

und erhalten als deren Randbedingungen

$$\begin{aligned} \mathbf{v}' &= 0 & (\text{Oberfläche}), \\ \mathbf{v}' &= -\sigma \frac{\lambda}{p} \text{grad } T' & (\text{im Unendlichen}). \end{aligned}$$

Die NAVIER-STOKESSchen Gleichungen gelten für \mathbf{v}' ebenfalls, auch die Kraft, berechnet aus \mathbf{v}' , ist dieselbe wie diejenige, welche die wirkliche Strömung \mathbf{v} hervorruft, weil sich beide nur um eine Potentialströmung unterscheiden. Damit ist das Gleitungsproblem für \mathbf{v} auf das gewöhnliche Haft-Problem für \mathbf{v}' zurückgeführt. Die Kraft ist daher nach STOKES

$$\mathbf{K}_T = -6\pi\eta r \sigma \frac{\lambda}{p} (\text{grad } T')_\infty.$$

Unter dem Einfluß dieser Kraft und der STOKESschen Reibung bewegt sich die Kugel mit der Geschwindigkeit

$$\mathbf{v}_T = -\sigma \frac{\lambda}{p} (\text{grad } T')_\infty.$$

Jetzt brauchen wir nur noch die Temperaturfunktionen $T_{i,a}$ zu notieren

$$\begin{aligned} T_i &= \frac{3\lambda_a}{2\lambda_a + \lambda_i} \mathbf{r} \cdot (\text{grad } T_a)_\infty; \\ T_a &= \left(1 + \frac{\lambda_a - \lambda_i}{2\lambda_a + \lambda_i} r_0^3 r^{-3}\right) \mathbf{r} \cdot (\text{grad } T_a)_\infty. \end{aligned}$$

(Hier ist vorübergehend der Radiusvektor mit \mathbf{r} , der Kugelradius mit r_0 bezeichnet.) Setzt man das in die Definition für T' ein, so erhält man sofort $(\text{grad } T')_\infty$ ausgedrückt durch $(\text{grad } T_a)_\infty$, den Gradienten der Gastemperatur in großem Abstand vom Teilchen. Einsetzen in die obigen Formeln für die Kraft bzw. die Geschwindigkeit im Temperaturfeld liefert

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_T &= -6\pi\eta r \frac{2\lambda_a}{2\lambda_a + \lambda_i} \sigma \frac{\lambda}{p} (\text{grad } T_a)_\infty, \\ \mathbf{v}_T &= -\frac{2\lambda_a}{2\lambda_a + \lambda_i} \sigma \frac{\lambda}{p} (\text{grad } T_a)_\infty. \end{aligned}$$

(Hier bedeutet r wieder den Kugelradius.) Setzt man darin MAXWELLS Wert für σ ein, so erhält man genau EPSTEINS Formeln.

Diese Methode ist auch in manchen anderen Fällen (bei nicht-kugeligen Teilchen) direkt anwendbar und erlaubt z. B. eine einfache Diskussion des thermischen Molekularmanometers von KLUMB und SCHWARZ⁹ im Bereich hoher Drucke.

⁹ H. KLUMB u. H. SCHWARZ, Z. Phys. **122**, 418 [1944].

Untersuchung der thermischen Relaxation bei Düsenströmungen durch Analyse der gaskinetischen Geschwindigkeitsverteilung

Von O. HAGENA und W. HENKES

Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernverfahrenstechnik der Technischen Hochschule
(Z. Naturforsch. **15 a**, 851—858 [1960]; eingegangen am 14. Juli 1960)

Es wird die thermische Relaxation bei der Erzeugung von Überschallströmungen im Übergangsbereich zwischen gasdynamischer und molekularer Strömungsform aus der Geschwindigkeitsverteilung von Molekularstrahlen erschlossen, die durch Überführen der Überschallströmungen ins Hochvakuum gewonnen werden. Die Geschwindigkeitsverteilungen werden mit einer Laufzeitmethode bestimmt.

Die Methode wird auf Uranhexafluorid und Kohlendioxid angewendet, wobei sich im ersten Fall eine starke, im zweiten dagegen erwartungsgemäß praktisch keine Druckabhängigkeit des Akkommodationsgrades der Gesamtenergie ergibt.

Bei der Gas- und Isotopentrennung nach dem Trenndüsenverfahren¹ und bei der Erzeugung intensiver Molekularstrahlen mit Düsen^{2,3} werden Überschallströmungen im Übergangsbereich zwischen gasdynamischer und molekularer Strömungsform ver-

wendet. Für beide Anwendungen interessiert die Frage, inwieweit sich während der mit nur verhältnismäßig wenig gaskinetischen Zusammenstößen verlaufenden Expansion die inneren Freiheitsgrade der Molekeln am Energieaustausch beteiligen.

¹ E. W. BECKER, K. BIER u. H. BURGHOF, Z. Naturforsch. **10 a**, 556 [1955]. — E. W. BECKER, W. BEYRICH, K. BIER, H. BURGHOF u. F. ZIGAN, Z. Naturforsch. **12 a**, 609 [1957].

² A. KANTROWITZ u. J. GREY, Rev. Sci. Instrum. **22**, 328 [1951]. — G. B. KISTIAKOWSKY u. W. P. SLICHTER, Rev. Sci. Instrum. **22**, 333 [1951].

³ E. W. BECKER u. K. BIER, Z. Naturforsch. **9 a**, 975 [1954].



