, daß die Düse wirklich eine Überschallströmung erzeugt, wurde in verschiedenen Abständen von der Düsenmündung der Pitot-Druck  $p_P$  der Strömung gemessen<sup>16</sup>. Dazu wurde ein kleines Pitot-Rohr<sup>17</sup> in Richtung der Düsenachse in die Strömung gestellt und mit dem einen Schenkel eines mit Quecksilber bzw. mit Öl gefüllten U-Manometers verbunden. Auf dem zweiten Schenkel des Manometers lag der statische Druck im Düsenraum, so daß das Manometer die Differenz  $p_P - p_D$  anzeigte.

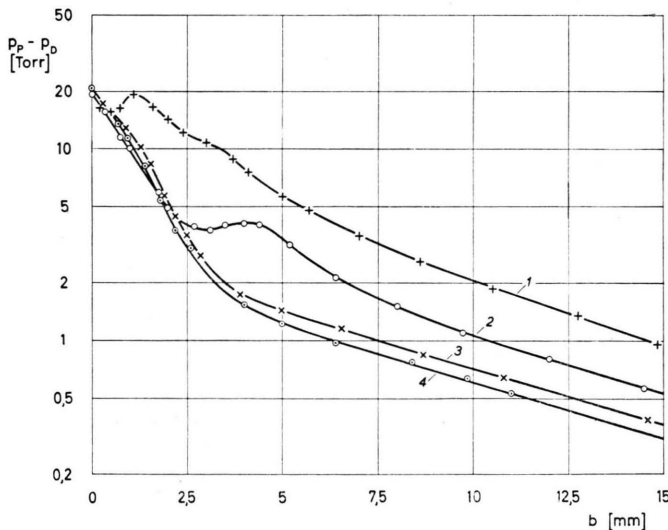


Abb. 3. Der Staudruck  $p_P - p_D$  in der Laval-Strömung in Abhängigkeit von der Entfernung  $b$  von der Düsenmündung ( $p_P$  = Pitot-Druck,  $p_D$  = statischer Druck im Düsenraum). Die Kurven wurden bei gleichem Anfangsdruck ( $p_0 = 50$  Torr) und verschiedenen Gegendrücken  $p_D$  gemessen: 1.  $p_D = 3,3$  Torr, 2.  $p_D = 0,46$  Torr, 3.  $p_D = 0,12$  Torr, 4.  $p_D = 0,10$  Torr.

<sup>15</sup> Bei diesen und allen folgenden Versuchen wurde Elektrolyt-Wasserstoff der Fa. Lech-Chemie, Gersthofen, verwendet, für den von der Fabrik ein Reinheitsgrad von mindestens 99,8% angegeben wird.

<sup>16</sup> Der Pitot-Druck, der in der Hydrodynamik dem Gesamtdruck der Strömung entspricht, ist auch bei einer verlustlosen Überschallströmung kleiner als der Druck im Vorratsbehälter vor der Düse, da das Gas

Abb. 3 zeigt vier Kurven, die die Entfernungsabhängigkeit von  $p_P - p_D$  bei konstantem Anfangsdruck  $p_0$  vor der Düse und verschiedenen Gegendrücken  $p_D$  wiedergeben. Aus der Abbildung geht hervor, daß die Staudruck-Kurven bei hohen Gegendrücken periodisch verlaufen (vgl. Anm. 12), während sie bei kleinen Gegendrücken einen monotonen, glatten Verlauf zeigen. Im letzteren Fall tritt die Strömung offenbar ungehindert aus der Laval-Düse aus; das zur Kurve 4 gehörige Expansionsverhältnis ist allerdings ungefähr dreimal so groß, wie es dem Querschnittsverhältnis entsprechen würde. Das liegt offenbar daran, daß die Laval-Strömung, besonders bei sehr kleinen Düsen, auch noch hinter dem Mündungsquerschnitt

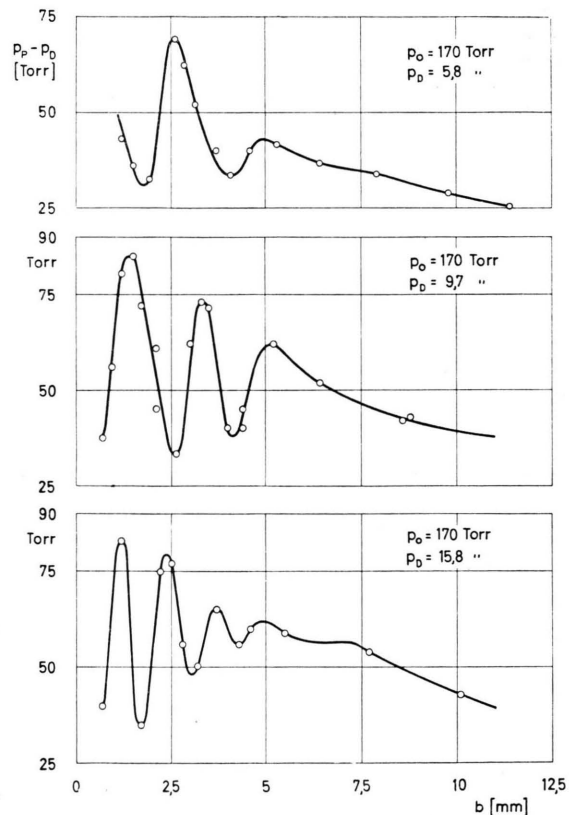


Abb. 4. Räumlich periodische Schwankungen des Staudrucks  $p_P - p_D$  bei zu hohem Gegendruck hinter der Düse.

beim Abbremsen vor dem Staupunkt des Pitot-Rohres einen geraden Verdichtungsstoß durchlaufen muß (vgl. E. Schmidt, l. c.<sup>11</sup>).

<sup>17</sup> Als Pitot-Rohr wurde eine medizinische Kanüle benutzt, die an ihrem vorderen Ende besonders angeschliffen war. Die Kanüle war 12 mm lang, ihr innerer Durchmesser betrug 0,35 mm, der Außendurchmesser 0,6 mm.



durch eine Grenzschicht zusammengehalten wird, in der sie weiter expandiert<sup>18</sup>.

Die bei zu hohen Gegendrücken beobachteten periodischen Druckschwankungen in der Strömung hinter der Düse (vgl. Abb. 3), die von größeren Düsen, z. B. durch Schlierenaufnahmen, wohl bekannt sind<sup>12</sup>, ließen sich besonders eindrucksvoll in einer mit höheren Absolutdrücken durchgeführten Meßreihe nachweisen (Abb. 4). Die „Wellenlänge“ beträgt 1–2 mm; sie nimmt mit steigendem Expansionsverhältnis zu<sup>19</sup>.

