

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

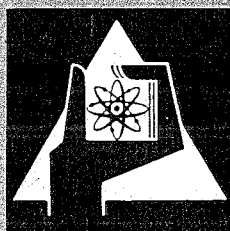
Juli 1972

KFK 1634

Institut für Kernverfahrenstechnik

Untersuchungen zum Einfluß von Wärmetransportvorgängen  
auf den Strömungsverlauf und die Entmischung in der Trenndüse  
mit molekular angeströmten Druck- und Temperatursonden

U. Ehrfeld, W. Ehrfeld



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1972

KFK 1634

Institut für Kernverfahrenstechnik

UNTERSUCHUNGEN ZUM EINFLUSS VON WÄRMETRANSPORTVORGÄNGEN AUF  
DEN STRÖMUNGSVERLAUF UND DIE ENTMISCHUNG IN DER TRENNDÜSE  
MIT MOLEKULAR ANGESTRÖMTEN DRUCK- UND TEMPERATURSONDEN

von

U. Ehrfeld<sup>+)</sup>

W. Ehrfeld

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

+) Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität  
Karlsruhe (T.H.) genehmigte Dissertation



Zusammenfassung:

Das Strömungs- und Temperaturfeld in der Trenndüse und der Einfluß von Wärmezufuhr über beheizte Düsenwände auf die Gemischtrennung wurden durch kombinierte Messungen mit molekular angeströmten Druck- und Temperatursonden für He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemische untersucht. Es konnte nachgewiesen werden, daß eine enge Kopplung zwischen den Entmischungsvorgängen in der Trenndüse einerseits und den Wärmeaustauschvorgängen innerhalb der Strömung sowie mit den begrenzenden Wänden andererseits existiert. Durch den mit der Entmischung verbundenen Transport kinetischer Energie in Richtung zur Umlenkwand werden radiale Unterschiede in der Stautemperatur erzeugt; radiale Unterschiede der statischen Temperatur, die sich bei der Expansion des Gases zunächst ausbilden, werden durch die Gemischtrennung hingegen ausgeglichen, wie vergleichende Untersuchungen an reinem Helium und den Gasgemischen zeigen. Wärmezufuhr zur Trenndüsenströmung über beheizte Düsenwände beeinflusst zwar das Geschwindigkeitsverhältnis der Strömung nur schwach, sie hat jedoch einen deutlichen Einfluß auf die Gemischtrennung. Während der Gemischtrennfaktor bei beheizter Umlenkwand in der Nähe der Umlenkwand abgesenkt und in den inneren Strömungsbereichen angehoben wird, führt eine Wärmezufuhr über das Düsenblech zu einer Vergrößerung des Gemischtrennfaktors im gesamten Strömungsquerschnitt um bis zu 20 %.

Abstract:

The flow and temperature fields in the separation nozzle as well as the effect on flow profiles and demixing of heat transfer between heated nozzle walls and the gas flow were studied by means of combined measurements with free molecular pressure and temperature probes in He/Ar and He/SF<sub>6</sub> gas mixtures. It has been pointed out that a strong interaction exists between demixing of the components, on the one hand, and the heat transfer within the flow and heatexchange with the surrounding walls, on the other hand. The flux of kinetic energy associated with demixing and directed towards the deflection wall results in a radially differing stagnation temperature; however, the radial gradients of the static temperature, originally generated during the acceleration of the gas in the nozzle, become equalized due to demixing, as can be shown by comparison of experiments using pure helium. The heat transfer between heated nozzle walls and the flow has only little effect upon the molecular speed ratio. However, the rate of demixing of the components becomes considerably modified by the heat transfer towards the flow. The separation factor of the two components decreases near the deflection wall and increases in the inner flow regions, since the deflection wall is heated. By heating of the inner nozzle plate an increase of the separation factor of up to 20 % over the total cross section can be maintained.



## Inhaltsverzeichnis

Seite

1. Einleitung	1
2. Grundlagen des Meßverfahrens	5
2.1 Die molekular angeströmte Drucksonde	5
2.2 Die molekular angeströmte Temperatursonde	8
2.2.1 Der konvektive Wärmetransport auf einen molekular angeströmten Zy- linder in einem Gasgemisch	8
2.2.2 Die Gleichgewichtstemperatur eines molekular angeströmten Zylinders in einem Gasgemisch	11
2.2.3 Bestimmung der thermischen Akkom- modationskoeffizienten der Ge- mischkomponenten	13
3. Meßanordnung und Versuchsdurchführung	14
3.1 Druck- und Temperatursonden	14
3.2 Trennelement	16
3.3 Apparatur	18
4. Experimentelle Ergebnisse	21
4.1 Das Temperaturfeld der Trenndüsenströmung bei einheitlicher Temperatur des Trennele- ments	21
4.1.1 Messungen an reinem Helium	21
4.1.2 Messungen an He/Ar- und He/SF <sub>6</sub> - Gemischen	30
4.2 Beeinflussung des Strömungs- und Tempera- turfeldes und der Entmischung durch Wärmezufuhr über die Düsenwände	39
4.2.1 Messungen an reinem Helium	39
4.2.2 Messungen an He/Ar- und He/SF <sub>6</sub> - Gemischen	41

	Seite
5. Diskussion der Ergebnisse	51
5.1 Einfluß der Gemischtrennung auf das Temperaturfeld	51
5.2 Einfluß der Wärmeleitung und der Scher- kräfte auf den radialen Energietransport	52
5.3 Wärmeaustausch zwischen Strömung und Um- gebung bei einheitlicher Temperatur des Trennelements	54
5.4 Beeinflussung der Strömung und der Gemisch- trennung durch Wärmezufuhr über beheizte Düsenwände	54
 Anhang I : Zur Berechnung des mittleren konvek- tiven Wärmestroms auf einen molekular angeströmten Zylinder; die Funktionen $a(S,f)$ und $b(S,f)$	 57
 Anhang II : Einfluß der Akkommodationskoeffizien- ten der inneren und äußeren Freiheits- grade auf die Gleichgewichtstempere- tur des Zylinders in reinen Gasen und Gasgemischen	 59
 Anhang III: Einfluß von Strahlung und Wärmelei- tung auf die Gleichgewichtstempere- tur des Zylinders	 62
 Literaturverzeichnis	 64



## 1. Einleitung

Für die Anreicherung des als Kernbrennstoff verwendeten leichten Uranisotops  $U^{235}$  kommt, neben dem Diffusions- und dem Zentrifugenverfahren, das im Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelte Trenndüsenverfahren in Frage [1],[2],[3]. Das Prinzip der heute verwendeten Trenndüsenanordnung geht aus Abb. 1 hervor. Ein Gemisch aus Uranhexafluorid und einem leichten Zusatzgas strömt aufgrund eines Druckgefälles durch eine schlitzförmige Düse mit gekrümmten Wänden. Am Ende der Umlenkung wird der Gasstrahl durch einen Abschäler in zwei Fraktionen zerlegt, die getrennt abgesaugt werden. Als Folge der Massenabhängigkeit der Zentrifugalkräfte wird das schwere Uranisotop in der nahe der Umlenkwand strömenden Fraktion angereichert, das leichte Uranisotop entsprechend in der inneren Fraktion. Das leichte Zusatzgas bewirkt eine Steigerung der Isotopenentmischung sowohl über eine Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit als auch über eine Verzögerung der Einstellung der barometrischen Dichteverteilung des  $UF_6$  [4].

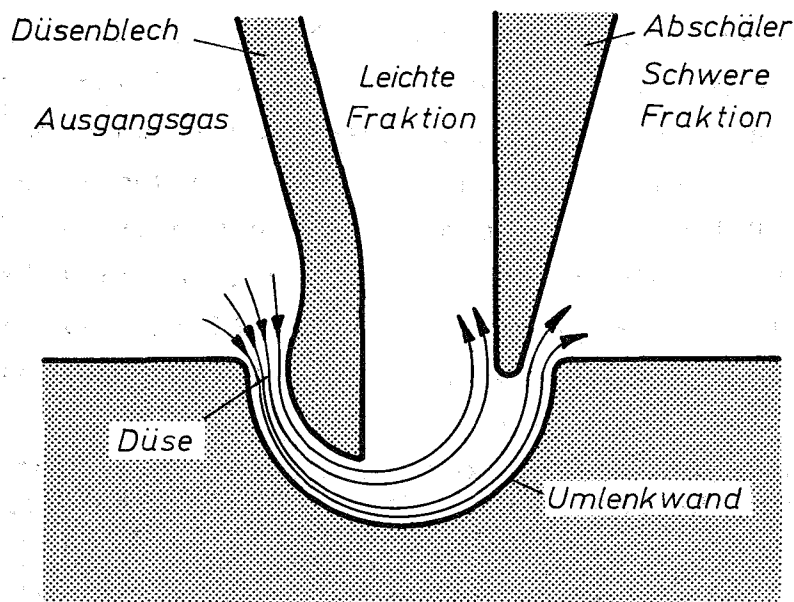


Abb. 1. Schnitt durch eine schlitzförmige Trenndüse mit schematischer Darstellung der Stromlinien.

Für die weitere Entwicklung des Trenndüsenverfahrens ist eine möglichst genaue Kenntnis der Strömungs- und Diffusionsvorgänge in der Trenndüse erwünscht. Eine geschlossene theoretische Darstellung dieser Vorgänge ist mit den heute bekannten Mitteln nicht möglich, da zum einen die Strömung in der Trenndüse dem Übergangsbereich zwischen Kontinuums- und Molekularströmung zuzuordnen ist<sup>1)</sup> und zum anderen die starke Abtrennung des  $UF_6$  vom leichten Zusatzgas auf die Strömung selbst zurückwirkt. Untersuchungen mit molekular angeströmten Drucksonden [5] zeigten, daß mittlere Mach-Zahlen zwischen 0.5 und 0.8 sowie ein starker Einfluß der Reibung auf die Strömungsprofile für die Trenndüse charakteristisch sind<sup>2)</sup>.

Es muß damit gerechnet werden, daß in dieser stark reibungsbehafteten, schnellen Strömung Wärmetransportvorgänge den örtlichen Strömungszustand merklich beeinflussen können. Temperaturgradienten in dem durch die Expansion abgekühlten Gas haben Wärmeleitung innerhalb der Strömung und Wärmeaustausch mit den begrenzenden Wänden zur Folge; die durch Reibung und Diffusion erzeugte Wärme wirkt ähnlich einer Wärmezufuhr auf die Strömung zurück, und den mit der Gemischtrennung verbundenen radialen Massenströmen sind entsprechende Ströme kinetischer Energie zuzuordnen. Nach Maßgabe des resultierenden Temperaturfeldes könnten sich dann ein Beitrag der Thermodiffusion zur Druckdiffusion sowie lokal veränderliche Werte der gaskinetischen Transportkoeffizienten, insbesondere der Diffusionskonstanten und der Zähigkeit, ergeben. Ziel der vorliegenden Arbeit

- 
- 1) Im Bereich optimaler Betriebsbedingungen des Trenndüsenverfahrens beträgt die Knudsen-Zahl der Strömung - definiert als Verhältnis von gaskinetischer mittlerer freier Weglänge zu engster Düsenweite - etwa 1/50 bis 1/150; die zugehörigen Reynolds-Zahlen sind von der Größenordnung 100.
  - 2) Die in der reibungsbehafteten Trenndüsenströmung auftretenden dissipativen Verluste wurden sowohl in einer experimentellen als auch in einer theoretischen Arbeit untersucht [6],[7].

war es deshalb, das für die Trenndüsenströmung charakteristische Temperaturfeld zu ermitteln und die Bedeutung von Wärmetransport- und Wärmeaustauschvorgängen für die Strömungs- und Entmischungsvorgänge aufzuzeigen.

Das Temperaturfeld der Trenndüsenströmung wurde durch kombinierte Messungen mit molekular angeströmten Druck- und Temperatursonden bestimmt. Die lokale statische Temperatur im strömenden Gasgemisch kann aus der Stautemperatur einer molekular angeströmten Temperatursonde ermittelt werden, wobei die zur Auswertung des Meßsignals notwendige Kenntnis der lokalen Geschwindigkeitsverhältnisse<sup>3)</sup> und Stromdichten der Gemischkomponenten aus korrespondierenden Drucksondenmessungen gewonnen wird. Die Messungen wurden an einem 1000-fach vergrößerten Modell der Trenndüse bei entsprechend verminderter Gasdichte vorgenommen<sup>4)</sup>. Das Trennelement war so ausgeführt, daß die Temperaturen von Umlenk wand, Düsenblech und Gaseinlauf getrennt voneinander vorgegeben werden konnten. Um die beim Arbeiten mit  $UF_6$  auftretenden Korrosionsprobleme zu vermeiden, wurden anstelle des Verfahrensgases Gemische aus Helium und Argon bzw. Helium und Schwefelhexafluorid verwendet.

Die Messungen zeigen, daß zwischen den Wärmeaustauschvorgängen und den Entmischungsvorgängen in der Trenndüse eine enge Kopplung existiert. Durch die Gemischtrennung wird einerseits das Temperaturfeld der Trenndüsenströmung merklich beeinflußt, und andererseits kann auch der räumliche

---

3) Als Geschwindigkeitsverhältnis bezeichnet man das Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit zu wahrscheinlichster Geschwindigkeit der ungeordneten Bewegung im Schwerpunktssystem der Strömung.

4) Für technische Trenndüsenanlagen sind Trennelemente vorgesehen, bei denen der Krümmungsradius der Umlenk wand etwa 0.1 mm beträgt; der zugehörige Düsen vordruck liegt bei 600 Torr, das Expansionsverhältnis beträgt etwa 4 [2],[3].

Verlauf der Entmischung durch Wärmezufuhr in die Strömung deutlich verändert werden. Aus vergleichenden Untersuchungen am reinen Gas und an Gasgemischen geht hervor, daß durch die Gemischtrennung radiale Unterschiede der Stautemperatur stark vergrößert, radiale Unterschiede der statischen Temperatur in der Strömung hingegen ausgeglichen werden. Untersuchungen zum Einfluß von Wärmezufuhr auf die Entmischung zeigen, daß die Gemischtrennung bei Wärmezufuhr über das Düsenblech merklich ansteigt; das Geschwindigkeitsverhältnis der Strömung wird hierbei jedoch kaum beeinflusst. Für die beobachtete Steigerung der Gemischtrennung dürfte nicht allein die Thermodiffusion, sondern vielmehr auch eine Vergrößerung der Diffusionskonstanten wesentlich sein. Eine Möglichkeit, genauere Aufschlüsse über den Beitrag solcher Effekte auf die Entmischungsvorgänge in der Trenndüse zu erhalten, wäre durch Sondenmessungen gegeben, bei denen neben der Trennung von leichtem Zusatzgas und schwerer Gemischkomponente auch die Trennung der Isotope der schweren Gemischkomponente im Strömungsfeld erfaßt würde.

## 2. Grundlagen des Meßverfahrens

In früheren Arbeiten [5],[8] wurde gezeigt, daß die partiellen Geschwindigkeitsverhältnisse und die partiellen Stromdichten in Gasgemischen mit einer molekular angeströmten Drucksonde, die direkt an ein Massenspektrometer angeschlossen ist, ermittelt werden können; an diese Meßmethode wird im folgenden Kapitel 2.1 kurz erinnert. Bei Kenntnis der Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten der Gemischkomponenten kann dann die statische Temperatur der Strömung aus der Temperatur berechnet werden, die ein gegenüber der Strömung ruhendes molekular angeströmtes Thermometer annimmt. Als Thermometer wird bei den vorliegenden Untersuchungen ein senkrecht zur Strömung ausgespannter Draht (Widerstandsdraht oder auf Stoß geschweißtes Thermoelement) verwendet, dessen Durchmesser klein ist gegen die mittlere freie Weglänge in der Strömung. Diese Temperatursonde kann als molekular angeströmter Zylinder behandelt werden; der Zusammenhang zwischen der Temperatur eines molekular angeströmten Zylinders und den Zustandsgrößen des strömenden Gasgemischs wird in Abschnitt 2.2 hergeleitet.

### 2.1 Die molekular angeströmte Drucksonde

Abb. 2 zeigt eine schematische Darstellung der Meßanordnung mit molekular angeströmter Drucksonde. Die Sonde besteht aus einem einseitig verschlossenen Röhrchen mit einer seitlichen Öffnung. Das Röhrchen ist senkrecht zur Strömung ausgerichtet und um seine Achse drehbar, so daß die seitliche Öffnung unter beliebigem Winkel zur Strömungsrichtung orientiert werden kann. In einem direkt an die Sonde angeschlossenen Massenspektrometer wird das in die Sondenöffnung einströmende Gasgemisch analysiert und für jede Gemischkomponente wird der Zusammenhang zwischen dem Drehwinkel der Sonde und dem am Massenspektrometer registrierten Ionenstrom aufgenommen.

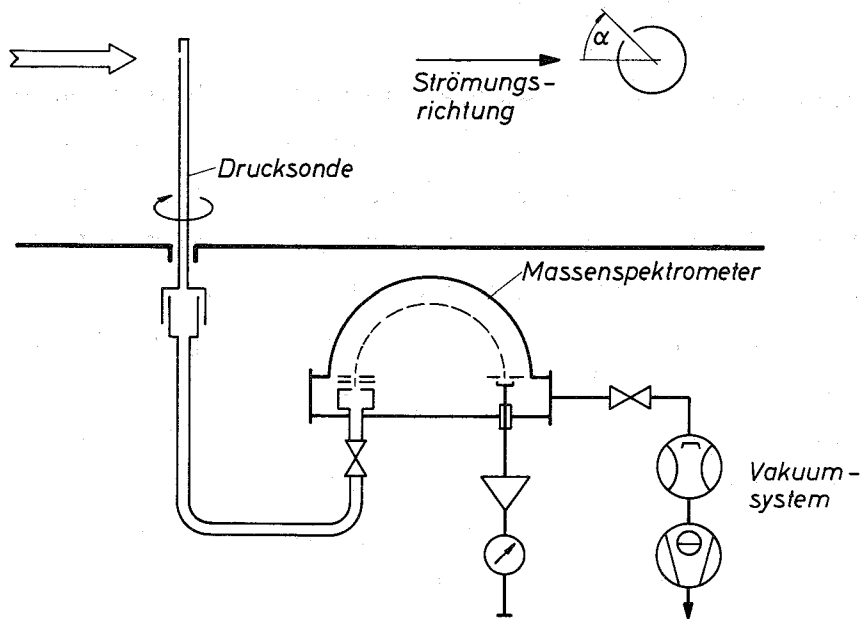


Abb. 2. Schematische Darstellung der Meßanordnung mit molekular angeströmter Drucksonde und Massenspektrometer.

Eine ausführliche Herleitung der theoretischen Beziehungen zur Auswertung der Drucksondenmessungen wird in [5] und [8] gegeben. Dabei wird unter anderem gezeigt, daß bei lokalem thermischem Gleichgewicht das Geschwindigkeitsverhältnis für jede Gemischkomponente aus dem Verhältnis der Ionenströme bestimmt werden kann, welche für diese Komponente bei zwei verschiedenen Drehwinkeln der Sonde am Massenspektrometer registriert werden. In Strömungsgebieten, in denen stärkere Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht auftreten, lassen sich Effektivwerte für das Geschwindigkeitsverhältnis ermitteln [5], [9]. Die örtliche Stromdichte ergibt sich für jede Gemischkomponente - nach entsprechender Eichung der Meßanordnung - aus der Differenz der Ionenströme, die gemessen werden, wenn die Sondenöffnung einmal entgegen der Strömungsrichtung ( $\alpha = 0^\circ$ ) und einmal in Strömungsrichtung ( $\alpha = 180^\circ$ ) ausgerichtet ist.

Da mit molekular angeströmten Drucksonden das Feld der partiellen Stromdichten in der ganzen Trenndüse ausgemessen

werden kann, läßt sich der Ablauf der Entmischungsvorgänge im Verlauf der Umlenkung des Gasgemischs verfolgen. Ist der Stromdichteverlauf in verschiedenen radialen Querschnitten durch das Trennelement bekannt, so können die Molstromflächen der Gemischkomponenten im Strömungsfeld ermittelt werden. Bezeichnet  $j_i^N(R)$  die Stromdichte der Komponente  $i$  senkrecht zu einer Querschnittsfläche und  $R$  die Radialkoordinate im Querschnitt, so sind die Molstromflächen gemäß der Beziehung

$$\vartheta_i(R) = \frac{\int_{R_1}^R j_i^N(R) dR}{\int_{R_1}^{R_0} j_i^N(R) dR} \quad (1)$$

$R_1$  = innerer Strahlrand

$R_0$  = äußerer Strahlrand (Umlenk wand)

als Flächen mit  $\vartheta_i = \text{const}$  festgelegt. Da bei der Trenndüse der Molstrom  $L_i$  der Komponente  $i$  durch den Abschäler in die Teilströme  $\vartheta_i L_i$  bzw.  $(1 - \vartheta_i) L_i$  aufgeteilt wird, wird die Größe  $\vartheta_i$

$$\vartheta_i = \frac{\text{Molstrom der Komponente } i \text{ in der leichten Fraktion}}{\text{Gesamt molstrom der Komponente } i}$$

als partielles Abschälverhältnis bezeichnet. Durch Gl. (1) ist  $\vartheta_i$  für jeden Ort in der Strömung definiert. Mit den partiellen Abschälverhältnissen  $\vartheta_1$  der leichten und  $\vartheta_2$  der schweren Gemischkomponente kann für jeden Ort in der Strömung der Grad der Entmischung durch den lokalen Gemisch-

trennfaktor

$$A = \frac{\vartheta_1(1 - \vartheta_2)}{(1 - \vartheta_1)\vartheta_2} \quad (2)$$

beschrieben werden.