Die Akkommodationskoeffizienten der inneren Freiheitsgrade wurden bisher hauptsächlich aus der Frequenzabhängigkeit der Geschwindigkeit und der Absorption von Ultraschall⁴ sowie aus dem Ruhe-druckverlust bei der plötzlichen Abbremsung von Unterschallströmungen⁵ erschlossen. Dabei zeigte sich, daß bei Zimmertemperatur für die Akkommodation der Rotationsfreiheitsgrade größenordnungsmäßig 10, für die Akkommodation der Schwingungsfreiheitsgrade dagegen, je nach der Gasart, zwischen 10^2 und 10^7 Stöße erforderlich sind. Aussagen für hohe Temperaturen konnten außerdem durch Untersuchungen des Dichteverlaufes in Stoßwellenrohren gewonnen werden⁶. Eine Übertragung dieser Ergebnisse auf den Fall der Überschallströmungen ist nur schwer möglich, da bei der Düsenexpansion weite Temperaturbereiche durchlaufen werden und die Akkommodationskoeffizienten stark von der Temperatur abhängen.

In der vorliegenden Arbeit wird die thermische Relaxation bei der Erzeugung von Überschallströmungen im Übergangsgebiet zwischen gasdynamischer und molekularer Strömungsform aus der Geschwindigkeitsverteilung von Molekularstrahlen erschlossen, die durch Überführen der Überschallströmungen ins Hochvakuum gewonnen werden. Die Geschwindigkeitsverteilungen werden dabei nach einer bereits früher beschriebenen Laufzeitmethode bestimmt⁷.

Als Modellgas dient Uranhexafluorid, das für die Entmischung der Uranisotope nach dem Trenndüsenverfahren von besonderem Interesse ist⁸. Es besitzt eine relativ große Schwingungswärme bei Zimmertemperatur und läßt daher eine besonders starke Druckabhängigkeit der Geschwindigkeitsverteilung im Relaxationsbereich erwarten. Als Vergleichsgas wird Kohlendioxyd verwendet, bei dem die entsprechenden Effekte wesentlich geringer sind.

Prinzip der Untersuchungsmethode

Bei einer adiabatischen Düsenexpansion stammt die kinetische Energie des erzeugten Gasstrahles ausschließlich aus der Enthalpie des Gases. Bei

Kenntnis der Geschwindigkeit und der Temperatur des Gasstrahles kann daher auf Grund einer einfachen Energiebilanz festgestellt werden, inwieweit sich die inneren Freiheitsgrade der Molekeln während der Expansion an der Energienachlieferung beteiligen. Die Geschwindigkeit w_e und die Temperatur T_e lassen sich gemeinsam aus der gaskinetischen Geschwindigkeitsverteilung des Gasstrahles ermitteln. Für die Anwendung der Methode auf Strömungen im Übergangsbereich zwischen gasdynamischer und molekularer Strömungsform ist es wesentlich, daß für die Auswertung keine Kenntnis des effektiven Expansionsverhältnisses erforderlich ist.

Bei vollständiger Akkommodation der inneren Freiheitsgrade und adiabatischer Expansion ergibt sich die Strahlgeschwindigkeit w_e aus

$$w_e^2 = \frac{2}{M} \left\{ \frac{5}{2} R(T_0 - T_e) + \int_{T_e}^{T_0} [C_r(T) + C_s(T)] dT \right\}. \quad (1)$$

Darin bedeuten M das Molgewicht des Gases, R die allgemeine Gaskonstante, T_0 und T_e die Temperaturen am Anfang und Ende der Expansion, C_r und C_s die molare Rotations- bzw. Schwingungswärme.

Abb. 1 zeigt den nach (1) für UF_6 und CO_2 mit einer Anfangstemperatur $T_0 = 295^\circ\text{K}$ berechneten

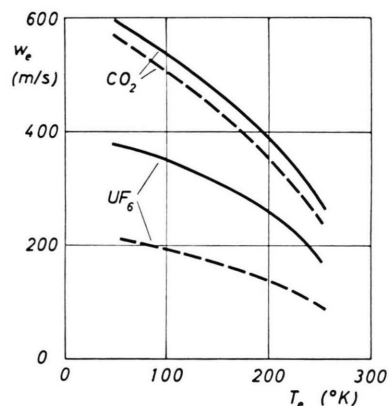


Abb. 1. Zusammenhang zwischen Strahlgeschwindigkeit w_e und Strahltemperatur T_e bei adiabatischer Expansion von UF_6 und CO_2 . Ausgangstemperatur $T_0 = 295^\circ\text{K}$. *Ausgezogene Kurven:* volle Akkommodation aller Freiheitsgrade.

Gestrichelte Kurven: fehlende Akkommodation der Schwingungswärme.

⁴ An zusammenfassenden Darstellungen der Relaxationsuntersuchungen an Ultraschall sei genannt: O. KNESER, *Erg. exakt. Naturw.* **22**, 121 [1949]; MACCOUBREY u. MACGRATH, *Quarterly Rev.* **11**, 87 [1957].

⁵ W. GRIFFITH, *J. Appl. Phys.* **21**, 1319 [1950].

⁶ Die neueren Arbeiten auf diesem Gebiet sind zitiert bei E. F. GREENE u. J. P. TOENNIES, *Chemische Reaktionen in Stoßwellen*, Steinkopff-Verlag, Darmstadt 1959, S. 66 ff.,

S. 153 ff.

⁷ E. W. BECKER u. W. HENKES, *Z. Phys.* **146**, 320 [1956].

⁸ E. W. BECKER, K. BIER, H. BURGHOF, O. HAGENA, P. LOHSE, R. SCHÜTTE, P. TUROWSKI u. F. ZIGAN, *Proc. 2nd U.N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. **4**, S. 455 [1958]. — E. W. BECKER u. R. SCHÜTTE, *Z. Naturforsch.* **15 a**, 336 [1960].

Zusammenhang zwischen der Strahlgeschwindigkeit w_e und der Endtemperatur T_e (ausgezogene Kurven)⁹. Zum Vergleich sind die Kurven eingezeichnet, die sich mit $C_s = 0$, d. h. bei völlig fehlender Akkommodation der Schwingungsfreiheitsgrade ergeben würden (gestrichelt). Man bemerkt, daß die Strahlgeschwindigkeit durch den Ausfall der Schwingungsfreiheitsgrade beim UF_6 etwa halbiert würde, während beim CO_2 nur ein Effekt von etwa 5–10% zu erwarten wäre.