Aus dem gemessenen Pitot-Druck und dem statischen Druck in der Strömung wurde für die Kurve 4 der Abb. 3 nach<sup>20</sup> die Mach-Zahl in Abhängigkeit von der Entfernung von der Düsenmündung bestimmt. Die Auswertung erfolgte unter der Annahme, daß der statische Druck in der Strömung gleich dem Gegendruck  $p_D$  ist, was außer bei sehr kleinen Abständen von der Düsenmündung sicher zutrifft. Dabei ergab sich für die kritische Mach-Zahl  $M^* = v/c^*$  ( $c^*$  = Schallgeschwindigkeit im engsten Querschnitt der Düse), die unmittelbar ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit darstellt, die in Abb. 5 wiedergegebene Kurve. Man erkennt

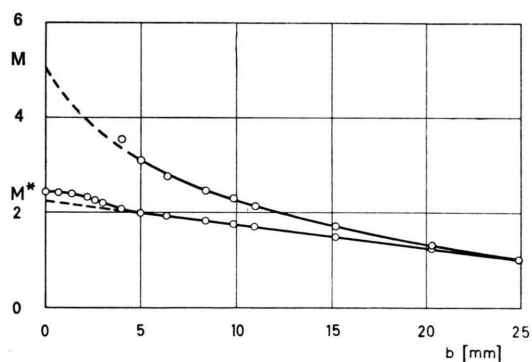


Abb. 5. Die aus der Staudruckkurve 4 der Abb. 3 sich ergebende kritische Mach-Zahl  $M^* = v/c^*$  und die gewöhnliche Mach-Zahl  $M = v/c$  in Abhängigkeit von der Entfernung  $b$  von der Düsenmündung.

daraus, daß — abgesehen von Abweichungen bei kleinen Düsenabständen —  $M^*$  bzw. die Strömungsgeschwindigkeit  $v$  linear mit der Entfernung von der Düsenmündung abnimmt.

<sup>18</sup> Um ein Expansionsverhältnis von 500 zu erklären, müßte man annehmen, daß der „effektive“ Mündungsquerschnitt der Düse das Zweifache des tatsächlichen beträgt. Diese Annahme bedeutet im vorliegenden Fall, daß die Laval-Düse um ungefähr 1–2 mm, d. h. um 1–2 mittlere freie Weglängen im Düsenraum „verlängert“ ist. Vgl. auch J. Ackeret, Handbuch der Physik, Bd. VII, S. 320.

<sup>19</sup> J. Ackeret, l. c.<sup>18</sup>, S. 321.

Die Abweichung von dem linearen Verlauf, die in der Nähe der Düsenmündung auftritt, ist nach dem oben Gesagten darauf zurückzuführen, daß die Annahme über den statischen Druck in der Strömung dort nicht mehr zutrifft. Denn einmal wird sich der statische Druck wegen der zu erwartenden verlängerten Grenzschicht noch nicht dem Umgebungsdruck angeglichen haben, und zum anderen dürfte durch das Pitot-Rohr bei kleinen Abständen eine Gasstauung hervorgerufen werden. Für die ungestörte Strömung wird man näherungsweise die in Abb. 5 gestrichelt eingezeichnete Fortsetzung der Kurve für  $M^*$  annehmen dürfen. Dann erhält man für die kritische Mach-Zahl in bzw. kurz hinter der Düsenmündung einen Wert von  $\approx 2,2$ , der mit dem theoretischen Wert zum Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 500$  ( $M_{th}^* = 2,25$ ) gut übereinstimmt. Er ist nur wenig kleiner als der Grenzwert für zweiatomige Gase ( $\kappa = 1,40$ ):  $M_\infty^* = 2,45$ , der sich für ein unendlich großes Expansionsverhältnis ergibt<sup>21</sup>. Berechnet man aus den extrapolierten Werten von  $M^*$  die für die Monochromatisierung wesentlichen gewöhnlichen Mach-Zahlen  $M = v/c$ , so erhält man die ebenfalls in Abb. 5 wiedergegebene Kurve. In der Düsenmündung bzw. kurz dahinter beträgt demnach die gewöhnliche Mach-Zahl ungefähr 4 bis 5.

In Abb. 6 ist die für Zimmertemperatur berechnete Verteilungsfunktion eines Laval-Strahls mit  $M = 4$  mit der Verteilungsfunktion eines entsprechenden Offenstrahls verglichen. Das Verhältnis der Halbwertsbreite zur wahrscheinlichsten Geschwindigkeit ist demnach beim Laval-Strahl nur halb so groß wie beim Offenstrahl.

## 2. Der Abschäler

Der zum Ausblenden eines Molekularstrahls aus der Überschallströmung verwendete „Abschäler“ muß eine ganz bestimmte Form besitzen, da in einer Überschallströmung von jedem Hindernis Verdichtungsstöße ausgehen, die den Abschälvorgang stören können. Es wurde eine Kegelblende nach Abb. 2 benutzt, bei der der Keilwinkel  $\delta$  so klein ist, daß der von der Abschälerspitze ausgehende *schräge* Verdichtungsstoß

<sup>20</sup> A. Busemann, Handbuch der Exp.-Physik, Bd. 4 I, S. 377.

<sup>21</sup> Während die gewöhnliche Mach-Zahl  $M = v/c$  im Grenzfall der Expansion ins Vakuum über alle Grenzen wächst (weil die Temperatur in der Düsenmündung und damit auch  $c$  gegen 0 geht), strebt die Strömungsgeschwindigkeit bzw. die kritische Mach-Zahl bekanntlich einem endlichen Grenzwert zu:

$M_\infty^* = \{(\kappa + 1)/(\kappa - 1)\}^{1/2}$  (vgl. E. Schmidt, l. c.<sup>11</sup>).

die Ausbildung der Strömung zwischen Düse und Abschäler nicht behindert. Die Schneide des Abschälers muß sehr scharf sein, weil vor einem stumpfen Hindernis ein *gerader* Verdichtungsstoß auftritt, der eine Abbremsung der Strömung auf Unterschallgeschwindigkeit bewirkt. Außerdem soll der innere Öffnungswinkel des Abschälers,  $\epsilon$ , möglichst groß sein, damit die Molekeln, die in der Abschäleröffnung aus der Strahlrichtung abgelenkt worden sind, ungehindert abgepumpt werden können und keine Zusammenstöße mit dem Molekularstrahl hervorrufen<sup>22</sup>. Der äußere Öffnungswinkel beträgt im untersuchten Fall 70°, der innere 50°; der Durchmesser der Abschäleröffnung wurde zwischen 0,3 und 0,9 mm variiert. Die Abschäler wurden aus Stahl gedreht und unter dem Mikroskop sorgfältig poliert.