## 2.2 Die molekular angeströmte Temperatursonde

### 2.2.1 Der konvektive Wärmetransport auf einen molekular angeströmten Zylinder in einem Gasgemisch

Der konvektive Energiestrom  $Q_K$  auf ein Flächenelement  $dA$  des Meßdrahtes der Temperatursonde ergibt sich aus dem Energiestrom  $E_e$  der einfallenden Teilchen abzüglich des Energiestroms  $E_r$  der wieder reflektierten Teilchen. Bei molekularer Anströmung des Flächenelements wird die Geschwindigkeitsverteilung der auf das Flächenelement auftreffenden Moleküle durch die reflektierten Moleküle nicht gestört, und die Energieströme der einfallenden und der reflektierten Teilchen können unabhängig voneinander berechnet werden [10] - [13]. Aus der Bedingung molekularer Anströmung folgt weiter, daß in einem Gasgemisch die von den Einzelkomponenten  $i$  auf das Flächenelement transportierten Energieströme  $E_{e,i}$  und  $E_{r,i}$  gleichfalls unabhängig voneinander berechnet werden können. Der konvektive Wärmestrom auf ein Flächenelement wird dann

$$Q_K = \sum_i (E_{e,i} - E_{r,i}) \quad (3)$$

Die mittlere Wärmestromdichte  $\bar{Q}_K$  auf den Zylinder ergibt sich dann aus einer Integration von Gl. (3) über die Zylinderoberfläche  $A$

$$\bar{Q}_K = \frac{1}{A} \sum_i \int_A (E_{e,i} - E_{r,i}) dA \quad (4)$$



Im folgenden werden die Energiestromdichten  $E_{e,i}$  und  $E_{r,i}$  berechnet. Die Energie, die ein Molekül mit sich trägt, besteht zunächst aus kinetischer Energie  $E'$ ; bei mehratomigen Molekülen kommt die Energie  $E''$  der inneren Freiheitsgrade hinzu.

Liegt in der Strömung lokales thermisches Gleichgewicht vor, dann ergibt sich die mittlere kinetische Energie  $E'_e$  der Moleküle<sup>5)</sup>, die pro Zeiteinheit auf ein Flächenelement  $dA$  auftreffen, zu

$$E'_e = \frac{nc_w kT_{\text{stat}}}{2\sqrt{\pi}} \cdot \left[ (S^2+2) e^{-S^2 \sin^2 \beta} + \sqrt{\pi} (S^2 + \frac{5}{2}) S \sin \beta [1 + \text{erf}(S \sin \beta)] \right] \quad (5)$$

mit

- $n$  = Teilchendichte
- $c_w$  = wahrscheinlichste Geschwindigkeit im Schwerpunktssystem der Strömung
- $T_{\text{stat}}$  = statische Temperatur der Strömung
- $S$  =  $v/c_w$  = Geschwindigkeitsverhältnis
- $v$  = Strömungsgeschwindigkeit
- $\beta$  = Einfallswinkel der Strömung auf das Flächenelement

Ist  $f$  die Zahl der am Energieaustausch mit dem Flächenelement beteiligten inneren Freiheitsgrade eines Moleküls und  $N_e$  die Zahl der pro Zeiteinheit auf das Flächenelement  $dA$  auftreffenden Moleküle, so ergibt sich für die Energiestromdichte  $E''_e$  der inneren Freiheitsgrade

$$E''_e = f \frac{kT_{\text{stat}}}{2} N_e \quad (6)$$

5) Da die im folgenden angegebenen Beziehungen für  $E'_e$  und  $E''_e$  in gleicher Weise für jede der Gemischkomponenten  $i$  gelten, wird der Index  $i$  zunächst wieder weggelassen.

mit

$$N_e = \frac{nc_w}{2\sqrt{\pi}} \left[ e^{-S^2 \sin^2 \beta} + \sqrt{\pi} S \sin \beta [1 + \operatorname{erf}(S \sin \beta)] \right] \quad (7)$$

Der gesamte auf das Flächenelement auftreffende Energiestrom  $E_e$  wird als Summe der Translationsenergie  $E'_e$  und der Energie der inneren Freiheitsgrade  $E''_e$  nach Gl. (5), (6) und (7) berechnet.

Zur Berechnung der Energiestromdichte der reflektierten Teilchen sei zunächst angenommen, daß die Moleküle die Temperatur der Zylinderoberfläche  $T_w$  annehmen. Die mittlere kinetische Energie  $E'_w$  bzw. die mittlere durch die inneren Freiheitsgrade transportierte Energie  $E''_w$  der Moleküle, die mit Wandtemperatur in der Zeiteinheit das Flächenelement verlassen, läßt sich aus den Gln.(5), (6) und (7) berechnen, wenn das Geschwindigkeitsverhältnis  $S = 0$  gesetzt wird

$$E_w = E'_w + E''_w = 2kT_w N_e + f \frac{kT_w}{2} N_e \quad (8)$$

Im allgemeinen Fall erfolgt jedoch keine vollständige Akkommodation der Moleküle an der Oberfläche. Man berücksichtigt dies formal durch den thermischen Akkommodationskoeffizienten  $\alpha$ , der in folgender Weise definiert ist<sup>6)</sup>

$$\alpha = \frac{E_r - E_e}{E_w - E_e} \quad (9)$$

---

6) Die Akkommodation der Translationsfreiheitsgrade wird i.a. effektiver erfolgen als die Akkommodation der inneren Freiheitsgrade, so daß bei exakter Berechnung verschiedene Akkommodationskoeffizienten für die inneren und die translatorischen Freiheitsgrade angenommen werden müssen. Hierauf wird in Anhang II näher eingegangen.

Setzt man diese Beziehung (9) in Gl. (4) ein, so läßt sich die mittlere Wärmestromdichte  $\bar{Q}_K$  für den Zylinder im Gasgemisch wie folgt angeben:

$$\bar{Q}_K = \frac{1}{A} \sum_i \int_A \alpha_i (E_{e,i} - E_{w,i}) dA \quad (10)$$

Führt man die Integration über die Zylinderoberfläche A aus, so erhält man für  $\bar{Q}_K$  eine Beziehung der Form

$$\bar{Q}_K = \sum_i \alpha_i j_i k [a_i(S_i, f_i) T_w - b_i(S_i, f_i) T_{stat}] \quad (11)$$

mit

$$j_i = n_i v = \text{Teilchenstromdichte}$$

Die Größen  $a_i$  und  $b_i$  sind jeweils Funktionen des partiellen Geschwindigkeitsverhältnisses  $S_i$  und der Zahl der inneren Freiheitsgrade  $f_i$ . Die Funktionen  $a_i(S_i, f_i)$  und  $b_i(S_i, f_i)$  werden im Anhang I, Gl. (AI.8) und (AI.9) angegeben.

### 2.2.2 Die Gleichgewichtstemperatur eines molekular angeströmten Zylinders in einem Gasgemisch

Die Temperatur, die ein molekular angeströmter Zylinder in einer Strömung annimmt, wird im stationären Fall dadurch festgelegt, daß der Nettoenergieaustausch zwischen Zylinder und Umgebung null wird. Bei der Aufstellung der Energiebilanz müssen neben dem Energieaustausch durch Konvektion noch die Wärmeleitung über die Zuführungen des Zylinders und die Wärmestrahlung berücksichtigt werden; hinzu kommen kann gegebenenfalls eine Aufheizung durch Joule'sche Wärme. Ist die Temperatur des Zylinders nicht zu hoch, dann kann durch geeignete Maßnahmen erreicht werden, daß Strahlung, Wärmeleitung und Joule'sche Aufheizung vernach-

lässigt bzw. als Meßfehler korrigiert werden können<sup>7)</sup>. Die Energiebilanz reduziert sich dann auf die Bilanz der konvektiven Anteile; der Zylinder wird als "adiabatisch angeströmt" bezeichnet und er nimmt seine sogenannte Gleichgewichtstemperatur  $T_w^{\circ}$  an<sup>8)</sup>. Mit der Bedingung

$$\bar{Q}_K = 0$$

folgt aus Gl. (11) für die Gleichgewichtstemperatur  $T_w^{\circ}$  des Zylinders im strömenden Gasgemisch

$$T_w^{\circ} = \frac{\sum_i \alpha_{ij} b_i(S_i, f_i)}{\sum_i \alpha_{ij} a_i(S_i, f_i)} \cdot T_{\text{stat}} \quad (12)$$

Für den Fall des reinen Gases vereinfacht sich Gl. (12) zu

$$T_w^{\circ} = \frac{b(S, f)}{a(S, f)} \cdot T_{\text{stat}} \quad (13)$$

Beim reinen Gas gehen in den Zusammenhang zwischen Gleichgewichtstemperatur der Sonde und statischer Temperatur der Strömung nur noch das Geschwindigkeitsverhältnis und die Zahl der inneren Freiheitsgrade ein; der Zusammenhang enthält nicht mehr die Stromdichte und den thermischen Akkommodationskoeffizienten.

---

7) Solche Meßfehler bzw. deren Korrektur werden in Anhang III diskutiert.

8) Es wird angenommen, daß der Zylinder gut wärmeleitend ist, so daß sich an jeder Stelle seiner Oberfläche die gleiche Temperatur einstellt.

### 2.2.3 Bestimmung der thermischen Akkommodationskoeffizienten der Gemischkomponenten

Im vorangehenden Kapitel wurde gezeigt, daß zur Bestimmung der statischen Temperatur  $T_{\text{stat}}$  eines strömenden Gasgemischs aus der Gleichgewichtstemperatur  $T_w^{\circ}$  der Sonde, neben den partiellen Geschwindigkeitsverhältnissen  $S_i$  und Stromdichten  $j_i$  noch die thermischen Akkommodationskoeffizienten  $\alpha_i$  der Gemischpartner bekannt sein müssen (vgl. Gl. (12)). Nun können jedoch neben der Information, die die adiabatisch angeströmte Temperatursonde durch ihre Gleichgewichtstemperatur bezüglich der Strömung liefert, noch weitere Informationen über die Strömung gewonnen werden, wenn man die Sonde bei einer Übertemperatur  $T_w > T_w^{\circ}$  betreibt und die zur Aufrechterhaltung der Übertemperatur notwendige elektrische Leistung mißt. Bezeichnet  $\bar{Q}_J$  die Joule'sche Wärme, die dem Flächenelement der Sonde in der Zeiteinheit zur Aufrechterhaltung einer Übertemperatur  $T_w$  zugeführt werden muß, so gilt als Energiebilanz für die Sonde

$$\bar{Q}_K + \bar{Q}_J = 0$$

und mit den Gl. (11) und (12) ergibt sich

$$\bar{Q}_J = -k (T_w - T_w^{\circ}) \sum_i \alpha_i j_i a_i(S_i, f_i) \quad (14)$$

Mißt man die Gleichgewichtstemperatur  $T_w^{\circ}$  sowie die Größen  $T_w$  und  $\bar{Q}_J$  bei Übertemperatur der Sonde an mehreren Orten in der Strömung, so kann Gl. (14) als lineares Gleichungssystem zur Bestimmung der  $\alpha_i$  aufgefaßt werden; dabei ist vorausgesetzt, daß die  $\alpha_i$  linear unabhängig von den  $S_i$  und  $j_i$  angesehen werden können, d.h., daß sich die Akkommodationskoeffizienten nicht mit den Strömungsgrößen ändern.

### 3. Meßanordnung und Versuchsdurchführung

#### 3.1 Druck- und Temperatursonden

Die bei den Messungen verwendete Drucksonde besteht aus einem V2A-Röhrchen von 0.4 mm Außendurchmesser und 0.2 mm Innendurchmesser, das eine seitliche Öffnung mit einem Durchmesser von 0.03 mm besitzt. Zum Nachweis der verschiedenen Versuchsgase ist an die Sonde ein magnetisches Massenspektrometer (Typ GD 150/4 der Fa. Varian MAT, Bremen) angeschlossen [5], [8].

Abb. 3 zeigt eine schematische Darstellung der molekular angeströmten Temperatursonde. Zur Messung der molekularen Stautemperatur dient ein senkrecht zur Strömung ausgerichteter 40 mm langer Draht von 0.1 mm Durchmesser, der aus

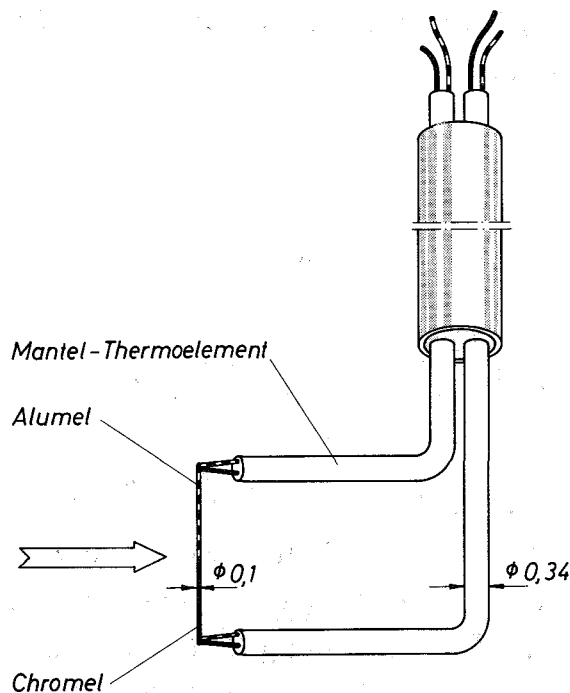


Abb. 3. Schematische Darstellung der Temperatursonde, deren Meßdraht aus zwei auf Stoß verschweißten Thermodrähten besteht. Durch die Thermoelemente an den Meßdrahtenden wird die Wärmeableitung vom Meßdraht an die Halterung erfaßt.

zwei auf Stoß miteinander verschweißten Chromel- bzw. Alumel-Thermodrähten von je 20 mm Länge besteht<sup>9)10)</sup>. Das so gebildete zylindrische Thermoelement ist zwischen zwei Bügeln ausgespannt, die aus Chromel-Alumel-Mantelthermoelementen von 0.34 mm Außendurchmesser hergestellt sind. An den Verbindungsstellen mit dem Meßdraht sind die Edelmantelhüllen der Mantelthermoelemente entfernt, so daß der Meßdraht unmittelbar mit den beiden Thermodrähten der Mantelthermoelemente verschweißt werden kann; die Temperatur des Meßdrahtes kann also gleichzeitig in der Drahtmitte und an den Drahtenden gemessen werden. Auf diese Weise kann der Einfluß der Wärmeableitung an den Meßdrahtenden quantitativ erfaßt und entsprechend korrigiert werden (vgl. Anhang III).

Über thermospannungsarme Schalter werden die drei Temperaturmeßstellen der Sonde zusammen mit einem Referenzthermoelement, dessen Temperatur gleich der Ruhetemperatur der untersuchten Strömung ist, mit einem Digitalvoltmeter verbunden. Das Digitalvoltmeter besitzt eine Auflösung von  $1 \mu\text{V}/\text{digit}$ , so daß mit den Chromel-Alumel-Thermoelementen, deren Empfindlichkeit  $41 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$  beträgt, noch Temperaturunterschiede von weniger als  $0.1^\circ\text{C}$  erfaßt werden können.

Neben der in Abb. 3 gezeigten Ausführung der Temperatursonde wurden weitere Sonden mit Widerstandsdrähten aus Wolfram, Platin und Nickel verwendet, mit denen durch eine zusätzliche Messung bei erhöhter Drahttemperatur die thermischen Akkommodationskoeffizienten der Gemischkomponenten ermittelt werden können (vgl. Kapitel 2.2.3). Diese Sonden besitzen jedoch den Nachteil, daß zur Erzielung eines ausreichend hohen Meßsignals extrem dünne Drähte mit genügend

---

9) Bei der Verschweißung der Thermodrähte auf Stoß blieb die zylindrische Form des Drahtes erhalten.

10) Chromel und Alumel unterscheiden sich nur geringfügig von NiCr und Ni. (Zusammensetzung: Chromel: 90 % Ni, 10 % Cr + 9 weitere Spurenelemente; Alumel: 95 % Ni, je 2 % Mn und Al, 1 % Si + 8 weitere Spurenelemente.)

großem Widerstand eingesetzt werden müssen, was eine sehr geringe mechanische Stabilität zur Folge hat. Da sowohl die Sonden mit Widerstandsdrähten als auch die Sonden mit Thermodrähten innerhalb einer Fehlergrenze von  $\pm 2^{\circ}\text{C}$  dieselben Werte der Gleichgewichtstemperatur der Sonde in der Strömung ergaben, konnten die am Widerstandsdraht gemessenen Akkommodationskoeffizienten für die Thermoelement-Sonde übernommen und für ausgedehnte Meßreihen die in Abb. 3 gezeigte, stabilere Sonde benutzt werden<sup>11)</sup>.

### 3.2 Trennelement

Abb. 4 zeigt eine schematische Darstellung des Trenndüsenmodells, an welchem die Druck- und Temperatursondenmessungen durchgeführt wurden. Umlenk wand, Düsenblech und Abschäler sind auf einer Grundplatte angebracht; nach oben wird die Trenndüse durch eine in der Abbildung nicht eingezeichnete Scheibe abgeschlossen, auf welcher die Verschiebevorrichtung für die Sonden angebracht ist. Auf die Umlenk wand, das Düsenblech und den Gaseinlauf sind Rohrschlangen aufgelötet, über die die Wände einzeln und unabhängig voneinander mit Wasser aufgeheizt bzw. gekühlt werden können. Die einzelnen Düsenwände sind mit Teflon sowohl gegeneinander als auch gegen die Grundplatte und die Verschiebevorrichtung thermisch isoliert, so daß eine räumlich definierte Wärmezufuhr zur Trenndüsenströmung möglich ist.

Das Trenndüsenmodell stellt im wesentlichen eine ähnliche Vergrößerung eines technischen Trennelements dar<sup>4)</sup>. Der Umlenkradius  $R_0$  beträgt 100 mm, die Düsenweite  $a$  ist auf

---

11) Die Oberfläche der Drähte kann hier bezüglich der Akkommodation als stark verunreinigte technische Oberfläche angesehen werden, an der sich reproduzierbare, hohe Akkommodationskoeffizienten weitgehend unabhängig vom Material der Drähte, einstellen [14].



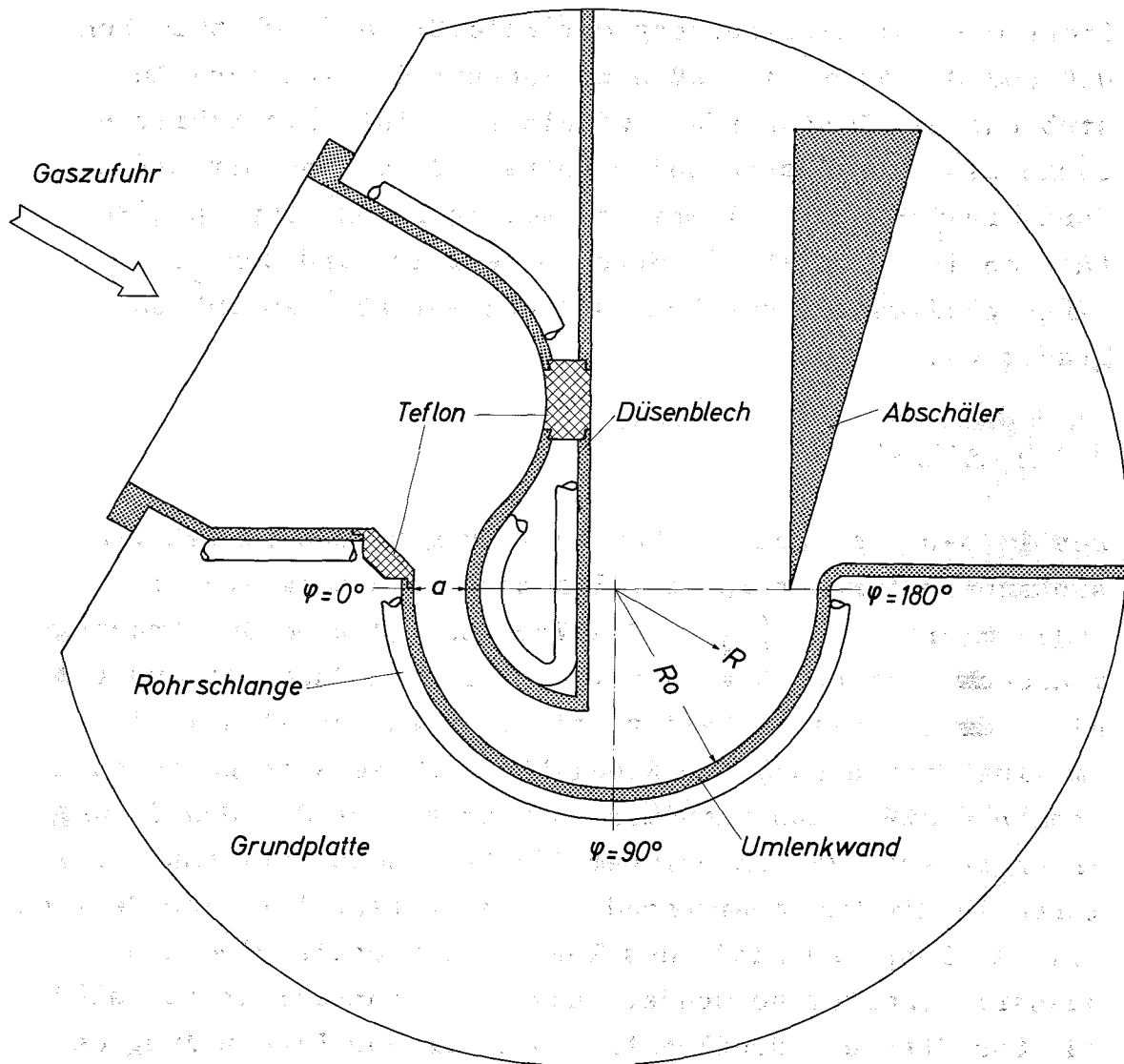


Abb. 4. Schematische Darstellung des Trenndüsenmodells mit heizbaren Düsenwänden (Krümmungsradius der Umlenkwand  $R = 100$  mm, Düsenweite  $a = 26.7$  mm).

$R$  und  $\varphi$  sind die bei der Darstellung der Meßergebnisse verwendeten Polarkoordinaten.

26.7 mm eingestellt. Entsprechend diesen Abmessungen liegt der für die Trennung optimale Einlaßdruck zwischen 0.4 und 0.8 Torr, so daß eine annähernd molekulare Anströmung der Drucksonde gewährleistet ist. Die Schlitzlänge des Trenndüsenmodells beträgt 84 mm und war dadurch festgelegt, daß bei der vorgegebenen Pumpkapazität von  $14\ 000\ \text{m}^3/\text{h}$  die durch Düsenweite und Schlitzlänge gebildete Querschnittsfläche auf etwa  $20\ \text{cm}^2$  begrenzt war.