Apparatur und Durchführung der Versuche

Die chemische Aggressivität des UF_6 erforderte eine korrosionsfeste Ausführung aller Teile der Laufzeitapparatur, die merklichen Mengen UF_6 ausgesetzt waren. Als Materialien wurden rostfreier und vernickelter Stahl, Kupfer und Teflon verwendet. Da die Dampfdrucke von UF_6 und CO_2 bei der Temperatur der flüssigen Luft genügend klein sind, konnte das Strahlgas mit Kühlfallen aufgefangen werden. Der Wegfall der sonst erforderlichen Pumpen großer Saugleistung verringerte den experimentellen Aufwand gegenüber der früheren Anordnung⁷ erheblich.

Abb. 2 gibt einen schematischen Überblick über die benutzte Meßanordnung: Das Gas strömt vom Vorratsgefäß V über ein Regulierventil R zur Düse A. Ein Membran-Manometer zeigt den Einlaßdruck p_0 an. Beim Ausströmen aus der Düse expandiert das Gas bis auf den im Raum 1 herrschenden Druck p_1 und kondensiert zum größten Teil auf der mit flüssiger Luft gefüllten Falle K. Der Kern des erzeugten Überschallstrahles wird durch den Abschäler B und die Kollimatorblende C ausgeblendet. Der so erzeugte Molekularstrahl wird durch die rotierende Unterbrecherscheibe US, die an ihrer Peripherie zwei Schlitze zum Freigeben des Strahles besitzt, in kurze Abschnitte zerlegt. Die darin enthaltenen Moleküle verschiedener Geschwindigkeit trennen sich auf dem Laufweg L und passieren nach einer ihrer Geschwindigkeit entsprechenden Zeit t den Ionisationsdetektor D. Zur Markierung des Zeitnullpunktes wird gleichzeitig mit dem Molekularstrahl durch den zweiten Schlitz ein Lichtstrahl S freigegeben, der über die Photozelle PZ einen Photoimpuls erzeugt¹⁰. Der Laufweg L verläuft im Inneren einer Kupferglocke KG, die auf der Temperatur der flüssigen Luft gehalten wird. An die Untersuchungskammer UK und den Raum 1 sind unter Vorschaltung von mit flüssiger Luft gekühl-

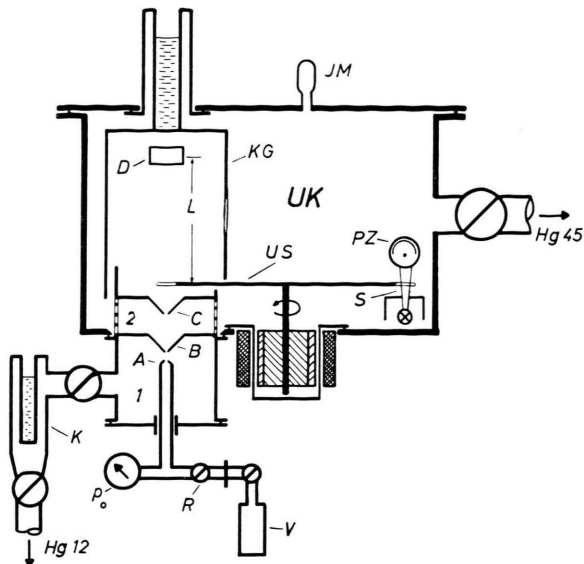


Abb. 2 Schematische Darstellung der Versuchsanordnung.

ten Fallen Quecksilberdiffusionspumpen mit Saugleistungen von 45 bzw. 12 Liter/s angeschlossen.

Die Unterbrecherscheibe US hat einen Durchmesser von 250 mm, die beiden Schlitze sind 5 mm breit und 10 mm lang, die Dicke der Scheibe beträgt am Rande 1 mm. Sie wird durch einen Drehfeldmotor angetrieben, dessen außerhalb des Vakuums angebrachte Feldwicklung von einem RC-Generator variabler Frequenz gespeist wird.

Der Aufbau des Ionisationsdetektors D geht aus Abb. 3 hervor. Die von einer Wolframbandkathode emittierten Elektronen werden durch das Magnetfeld eines Permanentmagneten, das parallel zum elektrischen Beschleunigungsfeld verläuft, zusammengehalten und durchkreuzen als ca. 1 mm dicker bandförmiger Strahl den Molekularstrahl¹¹. Die von den Ionen am Ableitwiderstand des Ionenauffängers erzeugte Spannung wird verstärkt und mit einem Oszillographen registriert.

Die Eingangsstufe des Verstärkers (Abb. 4) ist ein Kathodenfolger, bei dem die Eingangskapazität weitgehend kompensiert wird¹². Dadurch wird eine lange Verbindungsleitung zwischen Verstärker und Ionenauffänger ermöglicht, ohne daß dadurch die obere Frequenzgrenze herabgesetzt wird. Der benutzte Oszillograph¹³ besaß eine geeichte Zeitablenkung; daher

⁹ Die spezifische Wärme des UF_6 ist entnommen der Arbeit J. BIGEISEN, M. GOEPPERT-MAYER, P. C. STEVENSON u. J. TURKEVICH, J. chem. Phys. **16**, 442 [1948].

¹⁰ Nullpunktsfehler infolge mangelhafter Justierung des Lichtstrahles wurden durch Umkehrung des Drehsinnes der Scheibe ermittelt.