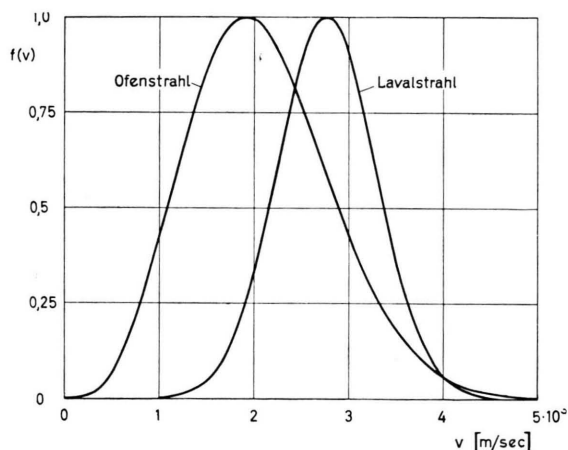


Abb. 6. Vergleich der berechneten Geschwindigkeitsverteilung  $f(v)$  in einem gewöhnlichen Molekularstrahl („Ofenstrahl“) und in einem „Laval-Strahl“ mit  $M = 4$  für eine Temperatur von 293°K im Ofen bzw. im Vorratsbehälter vor der Laval-Düse.

Einen ersten Eindruck von der Wirkung des Abschälers erhält man aus einem Versuch, bei dem aus der Laval-Strömung ( $p_0 = 50$  Torr,  $p_D = 0,10$  Torr) mit Abschälern von verschiedenem Durchmesser ein Kern ausgeblendet wurde. Bei diesen Messungen war der statische Druck vor und hinter dem Abschäler der gleiche, der erzeugte Strahl also noch kein „Molekularstrahl“. Für die Entfernungsabhängigkeit des Staudruckes ergaben sich die in Abb. 7 dargestellten Kurven. (Die niedrigen Druckdifferenzen wurden mit einem Wärmeleitmanometer bestimmt.) Die Messungen zeigen bei einem Vergleich mit Abb. 3 und 5, daß der Staudruck in dem abgeschälten Kern der Laval-Strömung zwar viel stärker abnimmt als in der ungestörten Strömung,

daß aber trotzdem auch in einigen mm Entfernung *hinter* dem Abschäler noch Überschallgeschwindigkeit vorhanden ist. Daraus folgt, daß die verwendete Abschälerform die oben gestellten Forderungen erfüllt.

Die verhältnismäßig starke Abnahme des Staudruckes in dem ausgeblendeten Kern der Strömung ist offenbar darauf zurückzuführen, daß der Kern wegen seines geringeren Durchmessers durch Reibung in dem umgebenden Gas viel schneller aufgezehrt wird als die volle Strömung. Diese Bremsung des Strahls muß daher wegfallen, wenn man den Druck hinter dem Abschäler soweit erniedrigt, daß praktisch keine Zusammenstöße des umgebenden Gases mit dem ausgeblendeten Strahl mehr stattfinden.

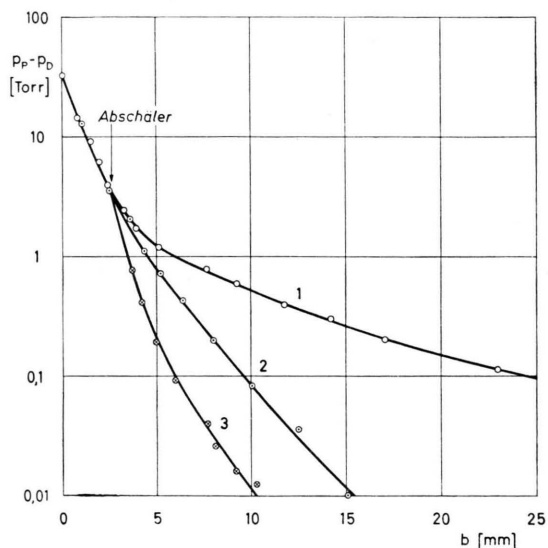


Abb. 7. Die Entfernungsabhängigkeit des Staudruckes  $p_r - p_D$  in dem vom Abschäler ausgeblendeten Kern der Laval-Strömung. Kurve 1 gilt für die Strömung ohne Abschäler, bei Kurve 2 und 3 befand sich ein Abschäler von 0,9 bzw. 0,3 mm  $\varnothing$  in  $d = 2,6$  mm Entfernung von der Düsenmündung (vgl. Abb. 2). Der Druck hinter dem Abschäler war mit 0,1 Torr genau so groß wie im Düsenraum.

## B. Der Strahl im Hochvakuum

### 1. Strahlerzeugungssystem und Auffänger

Um eine systematische Untersuchung zu ermöglichen, wurde das Strahlerzeugungssystem so konstruiert, daß die wesentlichen Teile ausgetauscht und ihre gegenseitigen Abstände verändert werden konnten (Abb. 8). Außerdem sollte die Apparatur möglichst

<sup>22</sup> Eine ausführliche Diskussion findet sich in<sup>7</sup>. Dort wird auch gezeigt, daß die Forderungen für  $\delta$  und  $\epsilon$

nur bei größeren Mach-Zahlen ( $M > 2,6$ ) gemeinsam erfüllt werden können.

leicht justierbar sein. Die Halterungen für den Abschäler A und die kegelförmige Kollimatorblende K wurden aus gedrehten Teilen hergestellt und in zylindrischen Führungen auf das Düsenrohr W aufgeschoben. Das Strahlerzeugungssystem wurde auf der Drehbank zentriert, wodurch die Gewähr gegeben war, daß die Abschäler- und die Blendenachse mit der Düsenachse übereinstimmen.

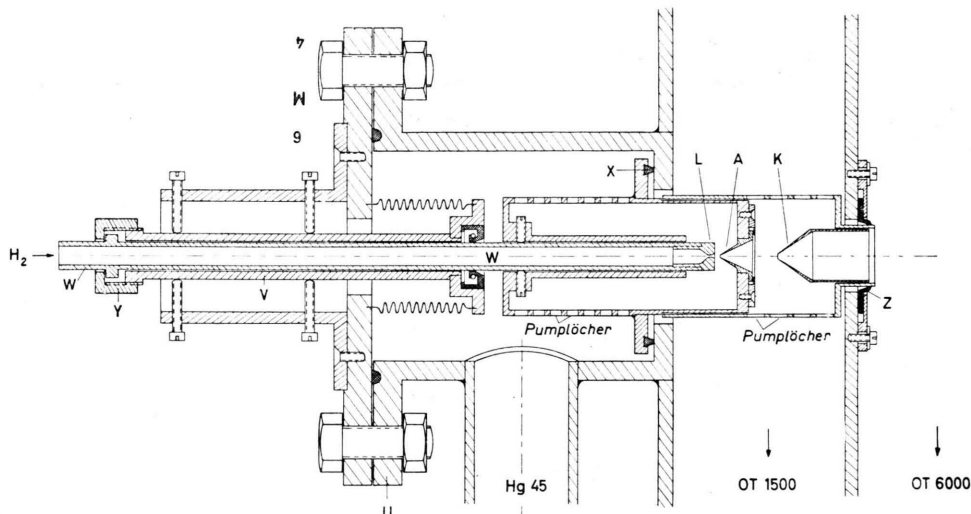


Abb. 8. Das Strahlerzeugungssystem mit Laval-Düse L, Abschäler A und Kollimatorblende K.