### 3.3 Apparatur

Der Aufbau der bei den Sondenmessungen verwendeten Versuchsanordnung ist in Abb. 5 schematisch dargestellt (vgl. hierzu auch [5]). Das Versuchsgas wird aus Druckflaschen über ein Regelventil (1) in den Düsengasraum (2) eingelassen. Dieser besitzt ein Volumen von etwa 25 l, um eine Einstellung der Ruhegrößen des Versuchsgases zu gewährleisten. Aus dem Düsengasraum strömt das Gas in das Trennelement (3), in welchem die Drucksonde (4) bzw. alternativ die Temperatursonde (5) eingebaut ist. Zur Heizung bzw. Kühlung der Wände des Trenndüsenmodells wird ein Wasserthermostat verwendet. Aus dem Trennelement (3) wird das Gas über ein Regelventil (6), das zur Einstellung des Absaugdruckes dient, und über einen Puffertank (7) mit Rootspumpen (8) und nachgeschalteten Drehkolbenpumpen (9) abgesaugt. Das Saugvermögen des Pumpsatzes beträgt  $14\ 000\ \text{m}^3/\text{h}$  bei Ansaugdrücken zwischen  $5 \cdot 10^{-3}$  und 5 Torr [9].

Die Verschiebung der Sonden im Trennelement erfolgt über vakuumdichte mechanische Durchführungen. Die Drucksonde (4) ist über einen Metallwellschlauch (10) mit dem Massenspektrometer verbunden. Das Meßsignal der Temperatursonde, d.h. die Differenzthermospannung zwischen dem Thermoelement der Sonde und dem Referenzthermoelement (11) im Düsengasraum (2) bzw. der Spannungsabfall an dem von einer Konstantstromquelle gespeisten Widerstandsdraht, wird mit einem Digitalvoltmeter registriert (vgl. 3.1).

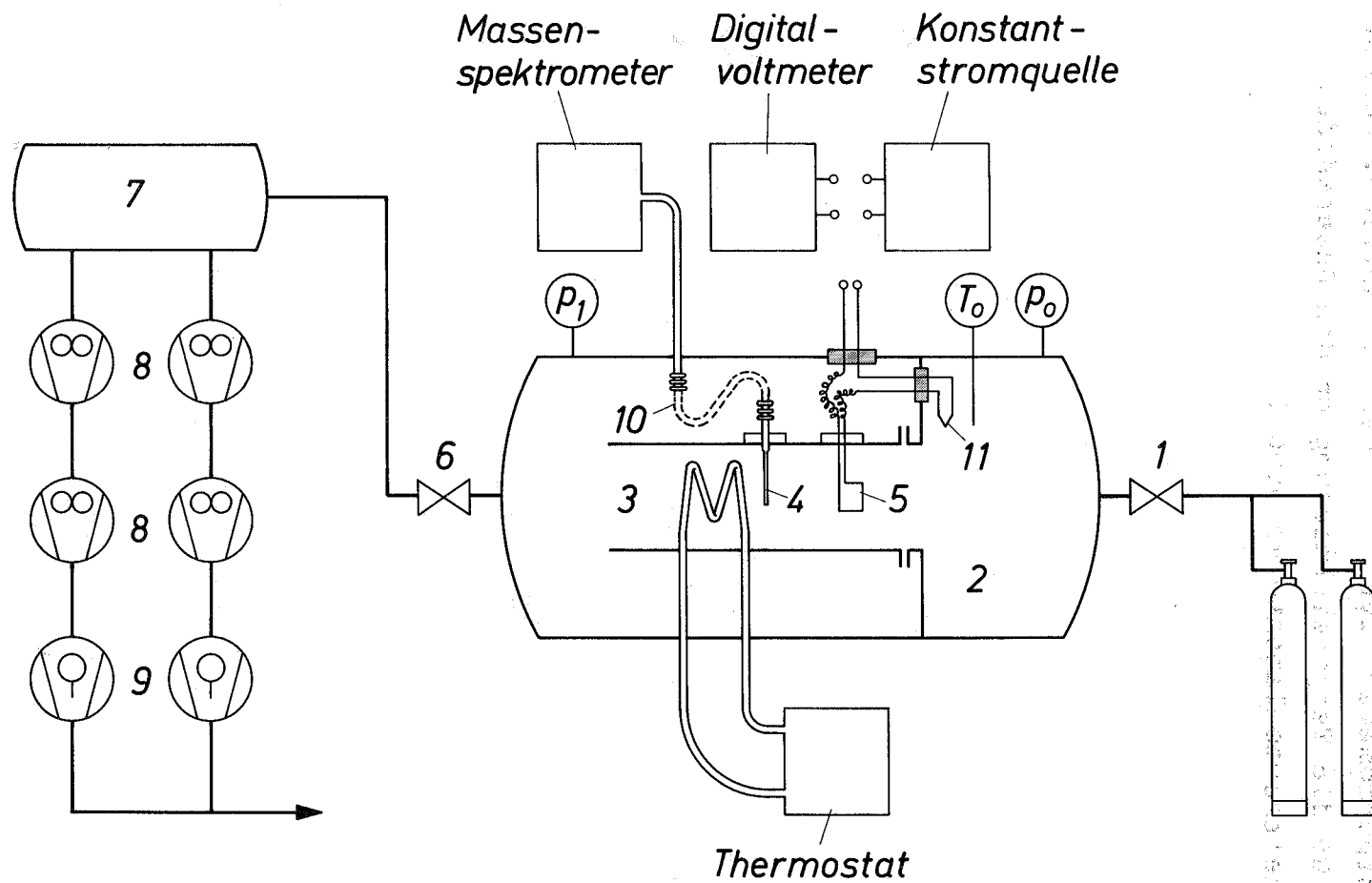


Abb. 5. Schema der Versuchsanordnung für die Druck- und Temperatursondenmessungen.

Zur Messung des Einlaßdruckes  $p_0$  und des Absaugdruckes  $p_1$  werden Membranmikromanometer (Typ 77 Baratron der Fa. MKS Instruments Inc., Burlington, Mass. USA) verwendet. Die Ruhetemperatur  $T_0$  im Düsengasraum wird mit einem Platinwiderstandsthermometer (Typ TM 16 der Fa. Mettler, Zürich) bestimmt. Für die Temperaturmessung an den Düsenwänden werden Mantelthermoelemente verwendet.

#### 4. Experimentelle Ergebnisse

##### 4.1 Das Temperaturfeld der Trenndüsenströmung bei einheitlicher Temperatur des Trennelements

Bei allen in Kapitel 4.1 beschriebenen, an reinen Gasen und Gasgemischen vorgenommenen Untersuchungen befanden sich sowohl die Wände des Trennelements als auch das Gas im Düsenvorraum auf einer einheitlichen Temperatur von etwa  $22^{\circ}\text{C}$ . Dies entspricht annähernd den Verhältnissen, wie sie beim Betrieb technischer Trennelemente vorliegen.

##### 4.1.1 Messungen an reinem Helium

Um eine Übersicht über die Wärmetransportvorgänge in der Trenndüsenströmung zu erhalten, ist es zweckmäßig, zunächst das Temperaturfeld für das reine Gas zu betrachten. Hierbei läßt sich, unabhängig von dem mit der starken Gemischtrennung verbundenen radialen Energietransport, der Zusammenhang zwischen dem Strömungsfeld und dem Temperaturfeld für die reibungsbehaftete kompressible Strömung in der gekrümmten Düse erfassen. Durch Vergleich der Messungen am reinen Gas mit entsprechenden Messungen an Gasgemischen kann dann der Einfluß der Gemischtrennung auf das Temperaturfeld aufgezeigt werden.

Das Ergebnis einer typischen Meßreihe an reinem Helium, die im radialen Strömungsquerschnitt beim Umlenkwinkel  $\varphi = 120^{\circ}$  durchgeführt wurde, ist in Abb. 6 dargestellt. Der Einlaßdruck betrug 0.6 Torr, das Expansionsverhältnis war 4. Aus dem mit der Drucksonde gemessenen Geschwindigkeitsverhältnis  $S$  und der Gleichgewichtstemperatur  $T_w^{\circ}$  der Temperatursonde wurde die statische Temperatur  $T_{\text{stat}}$  der Strömung nach Gl. (13) berechnet. Neben der gemessenen statischen Temperatur  $T_{\text{stat}}$  ist zum Vergleich gestrichelt

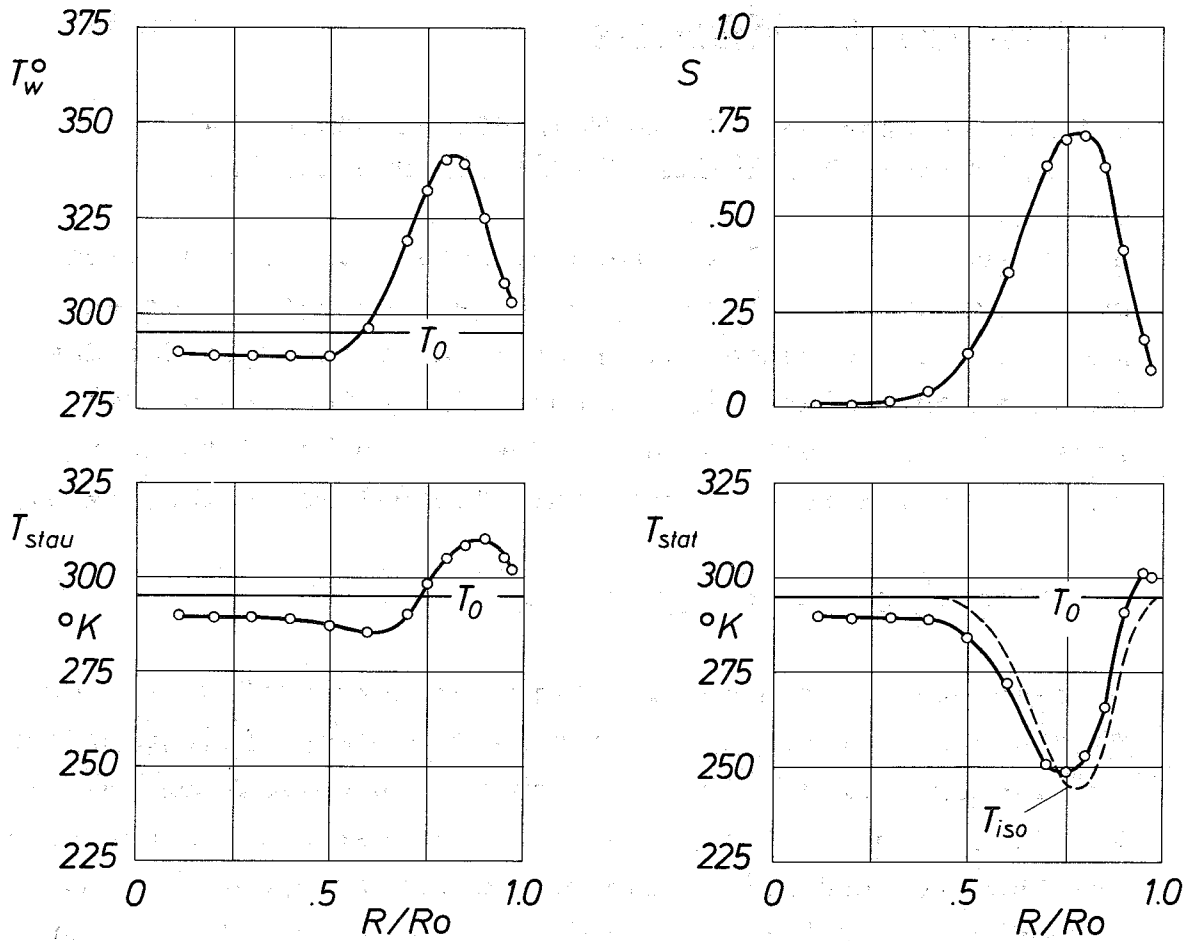


Abb. 6. Der radiale Verlauf der Gleichgewichtstemperatur  $T_w$ , des Geschwindigkeitsverhältnisses  $S$  und der aus  $T_w$  und  $S$  ermittelten Stautemperatur  $T_{stau}$  und statischen Temperatur  $T_{stat}$  für reines Helium als Düsengas. Zum Vergleich ist gestrichelt der Verlauf der hypothetischen statischen Temperatur  $T_{iso}$  eingezeichnet, die sich bei isoenergetischer Expansion auf das lokale Geschwindigkeitsverhältnis  $S$  ausgehend von der Ausgangstemperatur  $T_0$  ergibt.

Versuchsbedingungen: Einlaßdruck  $p_0 = 0.6$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$   
 Umlenkwinkel  $\varphi = 120^\circ$

der Verlauf einer "hypothetischen" statischen Temperatur  $T_{iso}$  eingezeichnet. Diese Vergleichstemperatur  $T_{iso}$  gibt die Temperatur an, die sich bei isoenergetischer Expansion auf das lokale Geschwindigkeitsverhältnis ausgehend von der Ausgangstemperatur  $T_0$  des Gases einstellt.

$$T_0 = T_{iso} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa} S^2\right) \quad (15)$$

Die isoenergetische Zustandsänderung kennzeichnet also den Fall, bei welchem kein Nettoenergieaustausch über die Stromflächen stattfindet<sup>12)</sup>. Weiter ist der Verlauf der Stautemperatur  $T_{stau}$  angegeben, die aus der statischen Temperatur  $T_{stat}$ , dem Geschwindigkeitsverhältnis  $S$  und dem Adiabatenexponenten  $\kappa$  nach der zu (15) analogen Beziehung bestimmt wurde<sup>13)</sup>. Die Stautemperatur  $T_{stau}$  ist mit der statischen Temperatur  $T_{stat}$  in der gleichen Weise verknüpft wie  $T_0$  mit  $T_{iso}$ . In den einzelnen Diagrammen zum Temperaturverlauf ist zusätzlich die Ausgangstemperatur  $T_0$  des Gases vor der Düse eingetragen. Alle Größen sind über dem normierten Abstand  $R/R_0$  vom Trennelementmittelpunkt aufgetragen; die Umlenkwand befindet sich jeweils an der rechten Bildbegrenzung bei  $R/R_0 = 1$ .

Man sieht, daß beim reinen Gase im hier untersuchten Strömungsquerschnitt der Verlauf der gemessenen statischen Temperatur  $T_{stat}$  annähernd dem Temperaturverlauf einer isoenergetischen Strömung entspricht. Die radiale Lage des Minimums der statischen Temperatur stimmt etwa mit

- 
- 12) Die isoenergetische Temperaturverteilung ergibt sich beispielsweise als exakte Lösung für die laminare kompressible Grenzschicht an einer ebenen wärmeundurchlässigen Platte bei einer Prandtl-Zahl  $Pr = 1$  (vgl. z.B. [15]).
  - 13) Die Gleichgewichtstemperatur  $T_w^0$  eines molekular angeströmten Zylinders ist stets größer als die Stautemperatur der Strömung, während bei kontinuumsmäßiger Anströmung die Gleichgewichtstemperatur stets kleiner als  $T_{stau}$  ist. Die höhere Gleichgewichtstemperatur bei molekularer Anströmung ergibt sich aufgrund der Tatsache, daß die kinetische Gesamtenergie der auf die Sonde auftreffenden Moleküle nicht additiv aus den kinetischen Energien der Schwerpunktsbewegung  $mv^2/2$  und der thermischen Bewegung  $mc^2/2$  berechnet werden kann, sondern sich vielmehr zu  $m(v+c)^2/2$  ergibt.

der radialen Lage des Maximums im Geschwindigkeitsverhältnis  $S$  überein; die Temperatur in der Strömung sinkt nahezu auf Werte ab, wie sie auch nach der Stromfadentheorie bei der Expansion auf das lokale Geschwindigkeitsverhältnis ausgehend von der Ausgangstemperatur  $T_0$  zu erwarten wären. Es wird jedoch ebenfalls deutlich, daß in der Strömung ein radialer Energietransport stattgefunden hat<sup>14)</sup>. Die statische Temperatur der Strömung ist in den Strömungsbereichen an der Umlenk wand höher und in den inneren Strömungsbereichen niedriger als die Vergleichstemperatur  $T_{iso}$ . In unmittelbarer Nähe der Umlenk wand liegt die statische Temperatur  $T_{stat}$  sogar bereits über der Ausgangstemperatur  $T_0$ . Der radiale Energietransport ist insbesondere auch aus dem Verlauf der Stautemperatur ersichtlich;  $T_{stau}$  ist in den äußeren Strömungsbereichen höher und in den inneren Bereichen niedriger als die Ausgangstemperatur  $T_0$ .

Aus dem in Abb. 6 gezeigten radialen Verlauf der Stautemperatur  $T_{stau}(R)$  kann mit einer einfachen Enthalpiebilanz berechnet werden, welcher Netto-Wärmestrom zwischen der Strömung und der Umgebung bis zum betrachteten Strömungsquerschnitt ausgetauscht wurde. Ist  $\dot{I}_0$  der in die Trenndüse eintretende Enthalpiestrom und  $\dot{I}_{stau,\varphi}$  der durch den Strömungsquerschnitt beim Umlenkwinkel  $\varphi$  transportierte Enthalpiestrom, so ergibt sich der zwischen Umgebung und Strömung ausgetauschte Wärmestrom  $\dot{W}$  direkt aus der Differenz von  $\dot{I}_0$  und  $\dot{I}_{stau,\varphi}$ . Der Stauenthalpiestrom  $\dot{I}_{stau,\varphi}$  wird aus der mit der Stromdichte  $j(R)$  bewichteten Stautemperatur  $T_{stau}(R)$  durch

---

14) Als Energie der Strömung ist hier die spezifische, lokale Gesamtenergie  $e = i + v^2/2$  ( $i$  = spezifische Enthalpie,  $v$  = Strömungsgeschwindigkeit) zu verstehen.



Integration über den Strömungsquerschnitt ermittelt

$$\dot{I}_{\text{stau}, \varphi} = \int_{R_1}^{R_0} m c_p j^N(R) T_{\text{stau}}(R) dR \quad (16)$$

$R_1$  = innerer Strahlrand

$R_0$  = äußerer Strahlrand

$m$  = Molekülmasse

$c_p$  = spezifische Wärme bei konstantem Druck

Wie aus dem Stautemperaturverlauf in Abb. 6 bereits qualitativ ersichtlich ist, ist hier die mittlere Stautemperatur etwa gleich der Ausgangstemperatur  $T_0$ , so daß sich relativ kleine Werte für den Wärmestrom  $\dot{W}$  ergeben müssen. Die genaue Auswertung liefert einen Wärmeeinstrom  $\dot{W}$  von 0.15 Watt/cm Schlitzlänge in die Trenndüsenströmung.

Einen Überblick über das Strömungs- und Temperaturfeld in der Trenndüse für das reine Gas gibt Abb. 7. Der Einlaßdruck beträgt 0.6 Torr, das Expansionsverhältnis ist 4. In den einzelnen Diagrammen sind für vier radiale Querschnitte bei den Umlenkwinkeln  $\varphi = 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$  und  $175^\circ$  der Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses  $S$ , der statischen Temperatur  $T_{\text{stat}}$  mit der Vergleichstemperatur  $T_{\text{iso}}$  für eine isoenergetische Strömung und der Stautemperatur  $T_{\text{stau}}$  dargestellt. Mit zunehmendem Umlenkwinkel nimmt das Geschwindigkeitsverhältnis ab, und der Strömungsquerschnitt wird gleichzeitig breiter. Bei der Abbremsung der Strömung kommt es zu einer Zunahme der statischen Temperatur; im Strömungsquerschnitt beim Umlenkwinkel  $\varphi = 175^\circ$  liegt die minimale statische Temperatur nur noch um etwa  $20^\circ\text{C}$  unter der Ausgangstemperatur  $T_0$ ,