¹¹ Durch Verwendung einer senkrecht zur Strahlrichtung ausgespannten Kathode in Verbindung mit magnetischer Focussierung der Elektronen konnte die Ausdehnung der

Ionisierungszone in Strahlrichtung im Vergleich zur früheren Anordnung⁷ ohne Empfindlichkeitsverlust wesentlich reduziert werden. Für gleichen Laufweg L ergibt sich daraus bei genügend hoher Tourenzahl der Scheibe eine Verbesserung des Auflösungsvermögens.

¹² Eine ähnliche Schaltung wurde z. B. von J. R. MACDONALD, Rev. Sci. Instrum. **25**, 144 [1954] angegeben.

¹³ Tektronix Oscilloscope Type 545.

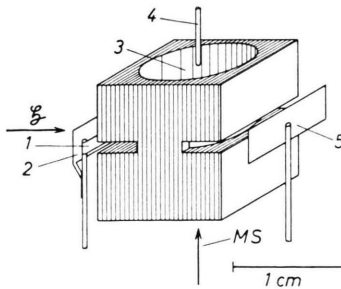


Abb. 3. Der Ionisationsdetektor: 1 = Wolframkathode. 2 = Abschirmblech, auf Kathodenpotential. 3 = Ionisierungsraum. 4 = Ionenfänger. 5 = Anode. H = Richtung des Magnetfeldes. MS = Richtung des Molekularstrahles.

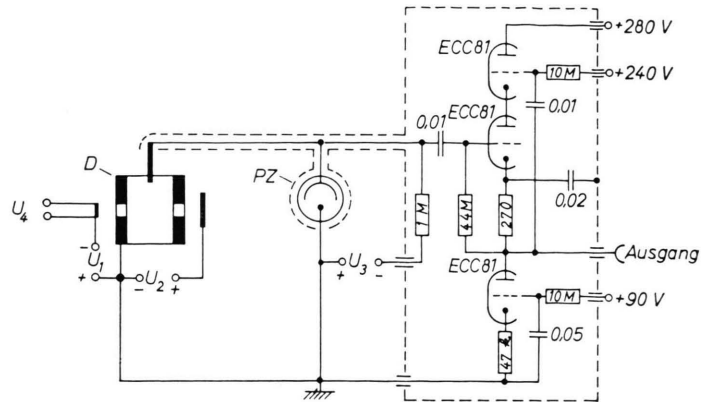


Abb. 4. Eingangsstufe des Verstärkers: D = Ionisationsdetektor (vgl. Abb. 3). PZ = Photozelle zur Markierung des Zeitnullpunktes. $U_1 \approx 100$ V, $U_2 \approx 60$ V, $U_3 \approx 150$ V, U_4 = Heizspannung der Kathode. Die Spannungen U_1 bis U_4 sowie die Heizspannung der Verstärkerröhren werden durch Batterien bzw. Akkumulatoren geliefert. Die Werte der Widerstände bzw. Kondensatoren sind in Ω bzw. μF angegeben.

erübrigt sich die Verwendung eines Zeitmarkengebers für die Bestimmung der Laufzeiten t .

Beim größten Teil der Versuche wurde eine konvergente Düse mit einem Mündungsdurchmesser von 0,49 mm verwendet. Daneben wurden einige Versuche mit einer LAVAL-Düse durchgeführt, deren engster Durchmesser gleich dem Mündungsdurchmesser der konvergenten Düse war. Der Öffnungsdurchmesser des Abschälers B betrug 0,59 mm, der der Kollimatorblende C 0,98 mm. Die Detektoröffnung hatte einen Durchmesser von 9 mm. Der Abstand d zwischen Düse und Abschäler war von außen einstellbar. Der Abstand des Abschälers B von der Blende C betrug 16 mm, der der Unterbrecherscheibe US von C 54 mm. Der Laufweg L , d. h. die Entfernung der aktiven Zone des Detektors von der Unterbrecherscheibe betrug 236 mm.

Wegen der annähernd konstanten Volumenausgleichung der Kühlfalle K war der Druck p_1 weitgehend proportional zur Menge des einströmenden Gases und damit zum Einlaßdruck p_0 ¹⁴. Das so gegebene Expansionsverhältnis betrug etwa 10^3 . Das im Raum 2 anfallende Strahlgas gelangt durch Pumplöcher mit einem Gesamtquerschnitt von 47 cm² in die Untersuchungskammer und kondensiert zum größten Teil außen an der Kupferglocke KG. Der Druck p_K im Untersuchungsraum, gemessen mit dem Ionisationsmanometer JM, war während der Versuche stets kleiner als $1,5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Daraus konnte der Druck im Raum 2 zu stets kleiner als $1 \cdot 10^{-4}$ Torr abgeschätzt werden.

Abb. 5 zeigt als Beispiel das Oszillogramm eines mit $p_0 = 36$ Torr und $d = 4$ mm erzeugten CO₂-Strahles.

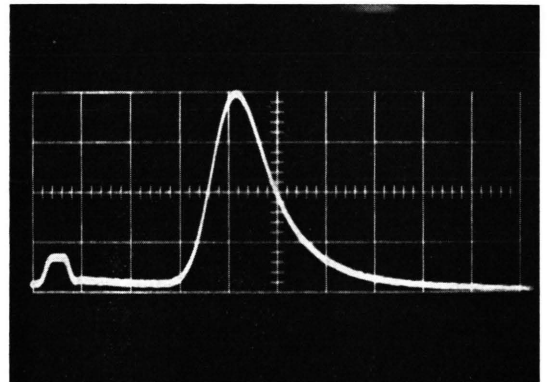


Abb. 5. Oszillogramm der Geschwindigkeitsverteilung von CO₂ bei normaler Tourenzahl (6000 U/min). Links im Bild der Lichtimpuls zur Markierung des Zeitnullpunktes. Die Breite der quadratischen Felder entspricht einer Zeit von 0,1 ms. $p_0 = 36$ Torr, $d = 4$ mm.