Das System wird an den Flansch U des Düsenraums angeschraubt. Mit dem in einem Federungskörper beweglichen Führungrohr V kann das Düsenrohr W mit den aufgeschobenen Blendenhalterungen in die Auffängerachse einjustiert werden<sup>23</sup>. An den Raum zwischen dem Abschäler und der Kollimatorblende („Kollimatorraum“) war über ein Plattenventil eine Leybold-Öldiffusionspumpe OT 1500 angeschlossen, während der Raum hinter der Kollimatorblende („Streuraum“) über ein Eckventil durch eine Leybold-Öldiffusionspumpe OT 6000 leerpumpt wurde. Bei Berücksichtigung der durch die Ventile und Leitungen verursachten Strömungswiderstände konnte am Kollimatorraum mit einer Saugleistung von etwa 800 Liter pro sec bei  $10^{-3}$  Torr und am Streuraum mit etwa 4000 Liter/sec bei  $10^{-5}$  Torr gerechnet werden.

Zur Untersuchung des im Hochvakuum laufenden Strahls diente die in Abb. 9 dargestellte Anordnung: Der Molekularstrahl trifft auf den als Lochblende oder (zur Druckakkumulierung, s. unten) als zylindrischen Kanal ausgebildeten Auffänger N, der von außen um eine Achse senkrecht zur Strahlrichtung geschwenkt werden kann. Der hinter dem Auffänger liegende Raum O, in dem sich ein zur Strahlintensität proportionaler Überdruck einstellt, ist mit der einen Kammer P eines im Streuraum untergebrachten Membran-

## 2. Versuche zur Festlegung der günstigsten Dimensionen des Strahlerzeugungssystems

Die folgenden Versuche wurden alle mit demselben Auffänger-Kanal durchgeführt, so daß die in Skalenteilen angegebenen Ausschläge des Membranmanometers ein relatives Maß für die Strahlintensität darstellen. Die wichtigsten Resultate werden in Teil C auf

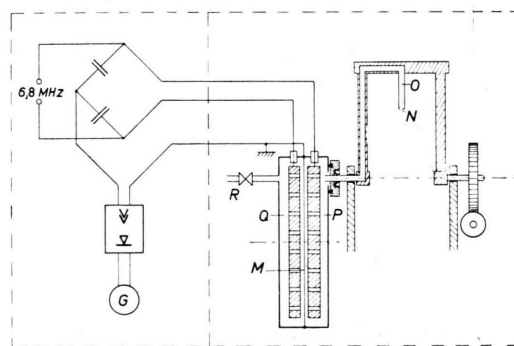


Abb. 9. Zur Wirkungsweise des Auffängers und des Membran-Mikromanometers.

<sup>23</sup> Der Düsenraum wird gegen den Kollimatorraum mit dem Trapezgummiring X abgedichtet, der nach der Justierung durch Anziehen der Überwurfmutter Y leicht auf die Dichtfläche gepreßt wird. Kollimator-

raum und Streuraum werden bei Z durch eine Hutmanschette voneinander getrennt.

<sup>24</sup> E. W. Becker u. O. Stehl, Z. angew. Phys. 4, 20 [1952].

Teilchenstromdichten umgerechnet. Der verwendete Auffänger-Kanal war zur Vermeidung von Parallaxe-Effekten in der Strahlrichtung schwach konisch erweitert. Er hatte eine Länge von 20 mm, die vordere Öffnung hatte einen Durchmesser von 1,0 mm, die

hintere einen solchen von 3,0 mm. Da der Druck vor der Laval-Düse in einem möglichst weiten Bereich variiert werden sollte, wurden zwei Hg 45 gemeinsam zum Evakuieren des Düsenraumes verwendet. Dadurch konnte  $p_0$  bis auf 100 Torr erhöht werden, ohne daß der Druck im Düsenraum über den vorgesehenen Wert von 0,1–0,2 Torr anstieg.

Die Abschäleröffnung und der Abstand des Abschälers von der Düsenmündung konnten nicht völlig unabhängig voneinander verändert werden, da die in den Kollimatorraum einströmende Gasmenge durch die Saugleistung der OT 1500 begrenzt war. Der Einfluß beider Parameter wird daher gemeinsam behandelt:

In Abb. 10 sind die mit drei Abschälerdurchmessern bei verschiedenen Düsenabständen erhaltenen Kurven für die Abhängigkeit der Strahlintensität vom Anfangsdruck  $p_0$  zusammengestellt. Bei diesen Versuchen betrug der Abstand der Kollimatorblende (1,0 mm  $\varnothing$ ) von der Abschäleröffnung in allen Fällen 15 mm; der Auffänger war 77 mm von der Kollimatorblende entfernt. Der Druck im Kollimatorraum lag zwischen  $2 \cdot 10^{-5}$  Torr und  $\approx 3 \cdot 10^{-3}$  Torr. Dagegen war der Druck im Strahlraum praktisch unabhängig von der jeweiligen Molekularstrahlintensität ( $\approx 1 \cdot 10^{-5}$  Torr).

In Abb. 11 sind für ein spezielles Beispiel neben der Strahlintensität die  $1/5$ -Werts-Breite des Strahls<sup>25</sup> und der Druck im Kollimatorraum kurvenmäßig dargestellt. Unter denselben Versuchsbedingungen wurden auch die Kurven der Abb. 12 gewonnen, die den Strahlquerschnitt in 77 mm Entfernung von der Kollimatorblende für verschiedene Anfangsdrücke  $p_0$  wiedergeben.