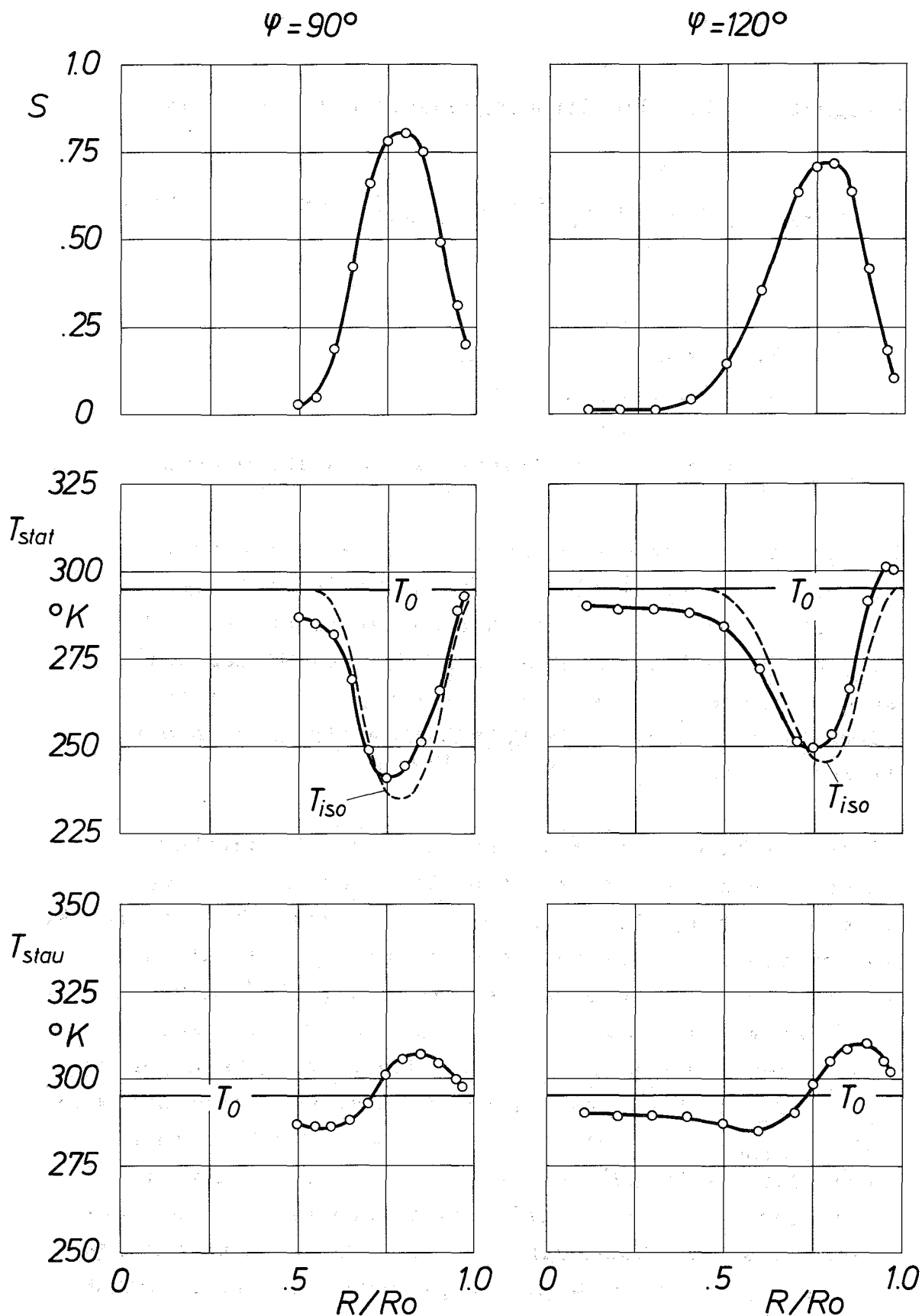
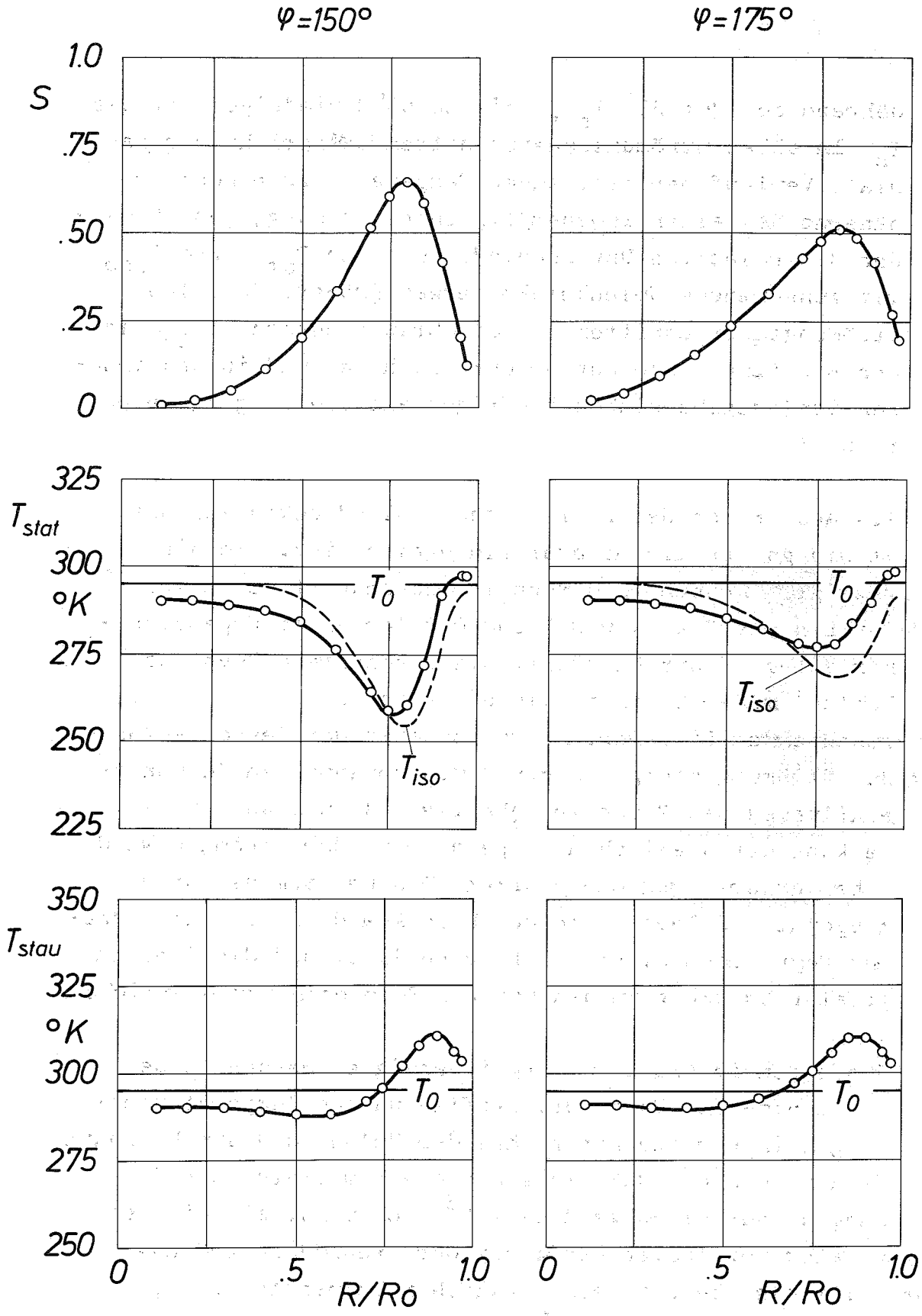


Abb. 7. Überblick über das Strömungs- und Temperaturfeld in der Trenndüse für reines Helium bei den Umlenkwinkeln  $\psi = 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$  und  $175^\circ$ . Aufgetragen sind der radiale Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses  $S$ , der statischen Temperatur  $T_{stat}$ , der Vergleichstemperatur  $T_{iso}$  und der Stautemperatur  $T_{stau}$ .



Versuchsbedingungen: Einlaßdruck  $p_0 = 0.6$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$

während bei  $\varphi = 90^\circ$   $T_{\text{stat}}$  bis zu  $60^\circ\text{C}$  niedriger ist als  $T_0$ . In allen Strömungsquerschnitten entspricht der radiale Verlauf der statischen Temperatur zwar noch annähernd dem einer isoenergetischen Strömung, jedoch werden die relativen Unterschiede zwischen  $T_{\text{stat}}$  und  $T_{\text{iso}}$  mit zunehmendem Umlenkwinkel etwas größer. In allen Strömungsquerschnitten ist die Stautemperatur  $T_{\text{stau}}$  in den Bereichen nahe der Umlenkwand höher und in den inneren Strömungsbereichen niedriger als die Ausgangstemperatur  $T_0$ .

Aus Abb. 8 ist der Einfluß des Einlaßdruckes auf das Strömungs- und Temperaturfeld ersichtlich. Die hier gezeigten Messungen wurden im Querschnitt bei  $\varphi = 150^\circ$  für Einlaßdrücke von 0.4 und 0.8 Torr beim Expansionsverhältnis 4 durchgeführt. Die zugehörigen Reynolds-Zahlen<sup>15)</sup> der Strömung liegen bei etwa 40 und 95. Mit zunehmendem Einlaßdruck bzw. zunehmender Reynolds-Zahl der Strömung steigt aufgrund des abnehmenden Reibungseinflusses das Geschwindigkeitsverhältnis an. Die Absenkung der statischen Temperatur in der Strömung wird dabei erwartungsgemäß stärker. Das Maximum des Stautemperaturverlaufs nahe der Umlenkwand ist bei der höheren Reynolds-Zahl schärfer ausgebildet und die Stautemperaturabsenkung in den inneren Bereichen ist deutlicher.

Neben den in Abb. 6, 7 und 8 gezeigten Messungen der Strömungs- und Temperaturprofile wurden Temperaturmessungen in unmittelbarer Nähe der Umlenkwand durchgeführt. Es zeigte sich, daß die statische Temperatur der Strömung an der Umlenkwand um  $2-5^\circ\text{C}$  höher ist als die Temperatur der festen Wand; bei der Trenndüsenströmung tritt also bereits ein merklicher Temperatursprung,

---

15) Die Reynolds-Zahl für die Trenndüsenströmung wird zweckmäßigerweise aus dem Verhältnis des pro Längeneinheit des Düsen Schlitzes durchgesetzten Massenstroms und der Zähigkeit des Gases gebildet.

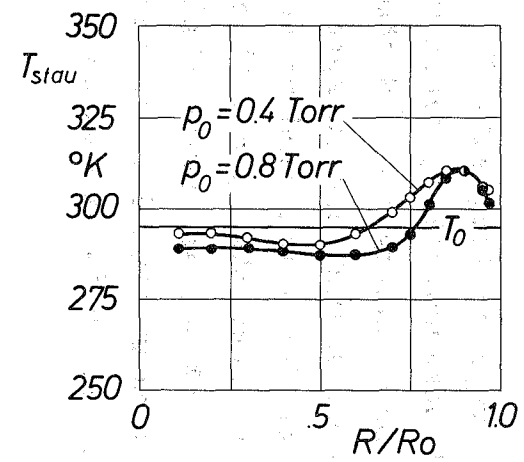
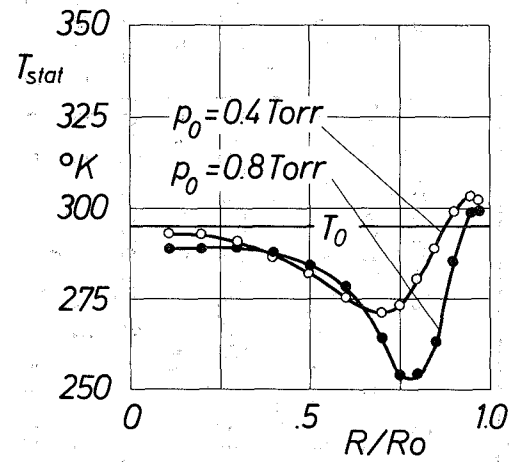
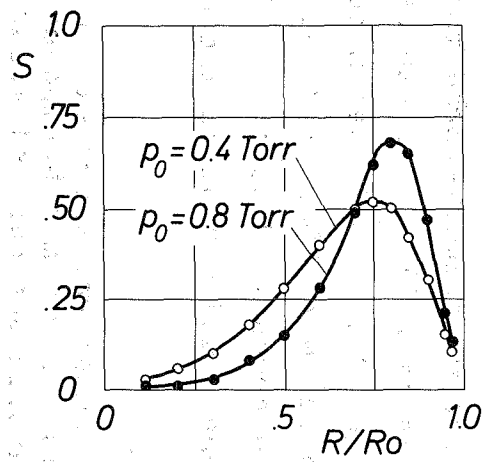


Abb. 8. Einfluß des Einlaßdruckes auf den radialen Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses  $S$ , der statischen Temperatur  $T_{stat}$  und der Stautemperatur  $T_{stau}$  bei reinem Helium.

Versuchsbedingungen: Einlaßdrücke  $p_0 = 0.4$  und  $0.8$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$   
 Umlenkwinkel  $\varphi = 150^{\circ}$

wie er für Schlupfströmungen typisch ist, auf. Über an der Umlenk wand angebrachte Druckmeßstellen, deren Öffnungen in Strömungsrichtung bzw. entgegen der Strömungsrichtung orientiert waren, konnte auch ein entsprechender Geschwindigkeitsschlupf an der Umlenk wand nachgewiesen werden. Aus den beim Umlenkwinkel  $\varphi = 120^\circ$  gemessenen Drücken ergab sich, daß das Geschwindigkeitsverhältnis direkt an der Wand noch etwa 5 % des maximalen Geschwindigkeitsverhältnisses in diesem Querschnitt beträgt.

#### 4.1.2 Messungen an He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemischen

Die radialen Strömungs- und Temperaturprofile, wie sie für ein Gasgemisch bei mittleren Umlenkwinkeln in der Trenndüse charakteristisch sind, zeigt Abb. 9. Als typisches Beispiel wurden die Profile für ein He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar bei einem Umlenkwinkel  $\varphi = 120^\circ$  aufgetragen; der Einlaßdruck beträgt 0.4 Torr, das Expansionsverhältnis ist 4 und die Reynolds-Zahl der Strömung liegt etwa bei  $Re = 55$ . In Abb. 9 sind die partiellen Geschwindigkeitsverhältnisse  $S_i$ <sup>16)</sup>, die auf ihre Maxima normierten Stromdichten  $j_i/j_{i\max}$  und das aus den  $S_i$  und  $j_i$  berechnete Gemischgeschwindigkeitsverhältnis  $S_{\text{gem}}$  aufgetragen. Die Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten besitzen wie im Fall der reinen Gase die typischen parabelähnlichen Profile, in denen der starke Reibungseinfluß sichtbar wird. Der Grad der Entmischung zwischen Helium und Argon wird durch den Gemischtrennfaktor  $A$  beschrieben, und das partielle Ab-

---

16) In Teilbereichen der Strömung verhalten sich die Geschwindigkeitsverhältnisse der Gemischkomponenten nicht wie die Quadratwurzeln aus den Molekulargewichten, was als Geschwindigkeitsschlupf zwischen den Gemischkomponenten oder möglicherweise auch als Unterschied in den mittleren thermischen Energien der Gemischkomponenten interpretiert werden kann (vgl. [5]).

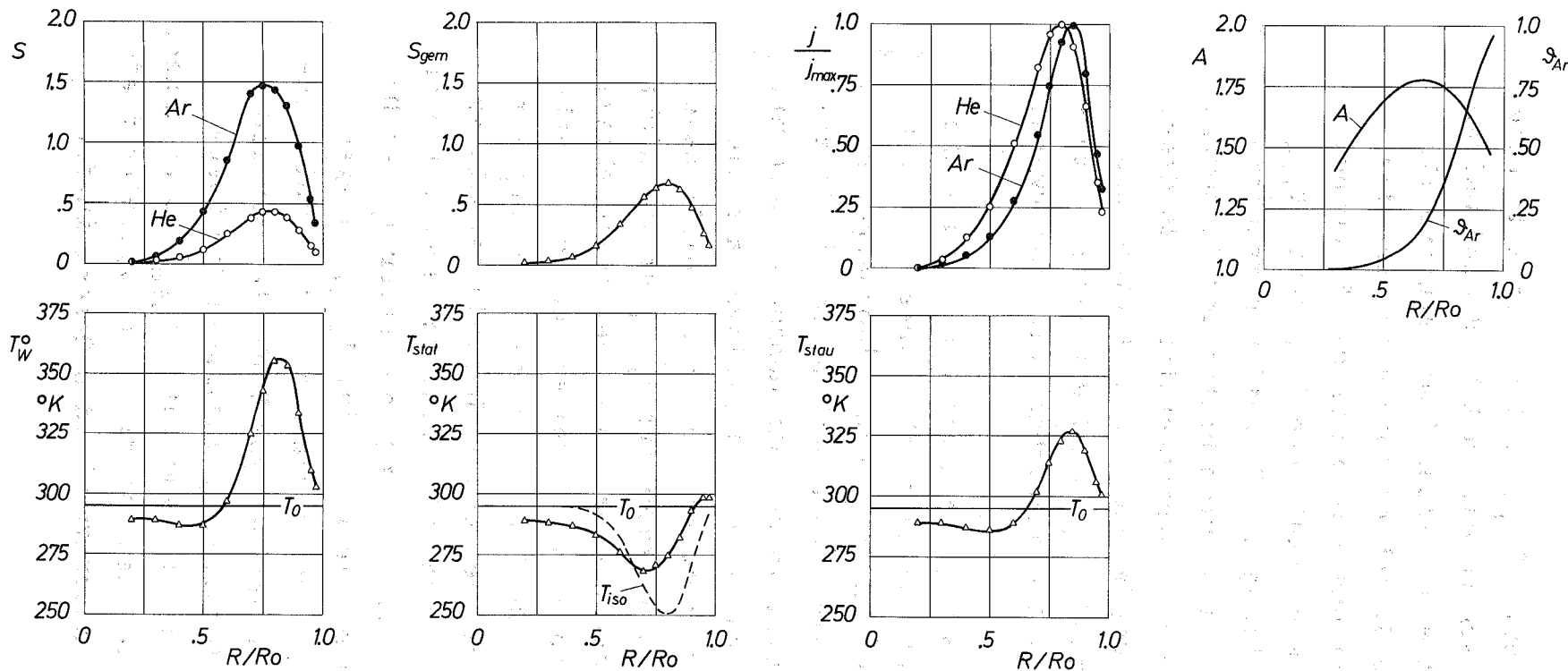


Abb. 9. Typische radiale Profile der Strömungsgrößen für ein He/Ar-Gemisch. Aufgetragen sind die partiellen Geschwindigkeitsverhältnisse  $S$  von He und Ar, das Gemischgeschwindigkeitsverhältnis  $S_{gem}$ , die auf ihr Maximum normierten partiellen Stromdichten  $j/j_{max}$ , die Gleichgewichtstemperatur  $T_0$ , die statische Temperatur  $T_{stat}$ , die Vergleichstemperatur  $T_{iso}$ , die Stautemperatur  $T_{stau}$  sowie der Gemischtrennfaktor  $A$  und das Abschälverhältnis  $S_{Ar}$  des Argons.

Versuchsbedingungen: Einlaßdruck  $p_0 = 0.4$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$   
 Umlenkwinkel  $\varphi = 120^\circ$   
 Ar-Konzentration 12 Mol %

schälverhältnis des Argons,  $\vartheta_{Ar}$ , gibt die radiale Lage der Molstromflächen des Argons an. In Abb. 9 sind weiter die mit Temperatursonden ermittelten Temperaturprofile aufgetragen.  $T_w^0$  ist die Gleichgewichtstemperatur der Sonde und  $T_{stat}$  die statische Temperatur der Strömung, der wieder die hypothetische statische Temperatur  $T_{iso}$  der isoenergetischen Strömung zum Vergleich gegenübergestellt ist;  $T_{stau}$  ist die Stautemperatur der Strömung, die entsprechend mit der Ausgangstemperatur  $T_0$  des Gases vor der Düse verglichen werden kann. Alle Größen sind über dem normierten Abstand  $R/R_0$  vom Trennelementmittelpunkt aufgetragen;  $R/R_0 = 1$  kennzeichnet die Umlenkwand.

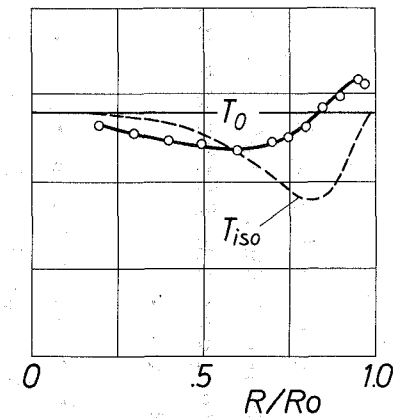
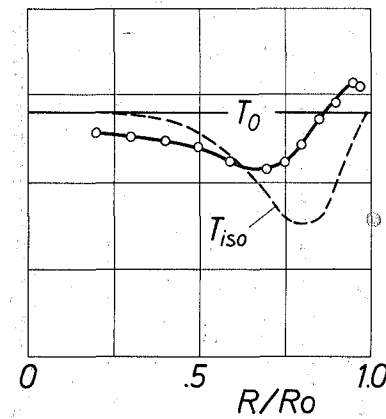
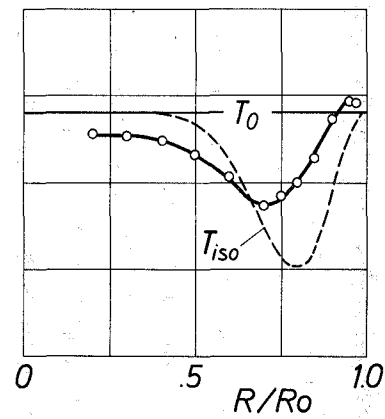
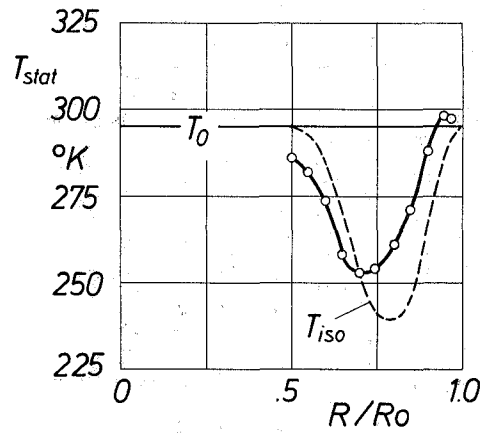
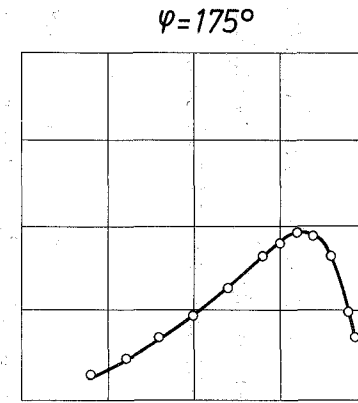
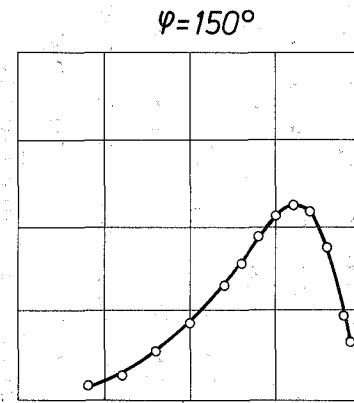
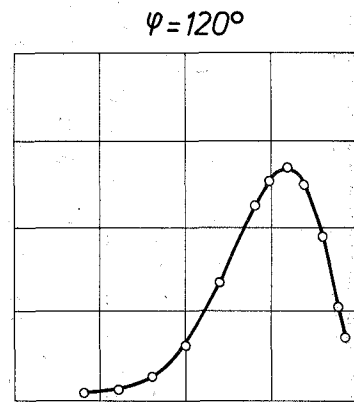
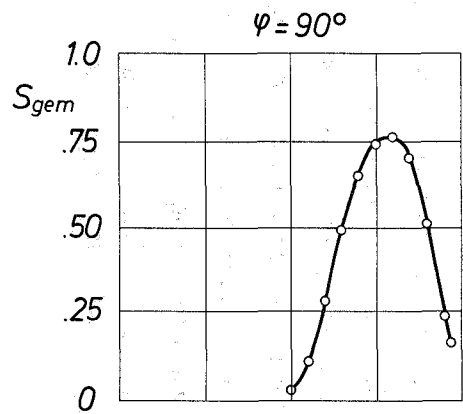
Man sieht aus Abb. 9, daß beim Gasgemisch die statische Temperatur  $T_{stat}$  der Strömung deutlich stärker als beim reinen Gas von der Temperatur  $T_{iso}$  einer isoenergetischen Strömung abweicht. Die Temperaturabsenkung in der Strahlmitte bei  $R/R_0 \approx 0.75$ , d.h. in den Strömungsbereichen mit hohem Geschwindigkeitsverhältnis, ist geringer, als sie im Fall isoenergetischer Strömung wäre; die radiale Lage des Minimums der statischen Temperatur  $T_{stat}$  stimmt nicht mehr mit der radialen Lage des maximalen Geschwindigkeitsverhältnisses überein, sondern ist weiter von der Umlenkwand entfernt. Die statische Temperatur der Strömung ist in den inneren Strahlbereichen deutlich niedriger als es der isoenergetischen Strömung entspricht und erreicht hier auch für  $S \approx 0$  nicht mehr die Ausgangstemperatur  $T_0$  des Düsegases. In der Nähe der Umlenkwand ist  $T_{stat}$  dagegen nicht nur höher als  $T_{iso}$  sondern übersteigt sogar die Ausgangstemperatur. Deutlich ist das vom Verhalten der isoenergetischen Strömung abweichende Verhalten der Gasgemische auch am Verlauf der Stautemperatur  $T_{stau}$  zu erkennen. In den inneren Strahlbereichen ist die Stautemperatur niedriger als die Ausgangstemperatur  $T_0$  des Gases, in der



Nähe der Umlenk wand zeigt  $T_{\text{stau}}$  ein ausgeprägtes Maximum. Bei den Gasgemischen findet also ein deutlich stärkerer Energietransport in Richtung zur Umlenk wand statt als beim reinen Gas.