Berechnung der Geschwindigkeit und der Temperatur des Strahles aus dem zeitlichen Verlauf des Ionenstromes

Bei einer Teilchenstromdichte I_0 des unzerlegten Molekularstrahles ist die Verteilungsfunktion $f(v)$ der Teilchenstromdichte definiert durch:

$$dI(v) = I_0 f(v) dv. \quad (2)$$

Bezeichnet man die Strömungsgeschwindigkeit des Gases mit w_e und seine Temperatur mit T_e , so gilt

¹⁴ Die durch den Abschäler gehende Gasmenge kann bei dieser Betrachtung vernachlässigt werden.

für $f(v)$ ¹⁵:

$$f(v) = \text{const} \cdot v^2 \exp\{-\beta(v - w_e)^2\} \quad (3)$$

mit $\beta = M/2 R T_e$.

Bei beliebig gutem Auflösungsvermögen der Laufzeitanordnung besteht zwischen $f(v)$ und dem zeitlichen Verlauf des Ionenstromes $J(t)$ der Zusammenhang ⁷

$$J(t) = \text{const}' \cdot v f(v) \quad (4)$$

mit $v = L/t$.

Mit (3) folgt daraus

$$J(t) = \text{const}'' \cdot \frac{1}{t^3} \cdot \exp\{-\beta L^2 (1/t - w_e/L)^2\}.$$

Die gesuchten Größen w_e und T_e werden zweckmäßig über die Zeiten t_m und t_1 bzw. t_2 ($t_2 > t_m > t_1$) bestimmt, zu denen der Ionenstrom $J(t)$ seine maximale bzw. halbe maximale Intensität erreicht hat. Aus den Bestimmungsgleichungen:

$$\left(\frac{dJ(t)}{dt}\right)_{t=t_m} = 0, \quad J(t_1) = J(t_2) = \frac{1}{2} J(t_m)$$

erhält man $w_e = \frac{L}{t_m} h(a)$, (6)

$$T_e = \frac{M L^2}{2 R} \frac{1}{t_m^2} g(a) \quad (7)$$

mit $a = t_m/t_1$, $h(a) = 1 - \frac{3}{2} g(a)$,

$$g(a) = (a-1)^2 \{\ln 2 + 3(\ln a - a + 1)\}^{-1}.$$

Da die Halbwertszeiten t_1 und t_2 in den obigen Formeln vertauscht werden können, erhält man aus jedem Oszillogramm zwei Resultate für T_e und w_e , die bei voller Gültigkeit der angegebenen Beziehung und exakter Auswertung der Oszillogramme übereinstimmen müssen.

Der durch (6) und (7) gegebene funktionale Zusammenhang bewirkt, daß sich Fehler bei der Ermittlung der Zeiten t_m und t_1 bzw. t_2 stark auf das Endergebnis auswirken. Bei den in der vorliegenden Arbeit beobachteten a -Werten unterschieden sich die mit t_1 und t_2 gewonnenen Resultate für die *Strahltemperatur* um bis zu 20%, während die mit

den beiden Halbwertszeiten ermittelten *Strahlgeschwindigkeiten* nur Unterschiede bis zu etwa 5% zeigten. Da die Unterschiede keinen systematischen Gang aufwiesen, kann angenommen werden, daß sie im wesentlichen auf Ablesefehlern beruhen. Für die Darstellung der Ergebnisse wurde jeweils der Mittelwert aus den mit t_1 und t_2 erhaltenen Werten benutzt.

Daß die zur Auswertung benutzte Beziehung (5) den physikalischen Tatbestand im wesentlichen richtig beschreibt, geht aus Abb. 6 hervor, die das mit besonders hoher Tourenzahl und entsprechend hohem Auflösungsvermögen aufgenommene Oszillogramm eines UF_6 -Strahles zusammen mit dem Verlauf der angepaßten Funktion (5) zeigt. Es sind keine systematischen Abweichungen zwischen dem Oszillogramm und der eingezeichneten Funktion zu erkennen.

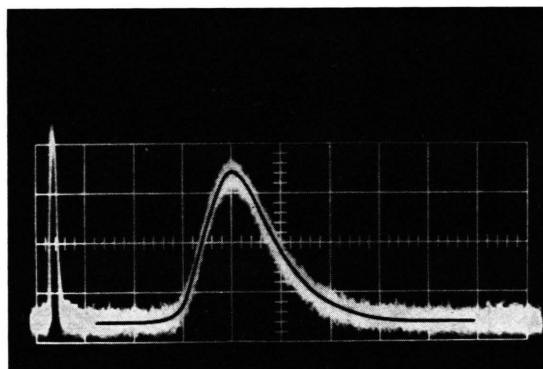


Abb. 6. Oszillogramm der Geschwindigkeitsverteilung von UF_6 bei erhöhtem Auflösungsvermögen (Tourenzahl 9400 U/min). Eingezeichnet ist der Verlauf der Funktion (5), berechnet mit den aus dem Oszillogramm erhaltenen Werten von $w_e = 288$ m/s, $T_e = 157$ °K. Die Breite der quadratischen Felder entspricht einer Zeit von 0,2 ms. $p_0 = 80$ Torr, $d = 4$ mm, $t_m/\tau = 19$.

Bei den im folgenden beschriebenen Versuchen war das Verhältnis von t_m und Öffnungszeit τ der Scheibe stets größer als 8. Dadurch konnten die von der endlichen Öffnungszeit herrührenden systematischen Fehler stets erheblich kleiner als die durch die Ableseungenauigkeit bedingten Fehler gehalten werden ¹⁶. Von noch geringerer Bedeutung war die

¹⁵ Die angenommene Verteilungsfunktion der Teilchenstromdichte des Düsenstrahles unterscheidet sich von der des „Ofenstrahles“ einmal durch das Auftreten der Strömungsgeschwindigkeit w_e im Exponenten, zum anderen durch das Auftreten eines Faktors v^2 an Stelle von v^3 . Die höhere Potenz in v beim Ofenstrahl kommt dadurch zustande, daß

beim „Ofen“ die Austrittswahrscheinlichkeit proportional zu v ist. Bei der Düse wird an die Stelle dieses Faktors v ein Faktor w_e gesetzt, der in (3) Bestandteil der Konstante ist.