Nach Abb. 10 beobachtet man bei kleinen  $p_0$ -Werten in allen Fällen einen relativ starken Anstieg der Strahlintensität mit  $p_0$ , der praktisch unabhängig vom Düsenabstand ist. Es folgt ein Bereich von  $p_0$ , in dem die Strahlintensität bei kleinen Düsenabständen schwächer ansteigt, bei größeren Düsenabständen konstant wird bzw. sogar abnimmt. Bei noch größeren Anfangsdrücken ergibt sich allgemein wieder ein Anwachsen der Strahlintensität mit  $p_0$ , das umso stärker ist, je kleiner der Abstand zwischen Abschäleröffnung und Düsenmündung gewählt wurde. Die  $1/5$ -Werts-

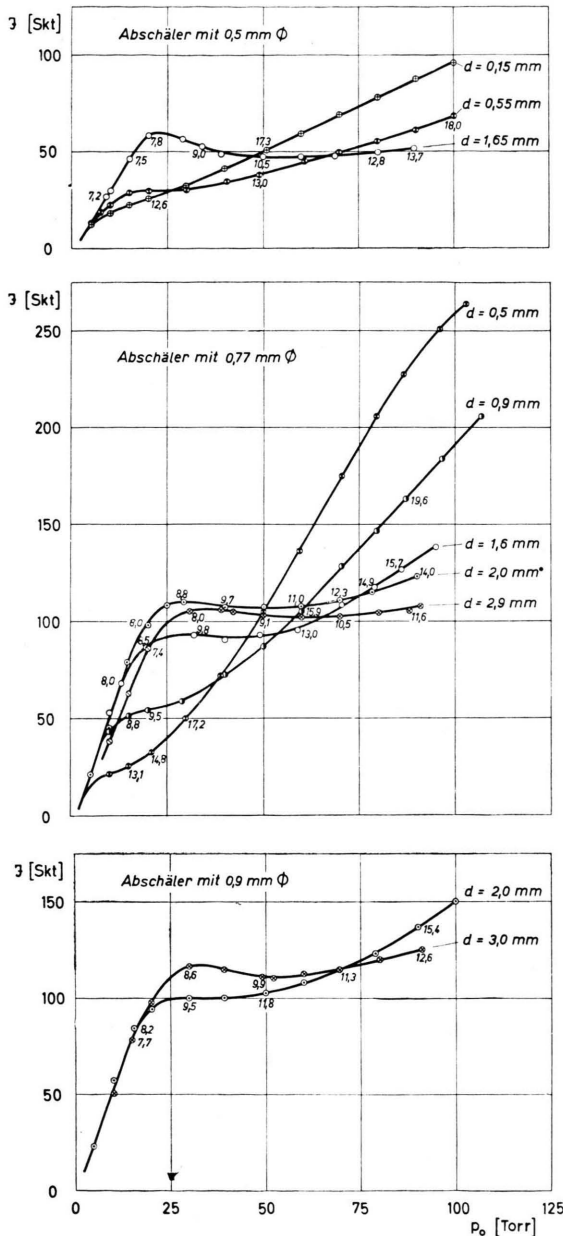


Abb. 10. Die Molekularstrahlintensität  $J$  in 77 mm Entfernung von der Kollimatorblende in Abhängigkeit vom Anfangsdruck  $p_0$  vor der Düse. Die drei Teile der Abb. beziehen sich auf drei verschiedene, am oberen Rand angegebene Abschälerdurchmesser, die einzelnen Meßkurven wurden mit verschiedenen Abständen  $d$  zwischen Abschäler und Düsenmündung aufgenommen. Die Zahlen neben den Meßpunkten geben die  $1/5$ -Werts-Breite des Strahles in mm an.

<sup>25</sup> Bei diesen Versuchen befand sich die Abschäleröffnung zwar nicht im Drehzentrum des Auffängers; trotzdem konnte die Strahlbreite durch Verdrehen des Auffängers gemessen werden, da hierzu nur kleine Drehwinkel ( $2-3^\circ$ ) erforderlich waren und da der Auffänger konisch erweitert war (s. o.).



Breite des Strahls nimmt bei festem Düsenabstand mit steigendem Anfangsdruck ungefähr linear zu (vgl. die in Abb. 10 angeschriebenen Zahlen, sowie Abb. 11), bei gleichem  $p_0$  ist sie umso kleiner, je größer der Düsenabstand ist.

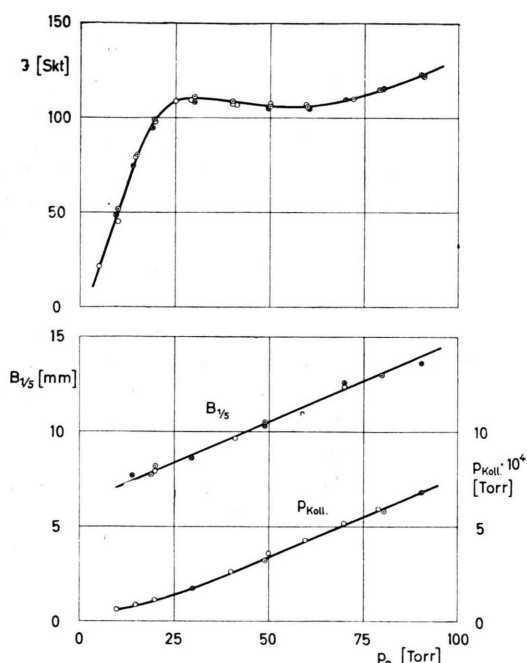


Abb. 11. Die Molekularstrahlintensität  $J$ , die  $1/5$ -Werts-Breite des Strahls,  $B_{1/5}$ , und der Druck im Kollimatorraum,  $p_{Koll.}$ , in Abhängigkeit vom Anfangsdruck  $p_0$  für einen Abschälerdurchmesser von 0,77 mm und einen Düsenabstand des Abschälers von  $d=2,0$  mm. Die verschiedenen Meßpunkte beziehen sich auf drei Meßreihen, die mit jeweils neu eingestelltem Strahlerzeugungssystem gewonnen wurden, um die Reproduzierbarkeit der Einstellungen und Messungen zu prüfen.