Mit einer Enthalpiebilanz, wie sie in Kapitel 4.1.1 für das reine Gas beschrieben wurde, kann für das Gasgemisch in analoger Weise berechnet werden, welcher Netto-Wärmestrom zwischen der Strömung und der Umgebung bis zum betrachteten Strömungsquerschnitt ausgetauscht wurde. Es zeigt sich, daß bei den Gemischen ein etwas höherer Wärmestrom aus der Umgebung in die Strömung eingeflossen ist als bei reinem Helium. Aus dem in Abb. 9 aufgezeichneten radialen Stautemperaturverlauf läßt sich ein Wärmeeinstrom  $\dot{W}$  von etwa 0.3 Watt/cm Schlitzlänge berechnen. Die aus dem radialen Stautemperaturverlauf berechnete mittlere Stautemperatur  $\bar{T}_{\text{stau}}$  - gemittelt durch Wichtung mit den lokalen Massenstromdichten - liegt um  $12^{\circ}\text{C}$  über der Ruhetemperatur  $T_0$ .

Das Temperaturfeld im He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Argon für verschiedene radiale Strömungsquerschnitte bei Umlenkwinkeln  $\varphi = 90^{\circ}$ ,  $120^{\circ}$ ,  $150^{\circ}$  und  $175^{\circ}$  zeigt Abb. 10. Neben der statischen Temperatur  $T_{\text{stat}}$  der Strömung, der Vergleichstemperatur für die isoenergetische Strömung  $T_{\text{iso}}$  und der Stautemperatur  $T_{\text{stau}}$  sind das Gemischgeschwindigkeitsverhältnis  $S_{\text{gem}}$  sowie der Gemischtrennfaktor  $A$  und das Abschälverhältnis  $\mathfrak{S}_{\text{Ar}}$  des Argons aufgezeichnet. Der Einlaßdruck beträgt 0.4 Torr, das Expansionsverhältnis ist 4. Mit zunehmendem Umlenkwinkel nimmt das Geschwindigkeitsverhältnis der Strömung ab, und der Strömungsquerschnitt wird gleichzeitig breiter. Die Abbremsung der Strömung hat eine Zunahme der statischen Temperatur zur Folge. Die Temperaturgradienten, die beim Umlenkwinkel  $\varphi = 90^{\circ}$



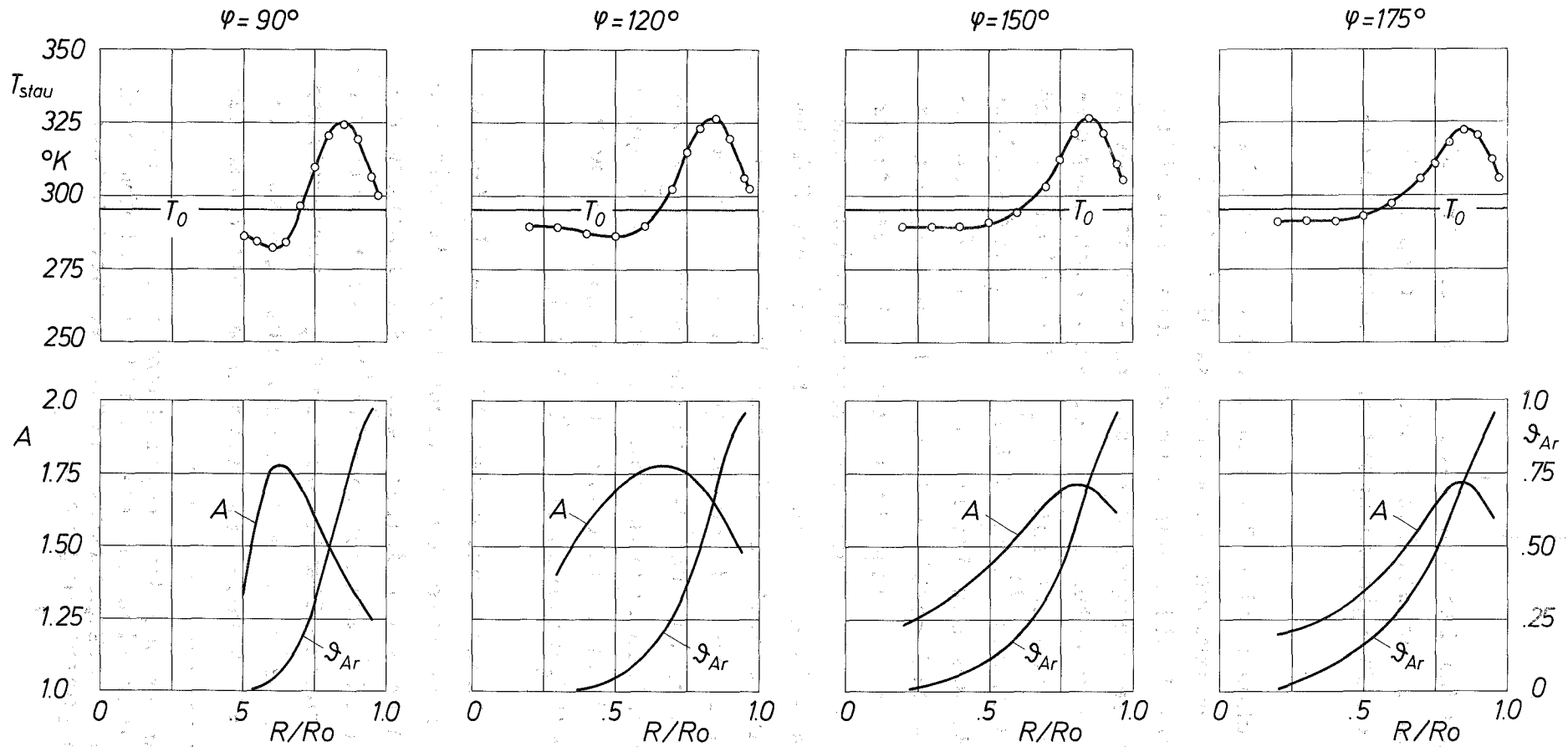


Abb. 10. Überblick über das Strömungs- und Temperaturfeld in der Trenndüse für ein He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar bei den Umlenkwinkeln  $\psi = 90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  und  $175^\circ$ . Aufgetragen sind das Gemischgeschwindigkeitsverhältnis  $S_{gem}$ , die statische Temperatur  $T_{stat}$ , die Vergleichstemperatur  $T_{iso}$ , die Stautemperatur  $T_{stau}$  sowie der Gemischtrennfaktor  $A$  und das Abschälverhältnis  $S_{Ar}$  des Argons über dem normierten Abstand  $R/R_0$  vom Trennelementmittelpunkt.

Versuchsbedingungen: Einlaßdruck  $p_0 = 0.4$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$ .

maximal etwa  $30^{\circ}\text{C}/\text{cm}$  betragen, werden weiter stromabwärts allmählich abgebaut. Die Stautemperaturprofile zeigen wieder den Energietransport in Richtung zur Umlenkwand.

Abb. 11 gibt nochmals eine Gegenüberstellung zwischen reinem Gas und Gasgemisch. Beim Umlenkwinkel  $\varphi = 90^{\circ}$  sind die radialen Profile des Geschwindigkeitsverhältnisses bzw. des Gemischgeschwindigkeitsverhältnisses  $S$ , der statischen Temperatur  $T_{\text{stat}}$ , der Vergleichstemperatur  $T_{\text{iso}}$  und der Stautemperatur  $T_{\text{stau}}$  für reines He und für ein He/SF<sub>6</sub>-Gemisch<sup>17)</sup> mit 7.6 Mol-% SF<sub>6</sub> aufgezeichnet. Der Einlaßdruck beträgt bei He 0.6 Torr (Reynoldszahl  $Re \approx 70$ ) und bei He/SF<sub>6</sub> 0.4 Torr ( $Re \approx 85$ ); das Expansionsverhältnis ist jeweils 4. Man sieht, daß trotz des nahezu gleichen Geschwindigkeitsverhältnisses die Absenkung der statischen Temperatur beim reinen Helium mehr als doppelt so groß ist wie beim He/SF<sub>6</sub>-Gemisch. Aufgrund des kleineren Adiabatenexponenten ist beim He/SF<sub>6</sub>-Gemisch auch die Vergleichstemperatur  $T_{\text{iso}}$  etwas höher als beim reinen Helium. Die maximale Stautemperatur liegt bei Helium um  $12^{\circ}\text{C}$  über der Ausgangstemperatur  $T_0$ , beim He/SF<sub>6</sub>-Gemisch um  $45^{\circ}\text{C}$  über  $T_0$ .

Den Einfluß der Konzentration des SF<sub>6</sub> im He/SF<sub>6</sub>-Gemisch auf die radialen Profile von Gemischgeschwindigkeitsverhältnis  $S_{\text{gem}}$ , Abschälverhältnis  $\mathfrak{J}_{\text{SF}_6}$ , Anreicherungsfaktor  $A$  sowie auf die radialen Profile der statischen Temperatur  $T_{\text{stat}}$  und der Stautemperatur  $T_{\text{stau}}$  der Strömung zeigt Abb. 12. Hier wird beim Umlenkwinkel  $\varphi = 90^{\circ}$  ein He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 4 Mol-% SF<sub>6</sub> verglichen mit einem Ge-

---

17) Bei der Bestimmung der Temperaturprofile für das He/SF<sub>6</sub>-Gemisch wird an jeder Stelle der Strömung ein der lokalen Gemischzusammensetzung entsprechender Adiabatenexponent eingesetzt.

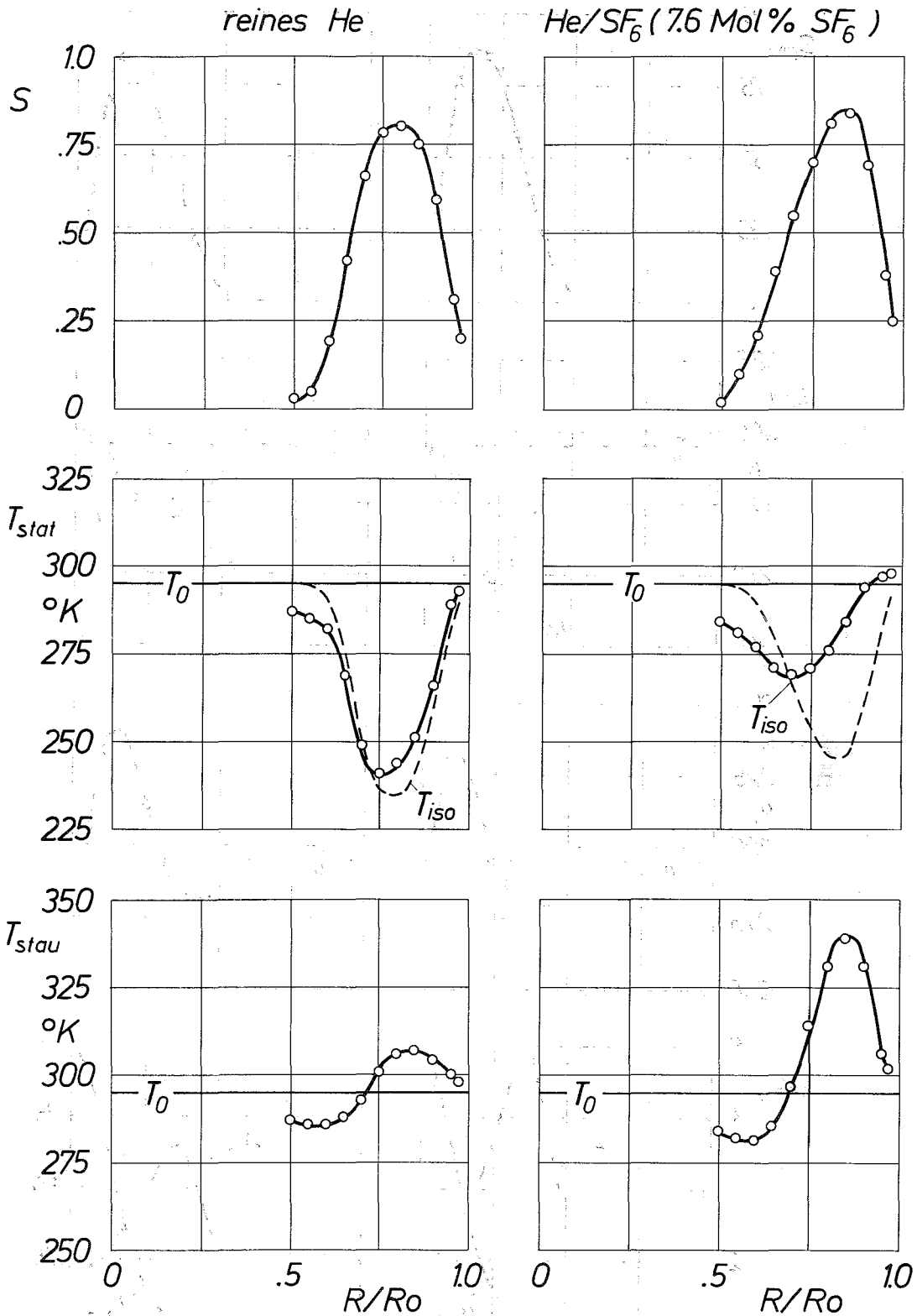


Abb. 11. Vergleich der radialen Profile der statischen Temperatur  $T_{stat}$  und der Stautemperatur  $T_{stau}$  für reines He und ein He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 7.6 Mol-% SF<sub>6</sub> bei annähernd gleichem Geschwindigkeitsverhältnis des reinen Gases und des Gemischs

Versuchsbedingungen: Einlaßdrücke  $p_0 = 0.6$  Torr (He)  
 $p_0 = 0.4$  Torr (He/SF<sub>6</sub>)  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$   
 Umlenkwinkel  $\varphi = 90^\circ$

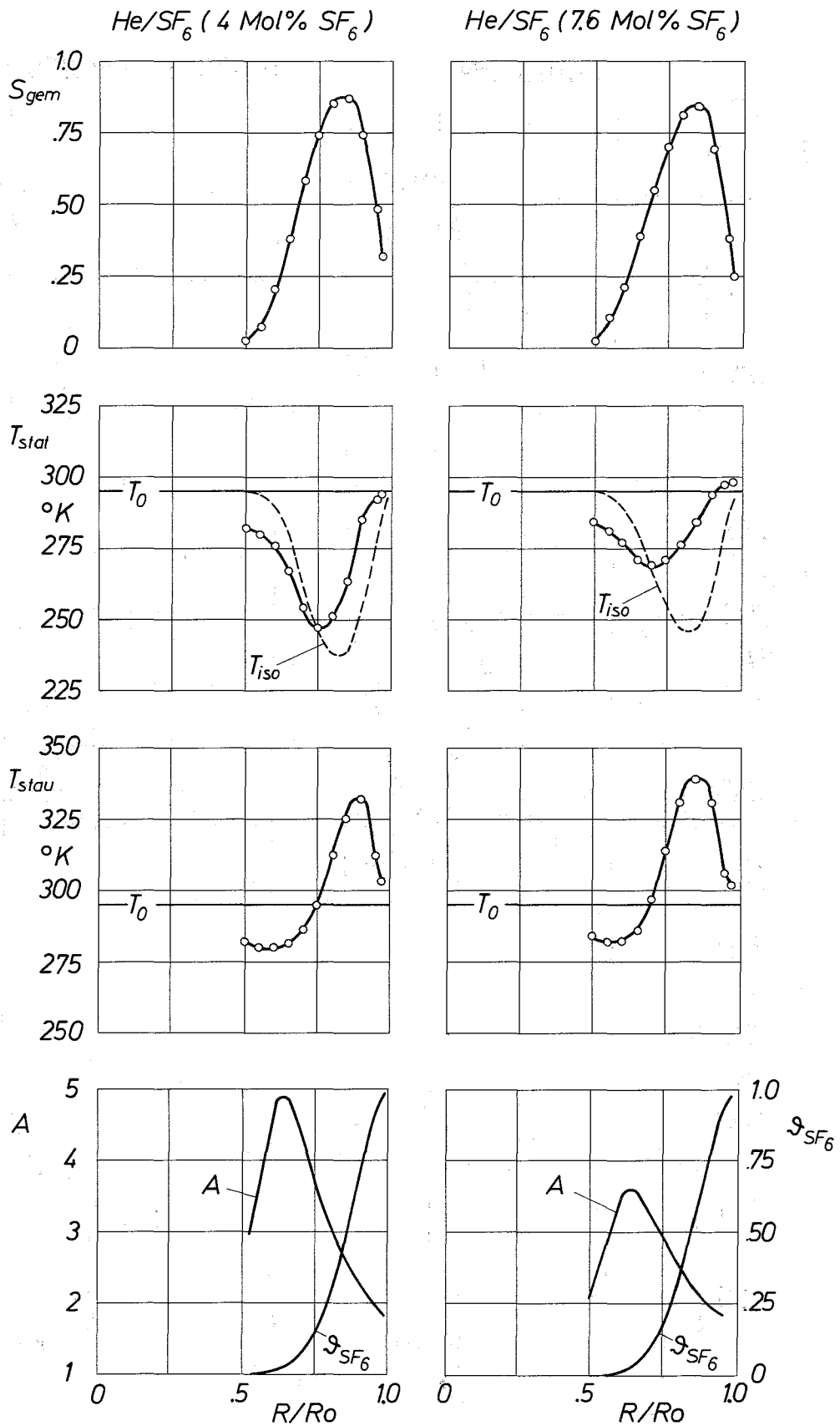


Abb. 12. Vergleich der radialen Profile der statischen Temperatur  $T_{stat}$  und der Stautemperatur  $T_{stau}$  für He/SF<sub>6</sub>-Gemische mit 4 Mol-% SF<sub>6</sub> bzw. 7.6 Mol-% SF<sub>6</sub> bei annähernd gleichem Gemischgeschwindigkeitsverhältnis  $S_{gem}$ .  
 Versuchsbedingungen: Einlaßdruck  $p_0 = 0.4$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$   
 Umlenkwinkel  $\varphi = 90^\circ$

misch, das 7.6 Mol-%  $\text{SF}_6$  enthält. Der Einlaßdruck beträgt in beiden Fällen 0.4 Torr, das Expansionsverhältnis ist 4. Beim Gemisch mit der höheren  $\text{SF}_6$ -Konzentration, bei welchem der Trennfaktor zwar niedriger, die in radialer Richtung transportierte  $\text{SF}_6$ -Menge jedoch größer ist, ergeben sich deutlich stärkere Abweichungen vom isoenergetischen Temperaturverlauf als beim Gemisch mit niedriger  $\text{SF}_6$ -Konzentration.

#### 4.2 Beeinflussung des Strömungs- und Temperaturfeldes und der Entmischung durch Wärmezufuhr über die Düsenwände

Die in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Messungen zum Temperaturfeld der Trenndüsenströmung bei einheitlicher Temperatur des Trennelements liefern noch keine unmittelbaren Aussagen darüber, wie sich der Wärmetransport im Gas und der Wärmeaustausch mit den begrenzenden Wänden auf den räumlichen Verlauf der Strömung und der Gemischtrennung auswirken. Der Einfluß der Wärmeaustauschvorgänge auf den Strömungsverlauf und die Entmischung kann jedoch deutlich gemacht werden, wenn man der Trenndüsenströmung über die äußeren Wände definiert Wärme zuführt. Bei den im folgenden beschriebenen Messungen erfolgte die Wärmezufuhr über die Umlenkwand oder über das Düsenblech. Die Temperatur der beheizten Wand betrug dabei jeweils etwa  $95^\circ\text{C}$ , die übrigen Teile des Trennelements und insbesondere der Gaseinlauf wurden durch Kühlung geringfügig unter der Temperatur  $T_0$  des Ausgangsgases gehalten.