¹⁶ Vgl. dazu Anm. 7, S. 326.

Begrenzung des Auflösungsvermögens durch das endliche Verhältnis von Dicke der Ionisierungszone in Strahlrichtung und Laufweg (vgl. Anm. ¹⁰).

Experimentelle Ergebnisse

Die Laufzeitverteilungen von CO_2 und UF_6 wurden als Funktion des Einlaßdruckes p_0 bei verschiedenen Abständen d zwischen Düse und Abschäler aufgenommen. Die Fotos der Oszillogramme wurden auf das Format Din A 5 vergrößert und in dieser Form zur Ermittlung der Zeiten t_m , t_1 und t_2 ausgemessen. Aus der Größe des mitabgebildeten Koordinatennetzes der Oszillographenröhre und der bekannten Ablenkzeit ergab sich die jeweilige Zeitskala (vgl. Abb. 5).

a) Konvergente Düse

Die Abb. 7 und 8 zeigen für die beiden untersuchten Gase den Verlauf der aus den experimentellen Ergebnissen mit (6) und (7) berechneten Strahlgeschwindigkeit und Strahltemperatur. In Abb. 9 ist,

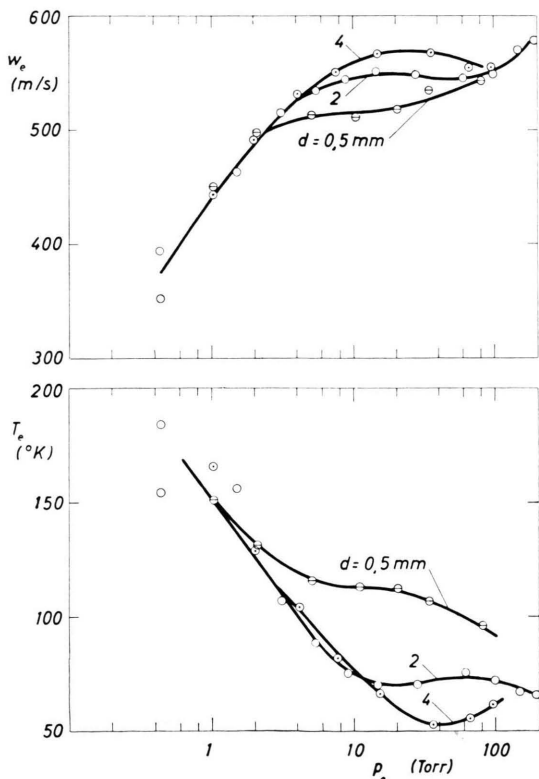


Abb. 7. Strahlgeschwindigkeit w_e und Strahltemperatur T_e von CO_2 , konvergente Düse, in Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 für die Abstände $d=0,5$ mm, 2 mm und 4 mm.

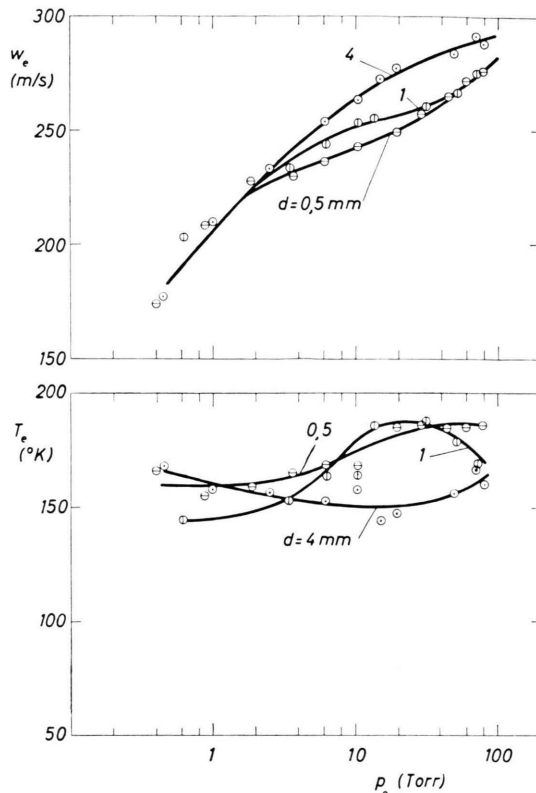


Abb. 8. Strahlgeschwindigkeit w_e und Strahltemperatur T_e von UF_6 , konvergente Düse, in Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 für die Abstände $d=0,5$ mm, 1 mm und 4 mm.

für beide Gase gemeinsam, die Druckabhängigkeit des „Akkommodationsgrades der Gesamtenergie“

$$G = (w_e^2)_g / (w_e^2)_a$$

dargestellt. Darin bedeutet $(w_e)_g$ die bei der Temperatur T_e gemessene, $(w_e)_a$ die für diese Temperatur unter der Annahme voller Akkommodation aller Freiheitsgrade nach (1) berechnete Strahlgeschwindigkeit.

1. Beim CO_2 nimmt die Strahlgeschwindigkeit im untersuchten Druckbereich mit steigendem Einlaßdruck von etwa 370 m/sec auf maximal 580 m/sec zu, während die Strahltemperatur von etwa 170 °K auf minimal 55 °K abfällt¹⁷. Unterhalb von $p_0 \approx 2$ Torr fallen die Kurven für die 3 Abschälerabstände innerhalb der Fehlergrenze zusammen. Bei höheren Einlaßdrücken spreizen sie sich deutlich in dem Sinn auf, daß mit größerem Abstand d zunächst größere

¹⁷ Bei Einlaßdrücken unter 1 Torr wird die Auswertung der Oszillogramme wegen des großen Verhältnisses von Rausch- zu Signalspannung sehr unsicher.