Eine Erklärung dieses kompliziert erscheinenden Sachverhaltes ergibt sich aus der Annahme, daß die Laval-Düse hinter dem Mündungsquerschnitt durch eine Grenzschicht um 1–2 mm verlängert ist (s. oben): Der erste steile Anstieg der Strahlintensität ist auf die mit zunehmendem  $p_0$  größer werdende Mach-Zahl zurückzuführen. Die maximal erreichbare Mach-Zahl wird jedoch nur dann wirksam, wenn die Abschäleröffnung genügend weit von der Düsenmündung entfernt ist. Steht der Abschäler zu dicht an der Düsenmündung, so ist der „effektive“ Mündungsquerschnitt und damit die zugehörige Mach-Zahl kleiner, was bei mittleren  $p_0$ -Werten einen schwächeren Anstieg der Strahlintensität mit  $p_0$  zur Folge hat<sup>26</sup>. Bei

einer weiteren Vergrößerung des Anfangsdruckes wird dieser Effekt schließlich dadurch überkompensiert, daß die „Nachexpansion“ hinter der Düse in den Abschäler übergreift. Dies passiert bei um so kleineren Anfangsdrucken und ist umso wirkungsvoller, je geringer der Abstand zwischen Abschäler und Düsenmündung ist. Bei größeren Düsenabständen bewirkt die Erhöhung des Anfangsdruckes von 30 auf 100 Torr zwar eine entsprechende Vergrößerung des Teilchenstromes durch den Abschäler, sie führt aber nicht zu einer Erhöhung der Molekularstrahlintensität, sondern nur zu einer erheblichen Verbreiterung des Strahls (vgl. Abb. 11 und 12). Das läßt darauf schließen, daß in diesem Fall bereits eine Begrenzung der Strahlintensität durch Zusammenstöße innerhalb des Molekularstrahls vorliegt. Eine wesentliche Erhöhung der Intensität ist demnach nur durch eine weitere Vergrößerung der Mach-Zahl zu erzielen.

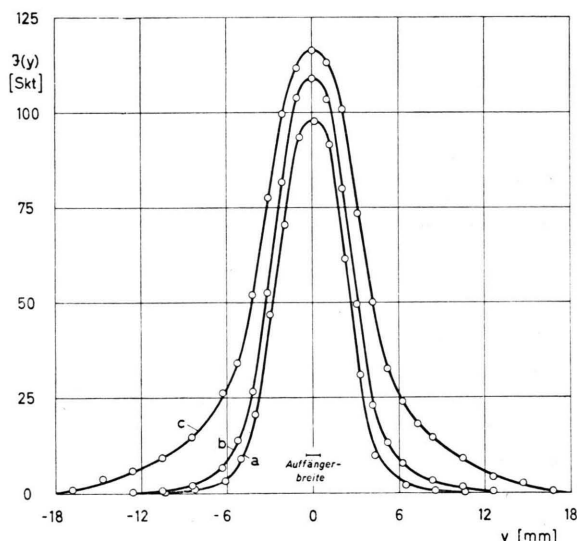


Abb. 12. Die Strahlintensität in Abhängigkeit von der Koordinate  $y$  senkrecht zur Strahlrichtung, gemessen in 77 mm Entfernung von der Kollimatorblende bei verschiedenen Anfangsdrucken: a)  $p_0 = 19$  Torr, b)  $p_0 = 30$  Torr, c)  $p_0 = 80$  Torr. Die übrigen Versuchsbedingungen waren die gleichen wie in Abb. 11.

Ein Vergleich der mit verschiedenen Abschälerdurchmessern gewonnenen Ergebnisse zeigt erwartungsgemäß, daß die Strahlintensität mit zunehmender Abschäleröffnung ansteigt. Allerdings gibt es dafür eine obere Grenze, die durch die Saug-

<sup>26</sup> Damit ist auch die Tatsache erklärt, daß das „Umbiegen“ der Kurven in Abb. 10 bei umso kleineren  $p_0$ -Werten erfolgt, je kleiner der Düsenabstand ist.

leistung der an den Kollimatorraum angeschlossenen Pumpe bestimmt ist. Da im vorliegenden Fall die Verwendung des Abschälers mit 0,9 mm  $\varnothing$  gegenüber dem mit 0,77 mm  $\varnothing$  keine Verbesserung mehr brachte, wurden alle folgenden Versuche mit dem letzteren durchgeführt.

In einer weiteren Versuchsreihe wurde die Abhängigkeit der Molekularstrahlintensität von der Entfernung  $a$  zwischen Abschäler und Kollimatorblende untersucht. Dazu wurde bei verschiedenem  $a$  die Strahlintensität in fester Entfernung vom Abschäler gemessen. Aus den in Abb. 13 darge-

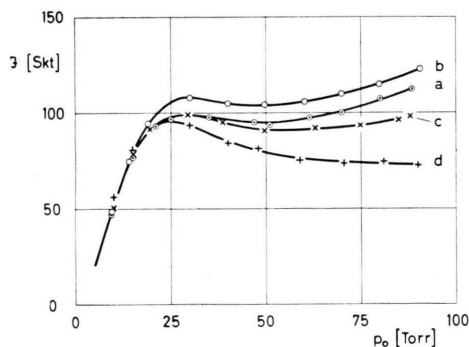


Abb. 13. Die Molekularstrahlintensität in fester Entfernung vom Abschäler (92 mm) bei verschiedenen Abständen  $a$  zwischen Abschäler und Kollimatorblende: a)  $a=11,8$  mm, b)  $a=15$  mm, c)  $a=19$  mm, d)  $a=24$  mm (Abschälerdurchmesser = 0,77 mm, Düsenabstand  $d=2,0$  mm).

stellten Messungen geht hervor, daß die Strahlintensität bei einem Abstand der Kollimatorblende von  $a=15$  mm am größten ist. Dieses Optimum ist offenbar darauf zurückzuführen, daß die Strahlintensität einerseits bei einem langen Laufweg im Kollimatorraum wegen der Verluste durch Zusammenstöße mit dem Restgas stark abnimmt und daß andererseits bei sehr kleinen Abständen  $a$  wegen der verschlechterten Pumpverhältnisse der Druck im „effektiven“ Kollimatorraum soweit ansteigt, daß aus diesem Grunde eine Schwächung des Molekularstrahls eintritt.

Die Strahlbreite ergab sich bei diesen Messungen erwartungsgemäß ungefähr proportional zu  $1/a$ .

Die Abhängigkeit der Molekularstrahlintensität vom Laufweg im Streuraum ist einmal durch die Geometrie von Abschäler und Kollimatorblende bestimmt, zum anderen durch den längs des Laufweges eintretenden Intensitätsverlust infolge von Zusammenstößen innerhalb des Strahles oder mit dem Restgas. Diese Entfernungsabhängigkeit

wurde für die folgende Einstellung des Strahl-erzeugungssystems gemessen:

Abschäler mit 0,77 mm  $\varnothing$  in 2,0 mm Abstand von der Düsenmündung,

Kollimatorblende mit 1,0 mm  $\varnothing$  in 15 mm Abstand vom Abschäler.