##### 4.2.1 Messungen an reinem Helium

Als Vergleichsbasis für die Messungen an Gasgemischen sind in Abb. 13 zunächst die Meßergebnisse für reines Helium zusammengestellt. Aufgetragen sind der radiale Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses  $S$  und der statischen

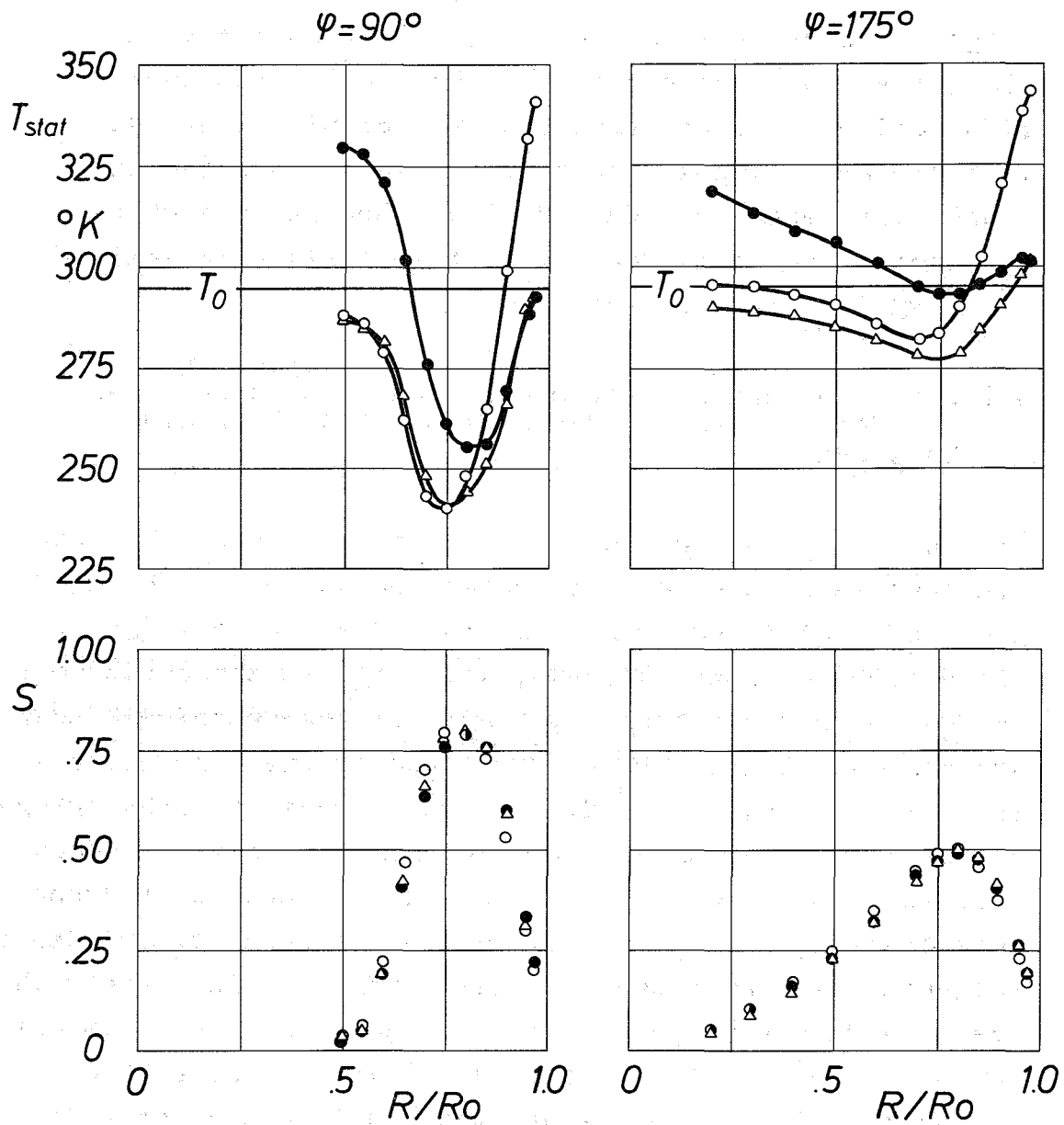


Abb. 13. Einfluß von Wärmezufuhr auf die radialen Profile von statischer Temperatur  $T_{stat}$  und Geschwindigkeitsverhältnis  $S$  für reines Helium

- $\Delta$  unbeheiztes Trennelement
- $\circ$  beheizte Umlenk wand
- $\bullet$  beheiztes Düsenblech

Versuchsbedingungen: Einlaßdruck  $p_0 = 0.6$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$   
 Umlenkwinkel  $\psi = 90^\circ$  und  $175^\circ$   
 Temperatur der beheizten Wände  $\approx 95^\circ\text{C}$



Temperatur  $T_{\text{stat}}$  in den Strömungsquerschnitten für  $\varphi = 90^\circ$  und  $175^\circ$  bei beheizter Umlenk wand, beheiztem Düsenblech sowie bei nicht beheiztem Trennelement. Der Einlaßdruck beträgt 0.6 Torr, das Expansionsverhältnis ist 4. Man sieht, daß durch die Wärmezufuhr der radiale Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses nur geringfügig beeinflusst wird. Das Geschwindigkeitsverhältnis wird jeweils auf der Seite der beheizten Wand niedriger und auf der gegenüberliegenden Seite höher als beim unbeheizten Trennelement. Bei Wärmezufuhr über die Umlenk wand betragen die Änderungen von  $S$  höchstens 10 %, bei Wärmezufuhr über das Düsenblech liegen sie mit maximal 5 % praktisch innerhalb der Meßgenauigkeit.

Die statische Temperatur wird bei  $\varphi = 175^\circ$  durch die Wärmezufuhr im gesamten Strömungsquerschnitt angehoben, bei  $\varphi = 90^\circ$  wirkt sich die Wärmezufuhr bereits in etwa 2/3 des Querschnitts aus.

#### 4.2.2 Messungen an He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemischen

Die Ergebnisse einiger typischer Meßreihen für ein Gasgemisch sind in Abb. 14 und 15 zusammengestellt. Als Versuchsgas wurde ein He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 4 Mol-% SF<sub>6</sub> verwendet, der Einlaßdruck beträgt 0.4 Torr, das Expansionsverhältnis ist 4; der untersuchte Strömungsquerschnitt liegt beim Umlenkwinkel  $\varphi = 175^\circ$ . In Abb. 14 sind jeweils über der normierten Radialkoordinate  $R/R_0$  die partiellen Geschwindigkeitsverhältnisse  $S_{\text{He}}$  und  $S_{\text{SF}_6}$  und die statische Temperatur  $T_{\text{stat}}$  bei Wärmezufuhr über das Düsenblech bzw. über die Umlenk wand und zum Vergleich für den Fall des unbeheizten Trennelements aufgetragen. In Abb. 15 ist der zugehörige Gemischtrennfaktor  $A$  einmal über  $R/R_0$  und ein zweites Mal über dem Abschälverhältnis  $\vartheta_{\text{SF}_6}$  der schweren Komponente aufgezeichnet.

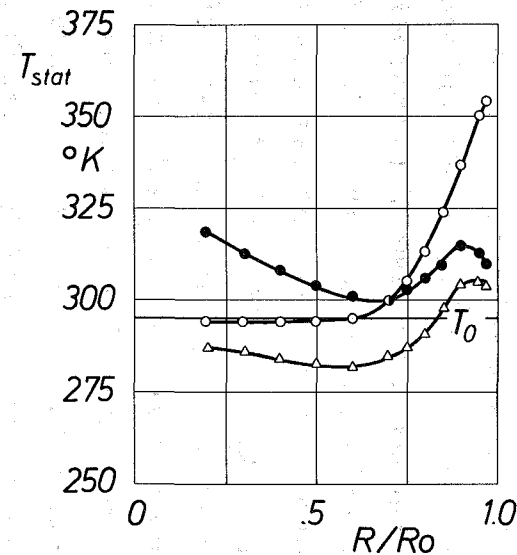
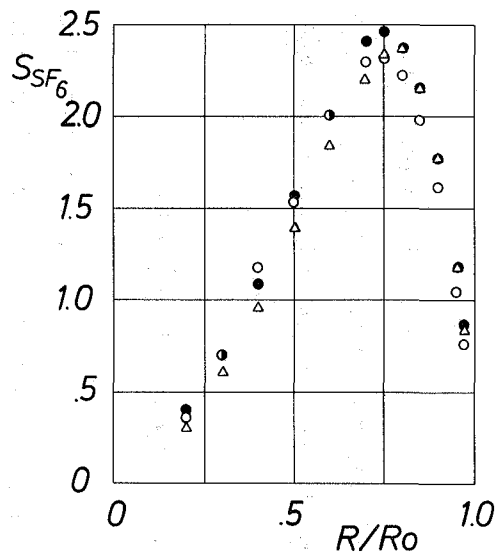
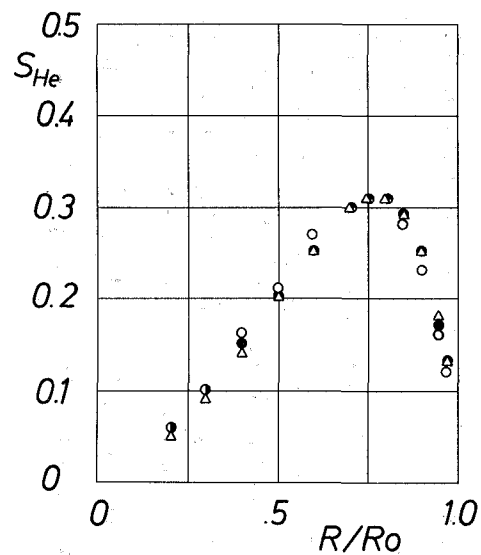


Abb. 14. Einfluß von Wärmezufuhr auf die radialen Profile der statischen Temperatur  $T_{stat}$  und der partiellen Geschwindigkeitsverhältnisse  $S_{He}$  und  $S_{SF_6}$  für ein He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 4 Mol-% SF<sub>6</sub> beim Umlenkwinkel  $\varphi = 175^\circ$

$\Delta$  unbeheiztes Trennelement,  $\circ$  beheizte Umlenk wand,  $\bullet$  beheiztes Düsenblech

Versuchsbedingungen: Einlaßdruck  $p_0 = 0.4$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$   
 Temperatur der beheizten Wände  $\approx 95^\circ C$

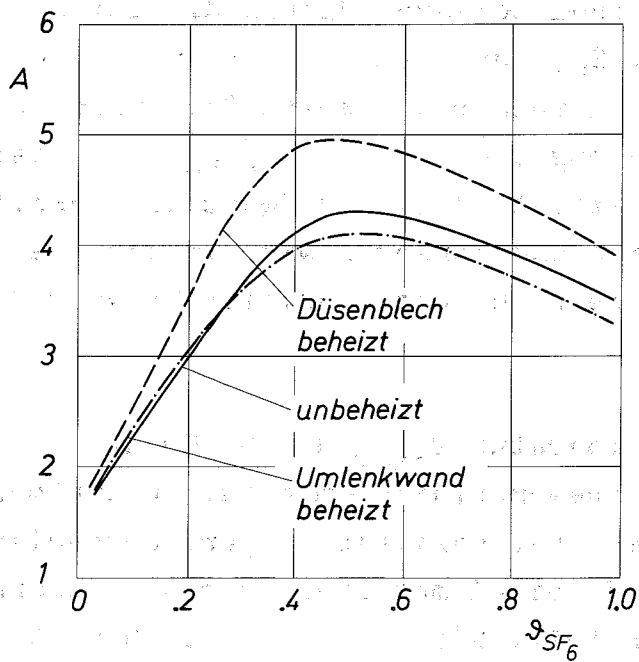
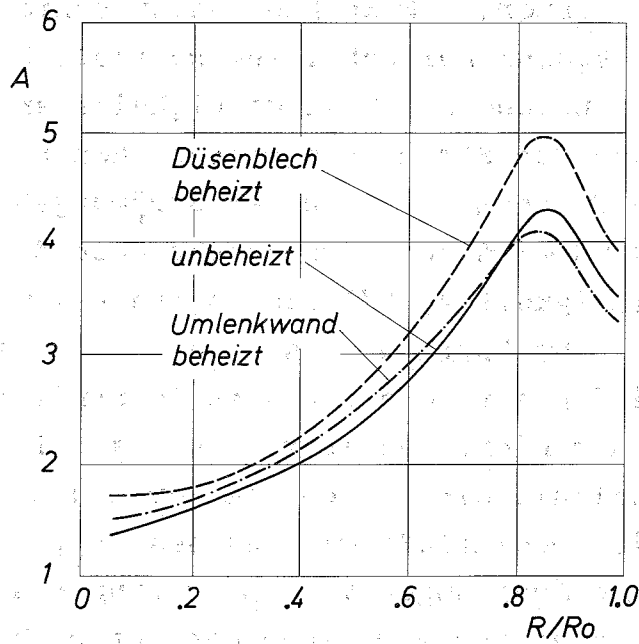


Abb. 15. Einfluß von Wärmezufuhr auf den Verlauf des Gemischtrennfaktors  $A$  für ein  $He/SF_6$ -Gemisch mit 4 Mol-%  $SF_6$  beim Umlenkwinkel  $\varphi = 175^\circ$ . Der Gemischtrennfaktor  $A$  ist einmal über der normierten Radialkoordinate  $R/R_0$  und ein zweites Mal über dem Abschälverhältnis  $\vartheta_{SF_6}$  aufgetragen.  
Versuchsbedingungen wie in Abb. 14.

Aus Abb. 14 geht hervor, daß im hier untersuchten Strömungsquerschnitt sowohl bei beheiztem Düsenblech als auch bei beheizter Umlenk wand das Geschwindigkeitsverhältnis des  $\text{SF}_6$  in den inneren Strömungsbereichen höher ist als beim unbeheizten Trennelement. In den Strömungsbereichen nahe der Umlenk wand wird bei Wärmezufuhr über die Umlenk wand das Geschwindigkeitsverhältnis abgesenkt, während sich eine Wärmezufuhr über das Düsenblech im radialen Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses im Strömungsbereich nahe der Umlenk wand nicht auswirkt. Das Geschwindigkeitsverhältnis des Heliums wird durch die Wärmezufuhr zwar qualitativ ähnlich beeinflußt wie das des  $\text{SF}_6$ , jedoch sind die relativen Änderungen von  $S_{\text{He}}$  geringer als die von  $S_{\text{SF}_6}$ . Dementsprechend wird auch der Unterschied zwischen dem Geschwindigkeitsverhältnis der leichten Gemischkomponente,  $S_{\text{He}}$ , und dem mit der Wurzel aus dem Molekulargewichtsverhältnis reduzierten Geschwindigkeitsverhältnis der schweren Komponente,  $S_{\text{SF}_6} \cdot \sqrt{m_{\text{He}}/m_{\text{SF}_6}}$ , beim beheizten Trennelement verstärkt, d.h. der "Geschwindigkeitsschlupf" zwischen den Gemischkomponenten wird insbesondere in den inneren Strahlbereichen durch Wärmezufuhr vergrößert (vgl. Anm. 16).

Die statische Temperatur  $T_{\text{stat}}$  der Strömung wird beim Heizen einer Trennelement wand im gesamten Strömungsquerschnitt angehoben. Der maximale Temperaturgradient in der Strömung wird bei Wärmezufuhr über das Düsenblech verringert; er beträgt hier  $9^\circ\text{C}/\text{cm}$  gegenüber  $16^\circ\text{C}/\text{cm}$  beim unbeheizten Trennelement. Bei Wärmezufuhr über die Umlenk wand steigt der maximale Temperaturgradient auf  $25^\circ\text{C}/\text{cm}$  an.

Deutlich wirkt sich die Wärmezufuhr auf die Gemischtrennung aus (vgl. Abb. 15). Bei Heizen der Umlenk wand wird der Gemischtrennfaktor  $A$  in den Strömungsbereichen nahe der Umlenk wand abgesenkt und in den inneren Bereichen angehoben.

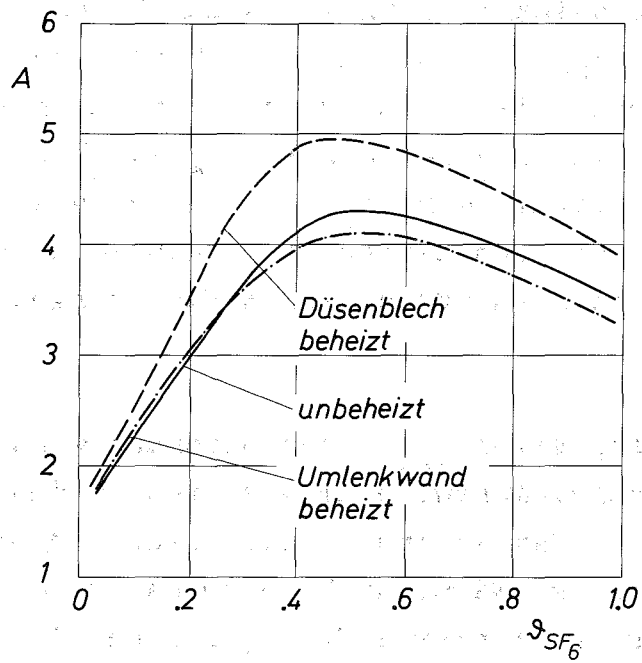
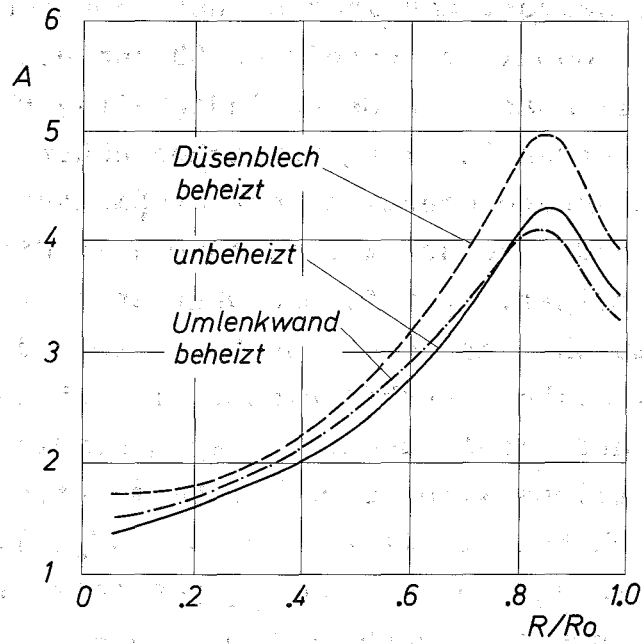


Abb. 15. Einfluß von Wärmezufuhr auf den Verlauf des Gemischtrennfaktors  $A$  für ein  $He/SF_6$ -Gemisch mit 4 Mol-%  $SF_6$  beim Umlenkwinkel  $\varphi = 175^\circ$ . Der Gemischtrennfaktor  $A$  ist einmal über der normierten Radialkoordinate  $R/R_0$  und ein zweites Mal über dem Abschälverhältnis  $\delta_{SF_6}$  aufgetragen. Versuchsbedingungen wie in Abb. 14.

Aus Abb. 14 geht hervor, daß im hier untersuchten Strömungsquerschnitt sowohl bei beheiztem Düsenblech als auch bei beheizter Umlenk wand das Geschwindigkeitsverhältnis des  $\text{SF}_6$  in den inneren Strömungsbereichen höher ist als beim unbeheizten Trennelement. In den Strömungsbereichen nahe der Umlenk wand wird bei Wärmezufuhr über die Umlenk wand das Geschwindigkeitsverhältnis abgesenkt, während sich eine Wärmezufuhr über das Düsenblech im radialen Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses im Strömungsbereich nahe der Umlenk wand nicht auswirkt. Das Geschwindigkeitsverhältnis des Heliums wird durch die Wärmezufuhr zwar qualitativ ähnlich beeinflußt wie das des  $\text{SF}_6$ , jedoch sind die relativen Änderungen von  $S_{\text{He}}$  geringer als die von  $S_{\text{SF}_6}$ . Dementsprechend wird auch der Unterschied zwischen dem Geschwindigkeitsverhältnis der leichten Gemischkomponente,  $S_{\text{He}}$ , und dem mit der Wurzel aus dem Molekulargewichtsverhältnis reduzierten Geschwindigkeitsverhältnis der schweren Komponente,  $S_{\text{SF}_6} \cdot \sqrt{m_{\text{He}}/m_{\text{SF}_6}}$ , beim beheizten Trennelement verstärkt, d.h. der "Geschwindigkeitsschlupf" zwischen den Gemischkomponenten wird insbesondere in den inneren Strahlbereichen durch Wärmezufuhr vergrößert (vgl. Anm. 16).

Die statische Temperatur  $T_{\text{stat}}$  der Strömung wird beim Heizen einer Trennelement wand im gesamten Strömungsquerschnitt angehoben. Der maximale Temperaturgradient in der Strömung wird bei Wärmezufuhr über das Düsenblech verringert; er beträgt hier  $9^\circ\text{C}/\text{cm}$  gegenüber  $16^\circ\text{C}/\text{cm}$  beim unbeheizten Trennelement. Bei Wärmezufuhr über die Umlenk wand steigt der maximale Temperaturgradient auf  $25^\circ\text{C}/\text{cm}$  an.

Deutlich wirkt sich die Wärmezufuhr auf die Gemischtrennung aus (vgl. Abb. 15). Bei Heizen der Umlenk wand wird der Gemischtrennfaktor  $A$  in den Strömungsbereichen nahe der Umlenk wand abgesenkt und in den inneren Bereichen angehoben.

Ein Heizen des Düsenblechs führt hingegen zu einer Zunahme des Trennfaktors A im gesamten Strömungsquerschnitt; der Maximalwert des Trennfaktors, der etwa bei einem Abschälverhältnis von 0.5 für das  $\text{SF}_6$  erreicht wird, steigt von 4.25 beim unbeheizten Trennelement auf etwa 5 bei beheiztem Düsenblech an.

Auch bei kleineren Umlenk winkeln führt eine Wärmezufuhr über das Düsenblech zu einer Steigerung des Trennfaktors A im gesamten Strömungsquerschnitt. Dies geht aus Abb. 16 und 17 hervor, in welchen entsprechende Messungen am  $\text{He/SF}_6$ -Gemisch beim Umlenk Winkel  $\varphi = 90^\circ$  dargestellt sind. Ein Vergleich des hier gezeigten Verlaufs der statischen Temperatur mit den in Abb. 13 dargestellten Messungen an reinem He zeigt darüber hinaus, daß durch die Gemischtrennung der radiale Wärmetransport verstärkt wird. Beim Gemisch wirkt sich die Wärmezufuhr über das Düsenblech bereits in einer Erhöhung der statischen Temperatur bis hin zur Umlenk wand aus, während beim reinen Helium die statische Temperatur nahe der Umlenk wand noch nicht durch die Beheizung des Düsenblechs beeinflußt wird.

Qualitativ ähnliche Ergebnisse wie beim  $\text{He/SF}_6$ -Gemisch zeigen auch die in Abb. 18 und 19 dargestellten Messungen an einem  $\text{He/Ar}$ -Gemisch mit 12 Mol-% Argon ( $p_0 = 0.4$  Torr,  $p_0/p_1 = 4$ ,  $\varphi = 175^\circ$ ). Bei Wärmezufuhr über das Düsenblech ergibt sich wieder eine Erhöhung des Trennfaktors im gesamten Strömungsquerschnitt gegenüber dem Fall des unbeheizten Trennelements.