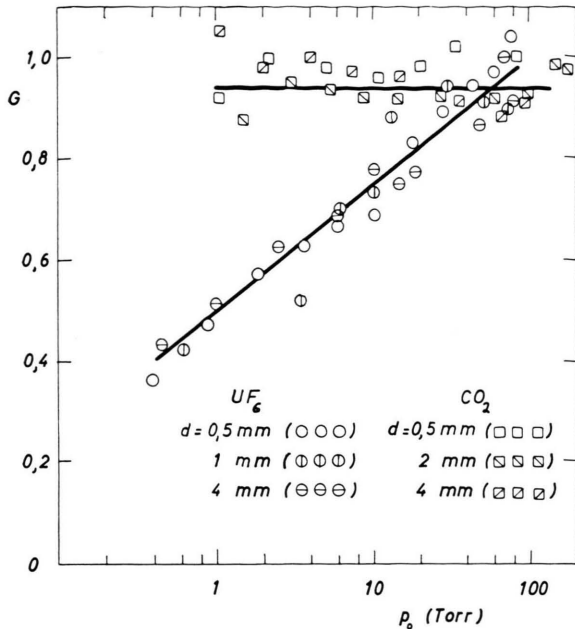


Abb. 9. Der Akkommodationsgrad G von UF_6 und CO_2 , konvergente Düse, als Funktion des Einlaßdruckes p_0 .

Strahlgeschwindigkeiten und tiefere Temperaturen erreicht werden. Bei den höchsten untersuchten Einlaßdrücken beginnt sich dieser Unterschied wieder zu verwischen.

Da sich der Akkommodationskoeffizient der Gesamtenergie beim CO_2 nach Abb. 9 erwartungsgemäß innerhalb der Fehlergrenze unabhängig von p_0 und d zu etwa 0,95 ergibt, kann der Einfluß des Einlaßdruckes und des Abschälerabstandes auf die erzielte Geschwindigkeit und Temperatur des Strahles nur auf einer Veränderung des effektiven Expansionsverhältnisses beruhen. Eine Vergrößerung des effektiven Expansionsverhältnisses durch Steigerung des Einlaßdruckes ist zu erwarten, weil sich mit steigendem p_0 das Gebiet, in dem die gasdynamische in

die molekulare Strömung übergeht, stromabwärts bewegt. Der effektive Endpunkt der gasdynamischen Expansion wird dabei durch einen bestimmten Wert der KNUDSEN-Zahl, d. h. durch ein bestimmtes Verhältnis von gaskinetischer mittlerer freier Weglänge und Strahldurchmesser zu beschreiben sein.

Der Einfluß des Abschälerabstandes läßt sich im Rahmen dieser Vorstellung folgendermaßen erklären: Sobald das Gebiet mit der kritischen KNUDSEN-Zahl bei einer Steigerung des Einlaßdruckes die Mündung des Abschälers erreicht, kann das effektive Expansionsverhältnis des für die Molekularstrahlerzeugung benutzten Strahlkernes zunächst nicht weiter ansteigen, da die KNUDSEN-Zahl hinter dem Abschäler, durch das Ausblenden des Strahlkernes, sprunghaft zunimmt. Bei einer weiteren Steigerung des Einlaßdruckes werden daher die Strahlgeschwindigkeit und die Strahltemperatur solange annähernd konstant bleiben, bis auch hinter dem Abschäler die kritische KNUDSEN-Zahl unterschritten ist¹⁸.

2. Beim UF_6 nimmt die Strahlgeschwindigkeit nach Abb. 8 im untersuchten Druckbereich mit steigendem Einlaßdruck um etwa denselben Faktor zu wie beim CO_2 . Dagegen fehlt die beim CO_2 beobachtete starke Abnahme der Strahltemperatur¹⁹. Nach Abb. 9 ist der Unterschied im Verhalten von UF_6 und CO_2 auf eine starke Druckabhängigkeit des Akkommodationsgrades des UF_6 im untersuchten Druckbereich zurückzuführen. Der Akkommodationsgrad der Gesamtenergie fällt nach Abb. 9 zwischen $p_0 = 80$ und $0,4$ Torr von nahezu 1 auf etwa 0,36. Bei fehlender Akkommodation der Schwingungsfreiheitsgrade und völliger Akkommodation der Rotationsfreiheitsgrade würde sich für die beobachtete mittlere Endtemperatur $T_e \approx 160^\circ\text{K}$ theoretisch $G \approx 0,3$ ergeben. Aus dem experimentellen Ergebnis folgt also, daß die Schwingungsfreiheitsgrade des UF_6 unter den gewählten Versuchsbedin-

¹⁸ Beim CO_2 beobachtet man für $d=4$ mm oberhalb $p_0=40$ Torr einen Abfall bzw. Anstieg der nach Gl. (6) und (7) berechneten Werte von Strahlgeschwindigkeit und Strahltemperatur. Dieser Effekt beruht möglicherweise auf einer teilweisen Kondensation des Strahlgases, die bei höheren Einlaßdrücken durch das Auftreten eines zweiten Maximums auf der Seite kleinerer Geschwindigkeit im Oszillogramm zu erkennen ist. Vgl. dazu E. W. BECKER, K. BIER u. W. HENKES, Z. Phys. **146**, 333 [1956]. Daneben könnten auch entropieerzeugende Effekte wie Verdichtungsstöße und Reibung eine Rolle spielen, deren Einfluß mit der Entfernung von der Düsenmündung zunimmt.