Dabei ergaben sich für die Anfangsdrücke  $p_0=30$  bzw. 80 Torr die in Abb. 14 in doppelt-logarithmischer Darstellung wiedergegebenen Kurven, die in größerem Abstand von der Kollimatorblende durch Geraden mit der Steigung  $-2,07$  bzw.  $-2,15$  angenähert werden können. Die Strahlintensität nimmt also etwas stärker als  $1/r^2$  ab. Weiter geht aus der Abbildung hervor, daß bei  $p_0=80$  Torr die Strahlintensität in geringer Entfernung von der Kollimatorblende um ungefähr 20% größer ist als bei  $p_0=30$  Torr. In größeren Abständen ( $r > 10$  cm) fallen beide Kurven praktisch zusammen. Das ist eine weitere Bestätigung der Feststellung, daß die Intensität des erzeugten Molekularstrahls bereits durch innere Zusammenstöße begrenzt wird.

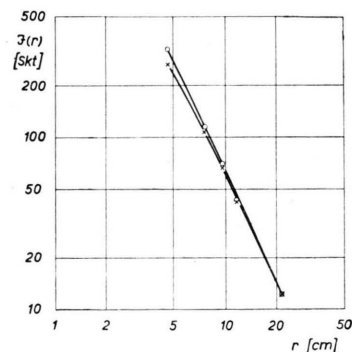


Abb. 14. Die Molekularstrahlintensität in Abhängigkeit von der Entfernung  $r$  des Auffängers von der Kollimatorblende (doppelt-logarithmische Darstellung). Die beiden Kurven ( $\times$  bzw.  $\circ$ ) wurden mit einem Anfangsdruck von 30 bzw. 80 Torr aufgenommen.

Abschließend wurde noch der Einfluß anderer Düsen- und Abschälerformen auf die Molekularstrahlintensität untersucht.

Da aus den oben beschriebenen Versuchen hervorgeht, daß die Laval-Strömung auch hinter der Düsenmündung noch weiter expandiert, war ein wesentlicher Einfluß der Düsenform bzw. des Erweiterungsverhältnisses der Laval-Düse gar nicht zu erwarten. Dies wurde experimentell mit einer Laval-Düse bestätigt (Mündungsdurchmesser = 1,6 mm, Durchmesser an der engsten Stelle =

0,47 mm), bei der der erweiterte Teil von der Mündung her stufenweise abgedreht wurde, bis schließlich eine konvergente Düse übrigblieb. Unter gleichen Bedingungen wurden nach jeder Verkürzung die Molekularstrahlintensität und die Durchflußmenge gemessen. Bei dieser Laval-Düse war die mit voller Länge erzielbare Strahlintensität um  $\approx 10\%$  kleiner als bei der früher verwendeten Düse. Mit fortschreitender Verkürzung des erweiterten Düsenteils nahm die Intensität jedoch um insgesamt  $20\%$  zu. Die Durchflußmenge war innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängig von der Länge des erweiterten Teils der Laval-Düse und stimmte ausgezeichnet mit dem aus Gl. (1) folgenden theoretischen Wert  $G = 0,16 \cdot p_0 \cdot n \text{ cm}^3/\text{sec}$  ( $p_0$  in Torr) überein. Demnach ist bei den hier verwendeten kleinen Düsendimensionen der konisch erweiterte Teil der Düse zur Erzeugung von Überschallstrahlen nicht unbedingt erforderlich. Dies beruht offenbar darauf, daß sich bei genügend hohem Druck durch Nachexpansion auch ohne den Konus eine geeignete Strahlform ausbildet (vgl. den in Anmerkung<sup>18</sup> zitierten Handbuchartikel).

Im Gegensatz zur Düsenform beeinflußt die Form des Abschälers, besonders die einwandfreie Ausbildung der Abschäleröffnung, die Intensität des „Laval-Strahls“ erheblich. So ergab sich mit einem Abschäler, dessen Spitze zu einem schlanken Zylinder ausgezogen war, unter sonst gleichen Bedingungen eine nur halb so große Strahlintensität wie mit einem an der Spitze genau kegelförmigen Abschäler. Ähnliche Störungen wurden bei einem leicht abgestumpften Abschäler beobachtet. Die Verwendung einer Lochblende an Stelle eines Abschälers setzte die Strahlintensität auf weniger als  $20\%$  herab.

### C. Auswertung und Diskussion der Ergebnisse

#### 1. Die absoluten Strahlintensitäten

Zur Umrechnung der im Teil B angegebenen Skalenteile des Membranmanometers in Teilchenstromdichten mußte der Akkumulierungsfaktor des verwendeten konischen Auffängerkanals empirisch ermittelt werden. Dazu wurde eine konstante Molekularstrahlintensität zunächst mit vier *zylindrischen* Auffängern von gleichem Durchmesser (1,0 mm) und verschiedener Länge  $L$  gemessen (Abb. 15) und durch Extrapolation auf  $L=0$  der für eine Lochblende zu erwartende Grenzwert bestimmt (21 Skt.). Der gleiche Molekularstrahl

lieferte mit dem konischen Auffängerkanal einen Ausschlag von 63 Skt., woraus sich gegenüber der Lochblende ein Akkumulierungsfaktor 3,0 ergibt.

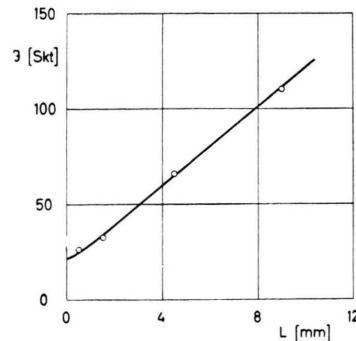


Abb. 15. Die Druckakkumulierung eines zylindrischen Kanals von 1,0 mm  $\varnothing$  und variabler Länge  $L$ .

Für eine Lochblende als Auffänger erhält man theoretisch den Zusammenhang (2) zwischen der Teilchenstromdichte  $J$  des Molekularstrahls, den Teilchendichten  $N_A$  und  $N_S$  im Auffänger- bzw. Streuraum, der Masse eines Mols  $\mu$  sowie der absoluten Temperatur  $T$  im Auffänger- und Streuraum:

$$J = \left\{ \frac{RT}{2\pi\mu} \right\}^{1/2} \cdot (N_A - N_S). \quad (2)$$

Mit der Eichkonstanten des Druckmeßgerätes

$$1 \text{ Skt.} = 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ Torr Druckdifferenz}$$

ergibt sich daraus unter Berücksichtigung des Akkumulierungsfaktors 3 für den konischen Kanal

$$J = 1,1 \cdot 10^{15} J_{(\text{SKT})} [\text{Teilchen/sec cm}^2].$$

In Tab. 1 sind einige Teilchenstromdichten zusammen mit den jeweiligen geometrischen Daten des Strahlerzeugungssystems angegeben. Aus der Tabelle geht hervor, daß die größte Teilchenstromdichte, die in 77 mm Entfernung von der Kollimatorblende gemessen wurde,  $2,9 \cdot 10^{17}$  Teilchen pro sec und  $\text{cm}^2$  beträgt.