Orientierende Messungen, die zusätzlich zu den Messungen bei  $p_0 = 0.4$  Torr bei Einlaßdrücken von  $p_0 = 0.25$  und  $0.8$  Torr für das  $\text{He/SF}_6$ -Gemisch mit 4 Mol-%  $\text{SF}_6$  beim Umlenk Winkel  $\varphi = 175^\circ$  durchgeführt wurden, zeigten ebenfalls eine Verringerung des Gemischtrennfaktors bei Wärmezufuhr

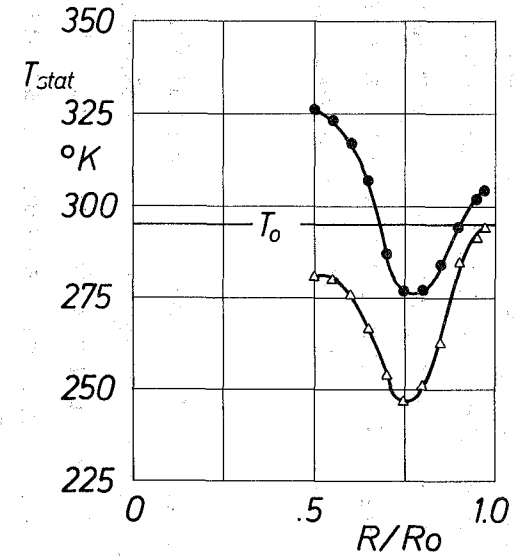
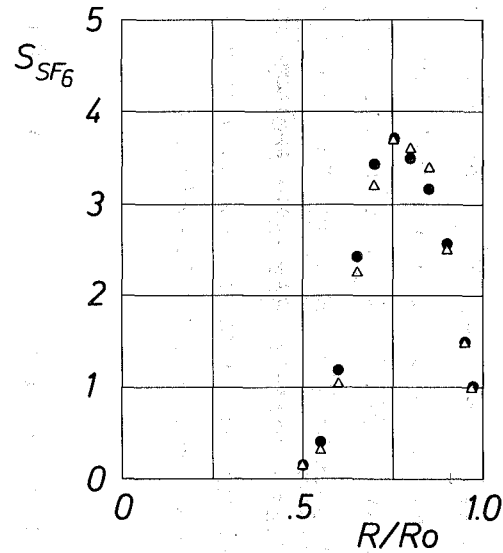
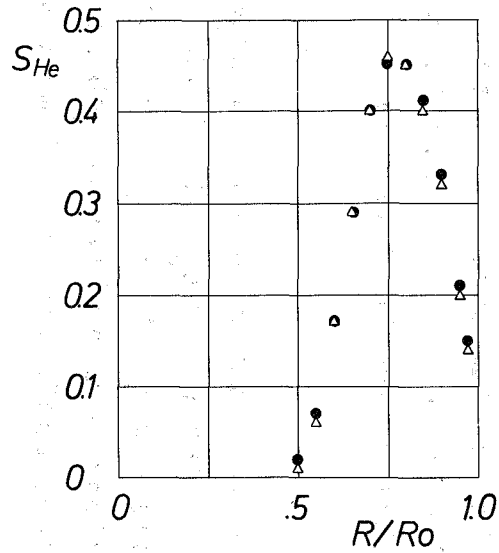


Abb. 16. Einfluß von Wärmezufuhr auf die radialen Profile der statischen Temperatur  $T_{stat}$  und der partiellen Geschwindigkeitsverhältnisse  $S_{He}$  und  $S_{SF_6}$  für ein He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 4 Mol-% SF<sub>6</sub> beim Umlenkwinkel  $\varphi = 90^\circ$

$\Delta$  unbeheiztes Trennelement,  $\bullet$  beheiztes Düsenblech

Versuchsbedingungen: Einlaßdruck  $p_0 = 0.4$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$   
 Temperatur der beheizten Wände  $\approx 95^\circ C$



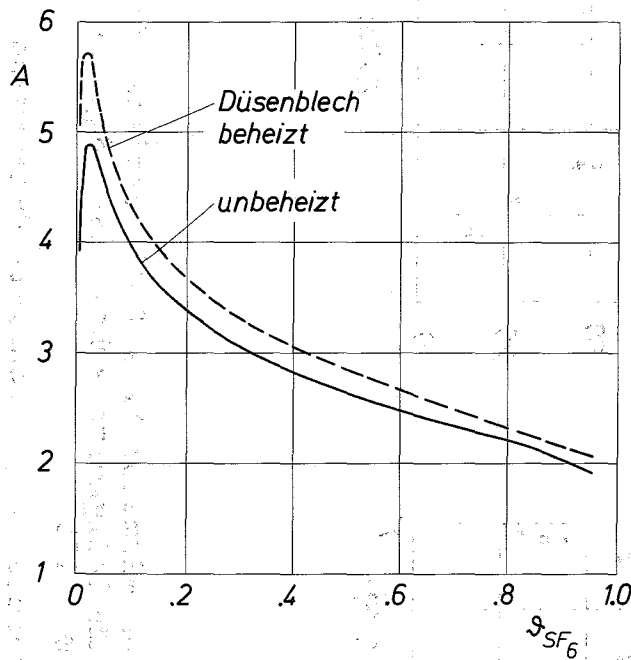
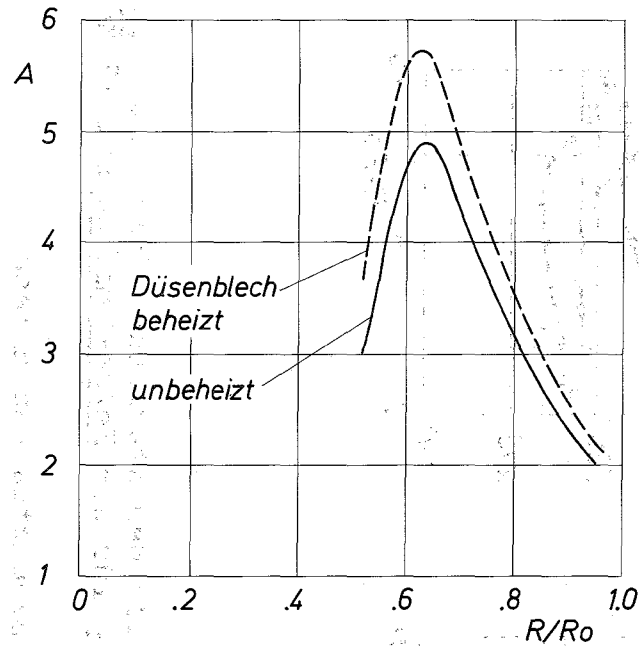


Abb. 17. Einfluß von Wärmezufuhr auf den Verlauf des Gemischtrennfaktors  $A$  für ein  $He/SF_6$ -Gemisch mit 4 Mol-%  $SF_6$  beim Umlenkwinkel  $\varphi = 90^\circ$ . Der Gemischtrennfaktor  $A$  ist einmal über der normierten Radialkoordinate  $R/R_0$  und ein zweites Mal über dem Abschälverhältnis  $\delta_{SF_6}$  des  $SF_6$  aufgezeichnet.  
Versuchsbedingungen wie in Abb. 16.

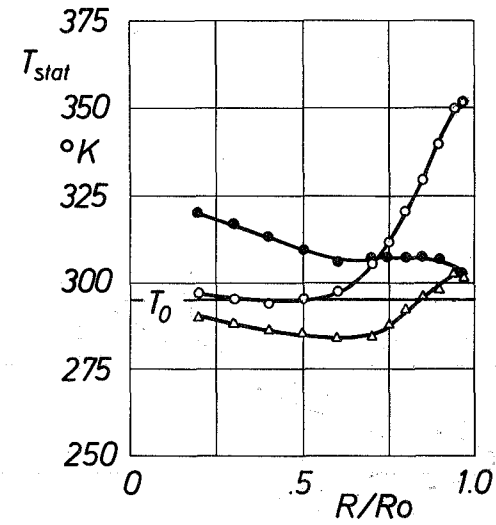
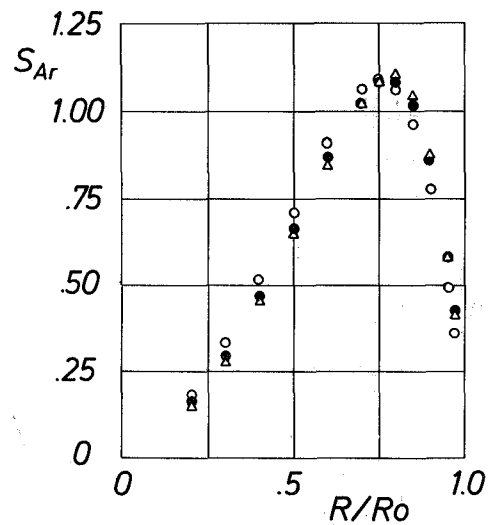
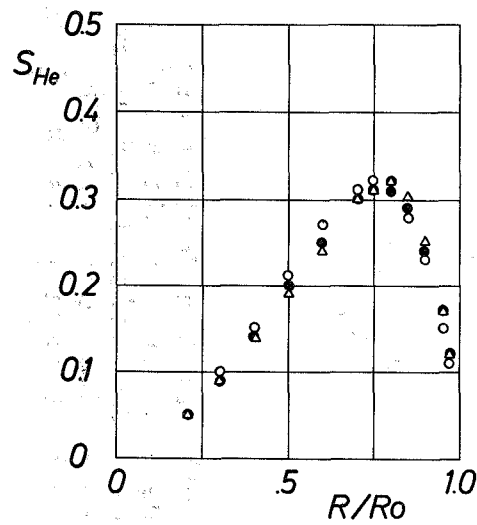


Abb. 18. Einfluß von Wärmezufuhr auf die radialen Profile der statischen Temperatur  $T_{stat}$  und der partiellen Geschwindigkeitsverhältnisse  $S_{He}$  und  $S_{Ar}$  für ein He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar beim Umlenkwinkel  $\varphi = 175^\circ$

$\Delta$  unbeheiztes Trennelement,  $\circ$  beheizte Umlenk wand,  $\bullet$  beheiztes Düsenblech

Versuchsbedingungen: Einlaßdruck  $p_0 = 0.4$  Torr  
 Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$   
 Temperatur der beheizten Wände  $\approx 95^\circ\text{C}$

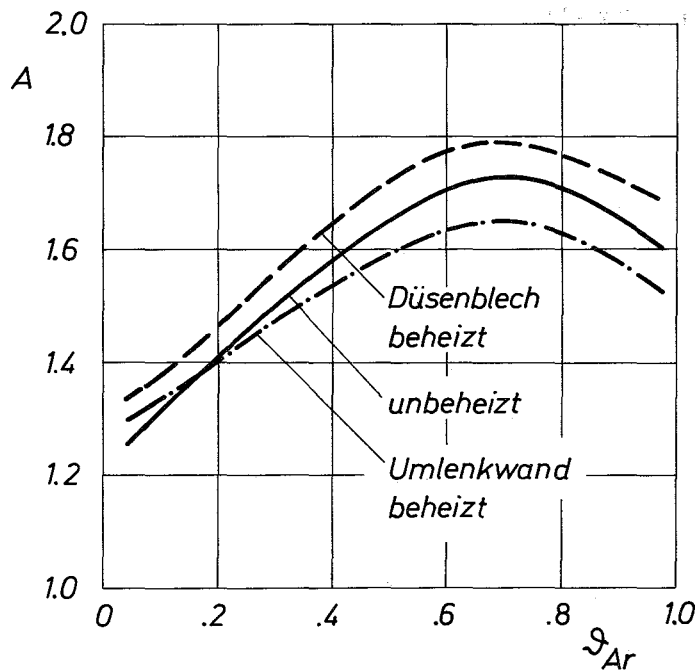
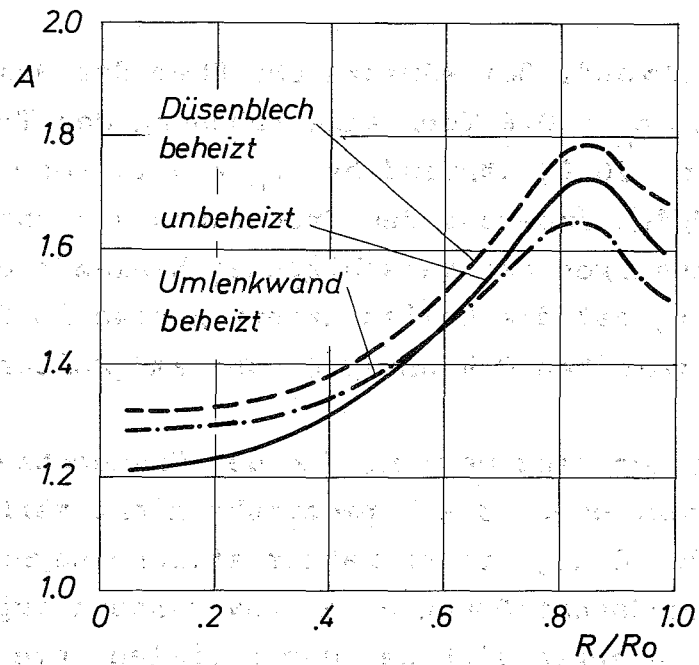


Abb. 19. Einfluß von Wärmezufuhr auf den Verlauf des Gemischtrennfaktors  $A$  für ein He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar beim Umlenkwinkel  $\varphi = 175^\circ$ . Der Gemischtrennfaktor  $A$  ist einmal über der normierten Radialkoordinate und ein zweites Mal über dem Abschälverhältnis  $S_{Ar}$  des Argons aufgetragen. Versuchsbedingungen wie in Abb. 18.

über die Umlenk wand. Bei Wärmezufuhr über das Düsenblech ergab sich bei  $p_0 = 0.8$  Torr eine Erhöhung des Trennfaktors um etwa 20 %, während bei  $p_0 = 0.25$  Torr nur eine geringfügige Änderung des Trennfaktors beobachtet wurde. Die Messungen bei verschiedenen Einlaßdrücken ergaben weiter, daß die Gemischtrennung etwa im Einlaßdruckbereich zwischen 0.4 und 0.6 Torr am größten ist.

Ergänzend ist noch anzumerken, daß der Gasdurchsatz durch das Trennelement durch die Wärmezufuhr nicht merklich beeinflusst wurde, d.h., die charakteristische Reynolds-Zahl der Trenndüsenströmung blieb unverändert (vgl. Anm. 15). In allen Fällen ergab sich bei der radialen Integration des Stromdichteverlaufs höchstens eine Abweichung von  $\pm 2$  % im Gasdurchsatz.

## 5. Diskussion der Ergebnisse

Aus den in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen geht hervor, daß zwischen den Wärmeaustauschvorgängen und den Entmischungsvorgängen in der Trenndüsenströmung eine enge Kopplung existiert. Einerseits wird durch die Gemischtrennung das Temperaturfeld der Strömung stark beeinflusst, und andererseits kann über eine Änderung des Temperaturfeldes durch Wärmezufuhr über die Düsenwände auch der räumliche Verlauf der Entmischung merklich verändert werden.

### 5.1 Einfluß der Gemischtrennung auf das Temperaturfeld

Anhand von Vergleichsmessungen an reinem Helium und an He/Ar- bzw. He/SF<sub>6</sub>-Gemischen konnte gezeigt werden, daß der Temperaturverlauf beim Gasgemisch deutlich stärker vom Temperaturverlauf einer isoenergetischen Strömung abweicht, als dies beim reinen Gas der Fall ist. Diese stärkere Abweichung ist dadurch bedingt, daß die schwere Komponente, die aufgrund der Beschleunigung durch das leichte Zusatzgas eine hohe kinetische Energie besitzt, diese Energie bei der Gemischtrennung zur Umlenk wand transportiert. Die Stautemperatur wird dadurch in den Strömungsbereichen nahe der Umlenk wand erhöht und in den inneren Strömungsbereichen abgesenkt. In entsprechender Weise wird beim Gemisch die statische Temperatur in der Nähe der Umlenk wand höher und in den inneren Strömungsbereichen niedriger sein, als sie bei isoenergetischer Expansion auf das lokale Gemischgeschwindigkeitsverhältnis wäre, da die kinetische Energie der umlenkwandnahen Strömungsbereiche teilweise der inneren Energie der umlenkwandfernen Strömungsbereiche entstammt. Zusätzlich kann aufgrund des Transports kinetischer Energie zur Umlenk wand beim Gemisch mehr kinetische Energie durch dissipative Prozesse in innere Energie umgesetzt werden als beim reinen Gas<sup>18)</sup>.

---

18) Bei einer quantitativen Betrachtung müßte hier auch noch der Einfluß des Diffusionsthermoeffektes sowie die radiale Änderung der Gemischzähigkeit berücksichtigt werden.

Es wurde weiter festgestellt, daß bei den Gemischen die Absenkung der statischen Temperatur in den Strömungsbereichen mit hohem Geschwindigkeitsverhältnis deutlich weniger ausgeprägt ist als beim reinen Gas. Da in diesen Strömungsbereichen die Druckdiffusionsströme am stärksten sind, dürfte die geringere Temperaturabsenkung durch die mit den Diffusionsvorgängen verbundene Entropieerzeugung [16] mitverursacht werden. Entsprechend der geringeren Absenkung der statischen Temperatur in der Strahlmitte ergibt sich bei den Gemischen ein insgesamt flacherer Temperaturverlauf als beim reinen Gas; der mit der Entmischung verbundene Energietransport führt also nicht etwa zu extrem steilen Gradienten der statischen Temperatur in der Trenndüsenströmung. Man kann extrapolieren, daß sich auch beim He/UF<sub>6</sub>-Gemisch, bei welchem eine noch stärkere Gemischtrennung auftritt, keine steileren Gradienten der statischen Temperatur ausbilden sollten, als bei den hier untersuchten He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemischen. Bei einer Berücksichtigung des Beitrags der Thermodiffusion bei den Entmischungsvorgängen in der Trenndüse muß von den relativ kleinen Temperaturgradienten ausgegangen werden, wie sie bei den vorliegenden Untersuchungen festgestellt wurden.

## 5.2 Einfluß der Wärmeleitung und der Scherkräfte auf den radialen Energietransport

Nicht nur bei den Gemischen sondern auch beim reinen Gas liegt die Stautemperatur  $T_{\text{stau}}$  in den Strömungsbereichen nahe der Umlenk wand über der Ausgangstemperatur  $T_0$  und in den inneren Bereichen unterhalb von  $T_0$ <sup>19)</sup>. Entsprechend unterscheidet sich auch der radiale Verlauf der statischen Temperatur von dem einer isoenergetischen Strömung; es hat

---

19) Dieser radiale Energietransport ergab sich auch bei theoretischen Untersuchungen zur Strömung reiner Gase in der Trenndüse [7].

also auch beim reinen Gas ein Energietransport in Richtung zur Umlenk wand stattgefunden. Die Messungen am reinen Gas machen deutlich, in welchem Umfang schon allein durch die Krümmung der Stromlinien und die Form des Geschwindigkeitsprofils ein Temperaturfeld zustande kommt, das von dem der isoenergetischen Strömung abweicht. Eine reibungsbehaftete Strömung kann nämlich nur dann isoenergetisch verlaufen, wenn die an jedem Volumenelement pro Zeiteinheit durch die Scherkräfte geleistete Arbeit gerade kompensiert wird durch die aus diesem Volumenelement durch Wärmeleitung abtransportierte Wärmemenge<sup>20)</sup>. Dies ist eine Forderung, die bei der gekrümmten Strömung selbst für eine Prandtl-Zahl  $Pr = 1$  nicht realisiert werden könnte. Die Messungen zeigen, daß vielmehr ein Energietransport in Richtung zur Umlenk wand resultiert.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß der hier auftretende radiale Energietransport somit auf andere Weise zustande kommt als die "Temperaturtrennung" im Wirbelrohr. Beim Wirbelrohr werden die starken radialen Temperaturunterschiede vor allem dadurch verursacht, daß sich im Zentrifugalfeld der Wirbelrohrströmung aufgrund von Turbulenz eine adiabatische Schichtung mit entsprechenden Temperaturunterschieden ausbildet [17]. Zusätzlich kann im Wirbelrohr auch die axiale Gegenströmung noch zu einer Verstärkung der Temperaturunterschiede führen. Bei der tieflaminaren zweidimensionalen Trenndüsenströmung können diese für das Wirbelrohr charakteristischen Mechanismen jedoch kaum zum Tragen kommen.

---

20) Vgl. auch Seite 23.

### 5.3 Wärmeaustausch zwischen Strömung und Umgebung bei einheitlicher Temperatur des Trennelements

Ist die Temperatur des Trennelements gleich der Ausgangstemperatur des Gases, so ergibt sich ein Wärmeeinstrom von 0.1 - 0.4 W/cm Schlitzlänge in die Trenndüsenströmung. Die Angabe der in die Strömung einfließenden Wärme liefert jedoch zunächst noch keine unmittelbare Aussage darüber, inwieweit die Strömung in der Trenndüse als adiabatisch betrachtet werden kann. Man muß hierzu den Wärmestrom vergleichen mit der Enthalpieänderung, die das Gas bei adiabatischen Düsenwänden bei der Expansion auf die in der Trenndüse vorliegenden Mach-Zahlen erfahren würde. Bei größeren Umlenkwinkeln ist diese Enthalpieänderung insbesondere bei Gemischen nicht mehr groß gegen den Wärmeeinstrom; der Unterschied zwischen der Ausgangstemperatur  $T_0$  und der isoenergetischen Temperatur  $T_{iso}$ , der qualitativ der Enthalpieänderung entspricht, wird vergleichbar mit dem Unterschied zwischen der Ausgangstemperatur  $T_0$  und der Stautemperatur  $T_{stau}$ , welcher den Wärmeeinstrom kennzeichnet. Bei den Gemischen liegt hiernach bei größeren Umlenkwinkeln keine adiabatische Strömung vor.