Mit dem annähernd druck-unabhängigen Verhältnis $p_0/p_1 \approx 1000$, wie es sich bei den Experimenten einstellte (s. S. 854), wäre für CO_2 bei isentroper Expansion mit

$\kappa=1,4$ (volle Akkommodation der Rotation, fehlende Akkommodation der Schwingung) eine Strahlgeschwindigkeit $w_e=580$ m/sec und eine Strahltemperatur $T_e=41^\circ\text{K}$ zu erwarten. Beide Werte entsprechen etwa dem für $d=4$ mm gemessenen Maximalwert der Geschwindigkeit bzw. Minimalwert der Temperatur.

¹⁹ Die Strahltemperatur zeigt beim UF_6 im Mittel sogar eine schwach positive Druckabhängigkeit. Bei der verhältnismäßig großen Fehlergrenze für T_e (bis $\pm 10\%$, s. S. 855) sind die in Abb. 8 für die verschiedenen Abschälerabstände getrennt eingezeichneten Kurven nicht allzu erst zu nehmen. Anzeichen für eine teilweise Kondensation des Strahlgases (vgl. Anm. ¹⁸) konnte beim UF_6 nicht festgestellt werden.

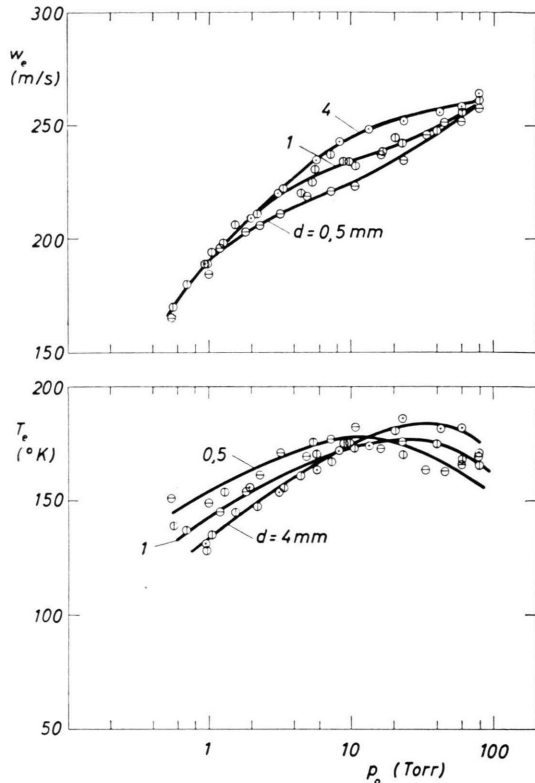


Abb. 10. Strahlgeschwindigkeit w_e und Strahltemperatur T_e von UF_6 , LAVAL-Düse, in Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 für die Abstände $d=0,5$ mm, 1 mm und 4 mm.

ungen bei $p_0 = 0,4$ Torr nur sehr wenig, bei $p_0 = 80$ Torr dagegen nahezu vollständig akkommodieren.

b) LAVAL-Düse

Abschließend sollte noch untersucht werden, ob sich durch eine geführte Expansion des Strahles in einer LAVAL-Düse der Akkommodationsgrad der Schwingungsfreiheitsgrade des UF_6 bei vorgegebenem Einlaßdruck und vorgegebenem engstem Düsendurchmesser steigern läßt. Der engste Durchmesser der verwendeten LAVAL-Düse stimmte innerhalb der Meßgenauigkeit mit dem Mündungsdurchmesser der konvergenten Düse überein (0,49 mm). Der Mündungsdurchmesser betrug 1,68 mm, die Länge des LAVAL-Kegels 1,60 mm.

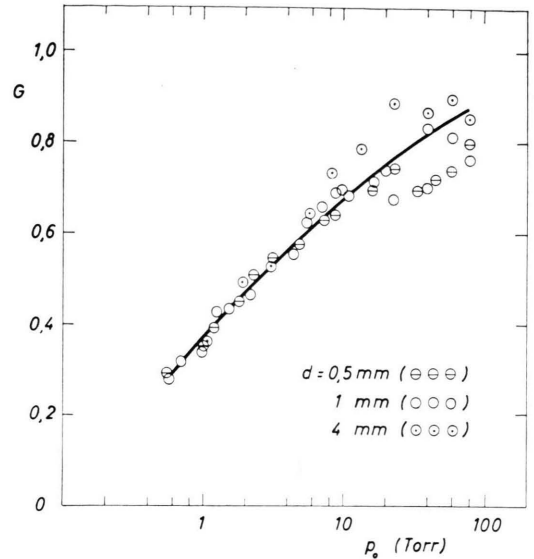


Abb. 11. Der Akkommodationsgrad G von UF_6 , LAVAL-Düse, als Funktion des Einlaßdruckes p_0 .

Nach Abb. 10 ist der mit der LAVAL-Düse erzeugte Strahl, bei vorgegebenem Einlaßdruck, etwas langsamer als der mit der konvergenten Düse erzeugte. Im Gegensatz zur Erwartung wird mit der LAVAL-Düse nach Abb. 11, bei vorgegebenem Einlaßdruck, ein etwas geringerer Akkommodationsgrad erreicht. Auch aus Versuchen mit anderen Gasen (Kohlendioxyd, Methanol, Benzol) war zu entnehmen, daß sich unter den gewählten Versuchsbedingungen mit dem LAVAL-Kegel weder der Akkommodationsgrad noch die MACH-Zahl ($= \text{const} \cdot w_e / \sqrt{T_e}$) des Strahles gegenüber der konvergenten Düse steigern lassen. Für die Erzeugung intensiver Molekularstrahlen wird man daher im allgemeinen die wesentlich einfacher herzustellende konvergente Düse vorziehen.

Wir danken Herrn Prof. Dr. E. W. BECKER für die Anregung und stete Förderung dieser Arbeit. Der Rechengruppe des Instituts für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe danken wir für die Ausführung numerischer Rechnungen.