#### 2. Vergleich zwischen „Laval-Strahl“ und „Ofenstrahl“

Zum Nachweis des Intensitätsgewinns bei der Erzeugung des Molekularstrahls mit einer Laval-Düse sollten die „Laval-Strahlen“ mit einem „Ofenstrahl“ verglichen werden. Zur Erzeugung des „Ofenstrahls“ wurde die in Abb. 8 angegebene Anordnung ohne Laval-Düse benutzt. Als „Ofenspalz“ diente der Abschäler mit 0,77 mm  $\varnothing$ , die

Vers. Nr.	$t$ (mm)	$d$ (mm)	$a$ (mm)	$r$ (mm)	$p_0$ (Torr)	$p_A - p_S$		$J$ (Teilchenzahl sec · cm <sup>2</sup> )	$B_{1/5}$ (mm)
						(Skt)	(10 <sup>-4</sup> Torr)		
1	0,77	0,5	15	77	105	264	5,55	2,9	25
2	0,77	0,9	15	77	107	206	4,32	2,3	21
3	0,77	2,0	15	77	30	110	2,31	1,2	8,8
4	0,77	2,0	15	117	30	44	0,92	0,49	12,3
5	0,77	2,0	15	47	30	265	5,56	2,9	6,0
6	0,77	2,0	15	47	80	325	6,82	3,6	9,2
7	0,77	2,0	24	68	30	94	1,96	1,0	5,7
8	0,90	3,0	15	77	30	117	2,46	1,3	8,6
9	0,90	2,0	15	77	30	100	2,10	1,1	9,4
10	0,77	2,0	15	77	30	122	2,56	1,35	8,2

Tab. 1. Zusammenstellung der unter verschiedenen Versuchsbedingungen erzielten Teilchenstromdichten  $J$  des „Laval-Strahls“.  $t$  = Abschälerdurchmesser,  $d$  = Abstand Düsenmündung — Abschäler,  $a$  = Abstand Abschäler — Kollimatorblende,  $r$  = Abstand Kollimatorblende — Auffänger,  $p_0$  = Anfangsdruck vor der Düse,  $p_A - p_S$  = Überdruck im Auffänger als Maß der Strahlintensität,  $J$  = Teilchenstromdichte im Molekularstrahl,  $B_{1/5}$  = 1/5-Werts-Breite des Strahls (in der Entfernung  $r$  von der Kollimatorblende). Die Vers. Nr. 1—9 wurden mit der in Abb. 2 dargestellten Laval-Düse, Vers. Nr. 10 mit einer konvergenten Düse (s. oben) ausgeführt. Der Durchmesser der Kollimatorblende betrug bei allen Versuchen 1,0 mm.

Kollimatorblende von 1,0 mm  $\varnothing$  befand sich in 15 mm Entfernung vom Ofenspalt, und der Auffänger war 77 mm von der Blende entfernt. Der Kollimatorraum wurde mit der Diffusionspumpe OT 1500 und die Streukammer mit der OT 6000 evakuiert. Als „Ofen“ diente der gesamte Düsenraum, wobei die Hg 45 natürlich abgeschaltet war.

Zunächst wurde der statische Druck im „Ofen“ genau so groß gewählt wie bei den Versuchen zur Erzeugung eines „Laval-Strahls“, d. h. ungefähr gleich 0,1 Torr. Dabei ergab sich eine Molekularstrahlintensität von nur 1,5 Skt., d. h. eine Teilchenstromdichte von  $1,65 \cdot 10^{15}$  Teilchen/sec cm<sup>2</sup>. Die mit der gleichen Anordnung bei gleichem statischen Druck im Düsenraum erzielte „Laval-Strahl“-Intensität beträgt 110 Skt. (vgl. Abb. 11,  $p_0 \approx 30$  Torr). Durch die Verwendung einer Laval-Düse erhält man demnach eine Intensitätssteigerung um den Faktor 70, was recht gut den für eine Mach-Zahl  $M = 4$  theoretisch zu erwartenden Verhältnissen entspricht<sup>7</sup>.

Steigert man den Druck im Ofenraum, so daß die Effusion aus dem Ofenspalt allmählich in eine Düsenströmung übergeht, so erhält man — wie die in Abb. 16 dargestellten Messungen zeigen — einen zum Ofendruck proportionalen Anstieg der Molekularstrahlintensität<sup>27</sup>, verbunden mit einer erheblichen Strahlverbreiterung. Jedoch gewinnt man auf diese Weise auch bei voller Ausnutzung der Pumpe am Kollimatorraum ( $p_{\text{Ofen}} = 8$  Torr,  $p_{\text{Koll.}} = 1 \cdot 10^{-3}$  Torr) nur ungefähr  $1/6$  der Molekular-

strahlintensität, die sich unter gleichen Bedingungen (gleicher Druck im Kollimatorraum, gleiche Strahlbreite) mit einer Laval-Düse erzeugen läßt. Auch in diesem Fall ist also der „Laval-Strahl“ dem „Ofenstrahl“ bezüglich der erreichbaren Intensität noch deutlich überlegen. Darüber hinaus besitzt der Laval-Strahl für die Streuexperimente den Vorteil der wesentlich einheitlicheren Geschwindigkeit (vgl. Abb. 6).

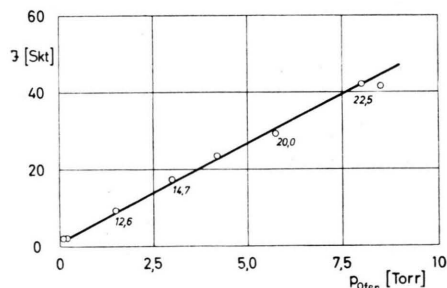


Abb. 16. Die Intensität eines „Ofenstrahls“ in Abhängigkeit vom Druck im Ofen. Die angeschriebenen Zahlen geben die in 77 mm Entfernung von der Kollimatorblende gemessene 1/5-Werts-Breite des Molekularstrahls in mm an (Durchmesser des Ofenloches = 0,77 mm, Abstand der Kollimatorblende vom Ofen = 15 mm).

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. Walcher für die Unterstützung durch Institutsmittel, der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Fa. E. Leybolds Nachfolger für die Bereitstellung der Pumpen und Vakuummeßeinrichtungen. Der eine von uns (K. B.) ist dem Battelle Memorial Institut für Deutschland und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Gewährung von Stipendien zu Dank verpflichtet. Bei den Versuchen hat uns Herr cand. phys. H. Burghoff geholfen.

<sup>27</sup> Vgl. auch die in der Anm.<sup>9</sup> zitierte Arbeit von Nöller, Oetjen und Jaekel.