### 5.4 Beeinflussung der Strömung und Gemischtrennung durch Wärmezufuhr über beheizte Düsenwände

Aus den in Abb. 13 gezeigten Messungen an reinem Helium geht hervor, daß das Geschwindigkeitsverhältnis der Strömung durch Wärmezufuhr über beheizte Düsenwände nur wenig beeinflusst wird. Ein Heizen der Umlenk wand führt zu Änderungen im Geschwindigkeitsverhältnis um bis zu 10 %, eine Wärmezufuhr über das Düsenblech ändert den radialen Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses  $S$  gegenüber dem unbeheizten Trennelement innerhalb der Fehlergrenze nicht<sup>21)</sup>.

21) In einer reibungsfreien Unterschallströmung würde eine Wärmezufuhr bekanntlich zu einer Steigerung des Geschwindigkeitsverhältnisses führen.



Das gleiche Verhalten wird beim Gasgemisch für das partielle Geschwindigkeitsverhältnis  $S_{\text{He}}$  des Heliums beobachtet. Um abschätzen zu können, in welchem Maße die Änderungen in  $S$  für die Änderungen im Gemischtrennfaktor verantwortlich sind, müssen deshalb wohl die Änderungen im  $S_{\text{He}}$ -Verlauf zugrunde gelegt werden, und die deutlich stärkere Änderung des partiellen Geschwindigkeitsverhältnisses der schweren Komponente ( $\text{Ar}$  oder  $\text{SF}_6$ ) eher als Folge der veränderten Gemischtrennung verstanden werden. Die Änderungen des Geschwindigkeitsverhältnisses  $S_{\text{He}}$ , die bei Heizen der Umlenk wand beobachtet werden, reichen bereits aus, um beim Gemisch einen merklichen Einfluß auf den Trennfaktor auszuüben. Hingegen kann die starke Vergrößerung des Gemischtrennfaktors bei Heizen des Düsenblechs sicherlich nicht auf eine Zunahme des Geschwindigkeitsverhältnisses zurückgeführt werden.

Die Änderung des Trennfaktors durch Wärmezufuhr kann auch nicht allein auf Thermodiffusionseffekte zurückgeführt werden. Bei Wärmezufuhr über die Umlenk wand wird die Trennung sowohl im  $\text{He}/\text{Ar}$ -als auch im  $\text{He}/\text{SF}_6$ -Gemisch in den inneren Strahlbereichen gegenüber dem unbeheizten Trennelement erhöht, während die Thermodiffusion entsprechend dem Temperaturgradienten zu einer Verringerung des Trennfaktors führen sollte<sup>22)</sup>. Dies schließt jedoch nicht aus, daß bei der Verringerung des Trennfaktors, die beim Heizen der Umlenk wand in den Strömungsbereichen nahe der Umlenk wand beobachtet wird, die Thermodiffusion eine wesentliche Rolle spielen kann.

---

22) Bei den in der Trenndüsenströmung vorliegenden Temperaturen führt die Thermodiffusion im  $\text{He}/\text{Ar}$ -Gemisch zu einer Anreicherung der schweren Komponente in den kalten Bereichen (vgl. z.B. [16]). Auch beim  $\text{He}/\text{SF}_6$ -Gemisch sollte das  $\text{SF}_6$ , das ein höheres Molekulargewicht und einen größeren Wirkungsquerschnitt als das Helium besitzt, in den kalten Bereichen angereichert werden.

Man muß weiter berücksichtigen, daß die bei Wärmezufuhr auftretende Temperaturerhöhung im strömenden Gasgemisch zu einer Erhöhung der Diffusionskonstanten führt, und damit die Entmischungsvorgänge in der Strömung schneller ablaufen können. Aufgrund der Vergrößerung der Diffusionskonstanten sollte dann auch der Gemischtrennfaktor in den Strömungsbereichen ansteigen, in denen die entmischende Druckdiffusion gegenüber der rückmischenden Konzentrationsdiffusion überwiegt, sofern nicht gleichzeitig durch die Wärmezufuhr das Geschwindigkeitsverhältnis abgesenkt und auch kein dem Druckdiffusionsstrom entgegengerichteter Thermodiffusionsstrom hervorgerufen wird. Diese für die Entmischung günstigen Verhältnisse scheinen bei Wärmezufuhr über das Düsenblech vorzuliegen.

Änderungen des Geschwindigkeitsverhältnisses und der Diffusionskonstanten sowie Thermodiffusionseffekte werden sich unterschiedlich auf den räumlichen Verlauf der Entmischung zwischen leichtem Zusatzgas und schwerer Gemischkomponente einerseits und zwischen den Isotopen der schweren Komponente andererseits auswirken. Eine Möglichkeit, genauere Aufschlüsse über den Beitrag solcher Effekte auf die Entmischungsvorgänge in der Trenndüse zu erhalten, wäre demnach durch Sondenmessungen gegeben, bei denen neben der Gemischtrennung auch die Isotopentrennung erfaßt wird.

Anhang I: Zur Berechnung des mittleren konvektiven Wärmestroms auf einen molekular angeströmten Zylinder; die Funktionen  $a(S,f)$  und  $b(S,f)$ .

Die mittlere Wärmestromdichte  $\bar{Q}_K$  auf einen molekular angeströmten Zylinder in einem Gasgemisch ergibt sich nach Gl. (10) zu

$$\bar{Q}_K = \frac{1}{A} \sum_i \int_A \alpha_i (E_{e,i} - E_{w,i}) dA$$

Setzt man in diese Beziehung die Gleichungen (5), (6), (7) und (8) ein, so erhält man

$$\bar{Q}_K = \sum_i \alpha_i j_i k T_{\text{stat}} \left[ S_i^2 \frac{f_i + 5}{2} - \frac{f_i + 4}{2} \cdot \frac{T_w}{T_{\text{stat}}} \right] \cdot \left[ \bar{G}(S_i) + \bar{F}(S_i) \right] - \frac{1}{2} \bar{G}(S_i) \quad (\text{AI.1})$$

mit

$$\bar{G} = \frac{1}{A} \int_A \frac{1}{2\sqrt{\pi} S} \exp(-S^2 \sin^2 \beta) dA \quad (\text{AI.2})$$

$$\bar{F} = \frac{1}{A} \int_A \frac{1}{2} \sin \beta [1 + \text{erf}(S \sin \beta)] dA \quad (\text{AI.3})$$

Für den Fall des senkrecht zu seiner Achse angeströmten Zylinders können die durch (AI.2) und (AI.3) definierten Integrale  $\bar{G}$  und  $\bar{F}$  berechnet werden. Hierzu wird der Zylinder als unendlich lang betrachtet, d.h. die Integration wird nur über die Mantelfläche des Zylinders und

nicht über die seitlichen Begrenzungsflächen erstreckt.

Man erhält

$$\bar{G} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} S \exp\left(-\frac{S^2}{2}\right) I_0\left(\frac{S^2}{2}\right) \quad (\text{AI.4})$$

und

$$\bar{F} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} S \exp\left(-\frac{S^2}{2}\right) \left[ I_0\left(\frac{S^2}{2}\right) + I_1\left(\frac{S^2}{2}\right) \right] \quad (\text{AI.5})$$

Dabei sind  $I_0$  und  $I_1$  die modifizierten Bessel-Funktionen 1. Art und nullter bzw. erster Ordnung

$$I_0\left(\frac{S^2}{2}\right) = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^{+1} \exp\left(\frac{S^2}{2} x\right) (1 - x^2)^{-1/2} dx \quad (\text{AI.6})$$

$$I_1\left(\frac{S^2}{2}\right) = \frac{S^2}{2\pi} \int_{-1}^{+1} \exp\left(\frac{S^2}{2} x\right) (1 - x^2)^{1/2} dx \quad (\text{AI.7})$$

Schreibt man die mittlere Wärmestromdichte  $\bar{Q}_K$  entsprechend Gl. (11) in der Form

$$\bar{Q}_K = \sum_i \alpha_i j_i k \left[ a_i(S_i, f_i) T_w - b_i(S_i, f_i) T_{\text{stat}} \right]$$

so ergeben sich die Funktionen  $a_i$  und  $b_i$  durch einen Vergleich mit Gleichung (AI.1) zu

$$a_i = -\frac{f_i + 4}{2} \cdot \left[ \bar{G}(S_i) + \bar{F}(S_i) \right] \quad (\text{AI.8})$$

$$b_i = -\left[ \frac{f_i + 5}{2} + S_i^2 \right] \cdot \left[ \bar{G}(S_i) + \bar{F}(S_i) \right] + \frac{1}{2} \bar{G}(S_i) \quad (\text{AI.9})$$

Anhang II: Einfluß der Akkommodationskoeffizienten der inneren und äußeren Freiheitsgrade auf die Gleichgewichtstemperatur des Zylinders in reinen Gasen und Gasgemischen

Bei der in Kapitel 2.2.1 aufgestellten Energiebilanz für den molekular angeströmten Zylinder, die den Zusammenhang zwischen der Temperatur des Zylinders und den Zustandsgrößen der Strömung liefert, wird vorausgesetzt, daß den inneren Freiheitsgraden und den Freiheitsgraden der Translation gleiche Akkommodationskoeffizienten zugeordnet werden können. Im allgemeinen wird jedoch die Akkommodation der inneren Freiheitsgrade weniger effektiv erfolgen als die Akkommodation der Translation (vgl. z.B. [14] und [18]), so daß bei einer exakten Berechnung verschiedene Akkommodationskoeffizienten angenommen werden müssen. Für den konvektiven Wärmestrom  $Q_K$  auf ein Flächenelement der Sonde gilt dann anstelle von  $Q_K = E_e - E_r = \alpha (E_e - E_w)$  die Beziehung

$$Q_K = \alpha_{\text{trans}} (E_e^{\text{trans}} - E_w^{\text{trans}}) + \alpha_{\text{rot}} (E_e^{\text{rot}} - E_w^{\text{rot}}) + \alpha_{\text{vib}} (E_e^{\text{vib}} - E_w^{\text{vib}}) \quad (\text{AII.1})$$

Die Kennzeichnungen trans, rot und vib beziehen sich auf die Freiheitsgrade der Translation, Rotation und Schwingung; die Indizes e bzw. w beziehen sich auf die einfallenden bzw. mit Wandtemperatur reflektierten Teilchen.

Man kann zeigen, daß die Beziehung zwischen der Gleichgewichtstemperatur der Sonde und den Zustandsgrößen der Strömung in der Form erhalten bleibt, wie sie in Kapitel 2.2.2 durch Gl. (12) bzw. (13) angegeben ist, wenn man die unterschiedlichen Akkommodationskoeffizienten  $\alpha_{\text{trans}}$ ,  $\alpha_{\text{rot}}$  und  $\alpha_{\text{vib}}$  formal durch einen Effektivwert der inneren Frei-

heitsgrade,  $f_{\text{eff}}$ , berücksichtigt.

$$f_{\text{eff}} = \frac{\alpha_{\text{rot}} f_{\text{rot}} + \alpha_{\text{vib}} f_{\text{vib}}}{\alpha_{\text{trans}}} \quad (\text{AII.2})$$

Bei den vorliegenden Untersuchungen ist das  $\text{SF}_6$  das einzige mehratomige Molekül. Die Gleichgewichtstemperatur der Sonde ist in reinem Helium unabhängig vom Akkommodationskoeffizienten und ist im He/Ar-Gemisch nur abhängig vom Verhältnis  $\alpha_{\text{He}} / \alpha_{\text{Ar}}$ . Unsicherheiten bezüglich unterschiedlicher  $\alpha$  für die verschiedenen Freiheitsgrade können also nur bei den He/ $\text{SF}_6$ -Gemischen auftreten. Bei dem schweren  $\text{SF}_6$ -Molekül kann davon ausgegangen werden, daß die Akkommodationskoeffizienten  $\alpha_{\text{trans}}$  und  $\alpha_{\text{rot}}$  zwischen 0.9 und 1 liegen [14], und nur  $\alpha_{\text{vib}}$  einen niedrigeren Wert annehmen könnte. Vergleicht man die in den untersuchten He/ $\text{SF}_6$ -Gemischen aus  $T_w^0$  berechnete statische Temperatur der Strömung, die sich ergibt, wenn  $\alpha_{\text{vib}} = \alpha_{\text{trans}} = \alpha_{\text{rot}} \neq 0$  der Auswertung zugrunde liegt, mit der Temperatur, die sich bei der Annahme  $\alpha_{\text{vib}} = 0$  und  $\alpha_{\text{trans}} = \alpha_{\text{rot}} \neq 0$  ergibt, so betragen die Unterschiede aufgrund der relativ kleinen  $\text{SF}_6$ -Konzentrationen im He/ $\text{SF}_6$ -Gemisch höchstens  $3^\circ\text{C}$ . Die vorliegenden Messungen wurden mit  $\alpha_{\text{trans}} = \alpha_{\text{rot}} = \alpha_{\text{vib}} = \alpha_{\text{SF}_6}$  ausgewertet, so daß auch beim He/ $\text{SF}_6$  in den Zusammenhang zwischen  $T_w^0$  und der statischen Temperatur der Strömung nur das Verhältnis  $\alpha_{\text{He}} / \alpha_{\text{SF}_6}$  eingeht.

Bei den vorliegenden Messungen wurde sowohl für das Verhältnis  $\alpha_{\text{He}} / \alpha_{\text{Ar}}$  als auch für  $\alpha_{\text{He}} / \alpha_{\text{SF}_6}$  der Wert 0.5 zugrunde gelegt. Für den Akkommodationskoeffizienten von He an einer verunreinigten technischen Oberfläche, wie sie bei der verwendeten Sonde vorausgesetzt werden muß, werden in der Literatur Werte bis zu 0.5 angegeben, für  $\alpha_{\text{SF}_6}$  und  $\alpha_{\text{Ar}}$  Werte um 0.9 bis 1 (vgl. die ausführlichen Angaben und Literatur-

zitate in [14]). Dies steht in weitgehender Übereinstimmung mit Messungen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entsprechend der in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Methode durchgeführt wurden. Es sei noch angemerkt, daß aufgrund der niedrigen Konzentration der schweren Komponente in den He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemischen die Abhängigkeit des Meßsignals von den Akkommodationskoeffizienten stark unterdrückt wird.

Anhang III: Einfluß von Strahlung und Wärmeleitung auf die Gleichgewichtstemperatur des Zylinders

Bei der Berechnung der statischen Temperatur der Strömung aus der Temperatur einer molekular angeströmten Sonde wurde in Kapitel 2.2.2 vereinfachend angenommen, daß die Sonde ihre adiabatische Gleichgewichtstemperatur  $T_w^0$  annimmt; d.h., der Wärmeaustausch zwischen Sonde und Umgebung erfolgt nur durch Konvektion und sowohl die Wärmestrahlung als auch die Wärmeleitung über die Enden des Meßdrahtes werden vernachlässigt. Um die hierdurch verursachten Fehler abzuschätzen, muß der konvektiv ausgetauschte Wärmestrom  $\bar{Q}_K$  einerseits mit dem über Strahlung ausgetauschten Wärmestrom  $\bar{Q}_R$  und andererseits mit dem über Wärmeleitung ausgetauschten Wärmestrom  $\bar{Q}_L$  verglichen werden. Für den Wärmestrom  $\bar{Q}_R$  gilt die bekannte Beziehung

$$\bar{Q}_R = \epsilon \sigma (T_w^4 - T_u^4) \quad (\text{AIII.1})$$

$T_w$  = Sondentemperatur

$T_u$  = Umgebungstemperatur

$\sigma$  = Stefan-Boltzmann-Konstante

$\epsilon$  = Strahlungsaustauschverhältnis

Der konvektive Wärmestrom  $\bar{Q}_K$  kann nach Gl. (11) und (12) in folgender Form geschrieben werden

$$\bar{Q}_K = h_K (T_w - T_w^0) \quad (\text{AIII.2})$$

mit  $h_K = \alpha j k a(f, S) \quad (\text{AIII.3})$

Die als Folge der Wärmestrahlung auftretende relative Abweichung der Temperatur des Meßdrahtes,  $T_w$ , von seiner Gleichgewichtstemperatur  $T_w^0$ , ergibt sich also zu



$$\frac{T_w - T_w^{\circ}}{T_w} = \frac{-\bar{Q}_R}{\alpha j k a(f,S) T_w} \quad (\text{AIII.4})$$

Die Berücksichtigung der Wärmeleitung über die Meßdrahtenden erfordert eine umfangreichere Rechnung. Nach [19] bzw. [20] gilt für die relative Abweichung der Temperatur der in der Drahtmitte befindlichen Stoßstelle der Thermodrähte von der Gleichgewichtstemperatur bei Vorliegen von Wärmeleitung die folgende Beziehung:

$$\frac{T_w - T_w^{\circ}}{T_e - T_w^{\circ}} = \frac{2 K_1 m_1 \sinh(m_2 L) + 2 K_2 m_2 \sinh(m_1 L)}{(K_1 m_1 + K_2 m_2) \sinh[(m_1 + m_2) \cdot L] - (K_1 m_1 - K_2 m_2) \sinh[(m_1 - m_2) L]}$$

(AIII.5)

- $T_e$  = Temperatur an den Drahtenden
- $K_{1,2}$  = thermische Leifähigkeit der Thermodrähte
- $L$  = Länge eines Schenkels des Thermoelements  
(Drahtlänge insgesamt  $2L$ )

$$m_{1,2} = \sqrt{\frac{4 h_K}{d K_{1,2}}}$$

- $d$  = Durchmesser des Meßdrahts

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen beträgt der Meßfehler, der durch Wärmestrahlung zustande kommt, im ungünstigsten Fall 5 ‰, das entspricht einer Temperaturabweichung von maximal 2°C. Die durch Wärmeleitung verursachte Temperaturabweichung beträgt bei den niedrigsten in der Trenndüsenströmung untersuchten Teilchenstromdichten maximal 10°C. Da bei der verwendeten Temperatursonde die Temperaturen an den Meßdrahtenden gleichzeitig mit der Temperatur der Drahtmitte gemessen werden können, konnte dieser Meßfehler stets korrigiert werden.

Literaturverzeichnis

1. E.W. Becker  
K. Bier  
W. Bier  
R. Schütte  
D. Seidel  
Separation of the Isotopes of Uranium by the Separation Nozzle Process, Angew. Chemie, Int. Edition 6, 507 (1967). Diese Arbeit enthält eine Zusammenstellung der früheren Veröffentlichungen über das Trenndüsenverfahren
2. E.W. Becker  
W. Bier  
G. Frey  
R. Schütte  
Trenndüsen-Demonstrationsanlage für die Urananreicherung, atomwirtschaft/atomtechnik 14, 249 (1969)
3. E.W. Becker  
u.a.  
The Separation Nozzle Process for Enrichment of  $U^{235}$ , Vortrag auf der vierten Internationalen Konferenz der Vereinten Nationen über die friedliche Anwendung der Atomenergie, Genf 1971
4. E.W. Becker  
W. Bier  
W. Ehrfeld  
G. Eisenbeiß  
Die physikalischen Grundlagen der Uran<sup>235</sup>-Anreicherung nach dem Trenndüsenverfahren, Z. Naturforschung 26a, 1377 (1971)  
(G. Eisenbeiß, Dissertation, Universität Karlsruhe (1971))
5. K. Bier  
H. Brandtstädter  
U. Ehrfeld  
W. Ehrfeld  
Untersuchung des Strömungsverlaufs von He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemischen in der Trenndüse mit molekular angeströmten Drucksonden, KFK-Bericht 1440, Kernforschungszentrum Karlsruhe, August 1971  
(H. Brandtstädter, Dissertation, Universität Karlsruhe (1971))
6. P. Bley  
W. Ehrfeld  
Bestimmung der dissipativen Verluste in der Trenndüsenströmung mit Pitotsonden, KFK-Bericht 1562, Kernforschungszentrum Karlsruhe, März 1972  
(P. Bley, Dissertation, Universität Karlsruhe (1972))
7. R. Dürr  
Theoretische Untersuchung einer viskosen kompressiblen Strömung in einer gekrümmten Düse,  
Dissertation, Universität Karlsruhe (1972)

8. K. Bier  
H. Brandtstädter  
W. Ehrfeld      Miniatur-Drucksonden zur Untersuchung von Strömungs- und Diffusionsvorgängen in verdünnten Gasgemischen, Z. Angewandte Physik 29, 205 (1970)
9. K. Bier  
W. Ehrfeld      Zur Untersuchung von Strömungen verdünnter Gase mit Miniatur-Drucksonden, Z. Angewandte Physik 28, 70 (1969) sowie KFK-Bericht 842, Kernforschungszentrum Karlsruhe, September 1968
10. A.K. Oppenheim      Generalized Theory of Convective Heat Transfer in a Free-Molecule Flow, J. Aeron. Sci. 20, 49 (1953)
11. V.P. Shidlovskiy      Introduction to Dynamics of Rarefied Gases, American Elsevier Publishing Company Inc., New York 1967
12. J.R. Stalder  
D. Jukoff      Heat Transfer to Bodies Traveling at High Speed in the Upper Atmosphere, NACA Report No. 944 (1949)
13. J.R. Stalder  
G. Goodwin  
M.O. Creager      A Comparison of Theory and Experiment for High-Speed Free-Molecule Flow, NACA Report No. 1032 (1951)
14. M. Kaminsky      Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces, Springer-Verlag, Berlin (1965)
15. H. Schlichting      Grenzschicht-Theorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe (1965)
16. J.O. Hirschfelder  
C.F. Curtiss  
R.B. Bird      Molecular Theory of Gases and Liquids, J. Wiley & Sons, Inc., New York (1964)
17. F. Schultz-Grunow      Neuer Wärmeübergangseffekt in turbulenten Reibungsschichten, VDI-Zeitschrift 92, 1018 (1950)  
vgl. auch Forsch. Ing. 17/3, 65, (1951)
18. K. Schäfer  
M. Klingenberg      Die partielle thermische Akkommodation verschiedener Gase nach der Band-Draht-Methode an Platin zwischen 0° und 100°C, Z. Elektrochemie 58, 828 (1954)

19. F.S. Sherman      A Low-Density Wind-Tunnel Study of Shock-Wave Structure and Relaxation Phenomena in Gases, NACA TN 3298 (1955)
  
20. M.D. Scadron  
I. Warshawsky      Experimental Determination of Time Constants and Nusselt Numbers for Bare-Wire Thermocouples in High-Velocity Air Streams and Analytic Approximation of Conduction and Radiation Errors, NACA TN 2599 (1952)