

mischen Verhalten auch die Konzentrationsdiffusion und die Thermodiffusion berücksichtigt werden. Beide Effekte können vor allem am Strahlrand, d. h. bei kleinen  $\vartheta$ -Werten, Bedeutung erlangen. Bei der Konzentrationsdiffusion ergibt sich im Fall der isentropen Expansion das überraschende Ergebnis, daß sie in bestimmten Strahlgebieten die Druckdiffusion unterstützen, d. h. die Entmischung verstärken kann<sup>28</sup>. Mit zunehmendem Wert von  $p_0 w$  wird das Verhältnis des Konzentrationsdiffusionsstromes zum Druckdiffusionsstrom kleiner, denn die primär durch Druckdiffusion entstehenden Konzen-

trationsgradienten nehmen mit wachsendem  $p_0 w$  ab, während die relativen Druckgradienten bei Vernachlässigung der Störeffekte von  $p_0 w$  unabhängig sind. Man wird daher bei genügend großen Werten von  $p_0 w$  nicht nur die Einflüsse der Reibung und des nichtgasdynamischen Verhaltens, sondern auch den Einfluß der Konzentrationsdiffusion vernachlässigen können.

Herrn Prof. Dr. E. W. BECKER danke ich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr. G. FALK danke ich für wertvolle Diskussionen.

<sup>28</sup> So erhält man z. B. in Abb. 2 für  $p_0/p_M=30$ ,  $p_0 w=1,5$  Torr·mm auf der Stromlinie  $\vartheta=0,3$  einen um ca. 25% größeren Maximalwert von  $\varepsilon_A$ , wenn man die Konzentrationsdiffusion durch ein Näherungsverfahren berücksichtigt,

bei dem man den Konzentrationsdiffusionsstrom aus der Molenbruchverteilung berechnet, die man zuvor unter Vernachlässigung der Konzentrationsdiffusion ermittelt hat.

## Trenndüsenverfahren mit leichtem Zusatzgas

Von E. W. BECKER, K. BIER und W. BIER

Aus dem Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernverfahrenstechnik  
der Technischen Hochschule

(Z. Naturforsch. **17 a**, 778—785 [1962]; eingegangen am 14. Juni 1962)

Beim Trenndüsenverfahren kann die Stromdichte des entmischenden Druckdiffusionsstromes in einem schweren Isotopengemisch durch Zusatz eines leichten Gases gesteigert werden. Im Fall der Argonisotope ergibt sich durch einen Zusatz von etwa 900 Mol-Proz. Helium bei gleichem Durchsatz und Abschälverhältnis des Argons eine Steigerung des Elementareffektes der Trennung um den Faktor 1,7. Obwohl die Mitverarbeitung des leichten Gases in einer Trennkaskade einen zusätzlichen Aufwand bedingt, läßt sich auch die Wirtschaftlichkeit des Trennverfahrens durch ein leichtes Zusatzgas verbessern. Bei den Argonisotopen werden durch einen Heliumzusatz von 400 Mol-Proz. das spezifische Ansaugvolumen auf etwa 1/4, die spezifische Schlitzlänge auf etwa 1/5 und die spezifische Kompressionsarbeit auf etwa 3/4 der Werte für reines Argon gesenkt.

Bei früheren Untersuchungen hatte sich als schwächster Punkt des Trenndüsenverfahrens das große spezifische Ansaugvolumen erwiesen, das verhältnismäßig große spezifische Investitionen für die Kompressoren und Rohrleitungen bedingt<sup>1,2</sup>. Bereits in der ersten der beiden zitierten Arbeiten haben wir darauf hingewiesen, daß sich bezüglich des spezifischen Ansaugvolumens wahrscheinlich Fortschritte durch leichte Zusatzgase erzielen lassen. Diese Möglichkeit wurde in der Zwischenzeit eingehender untersucht, worüber im folgenden berichtet wird<sup>3</sup>.

Zunächst soll kurz der nach der Theorie zu erwartende Einfluß eines leichten Zusatzgases auf die

Trennung eines schweren Isotopengemisches diskutiert werden:

In einem binären Gasmisch ist die Stromdichte des entmischenden Druckdiffusionsstromes proportional zum relativen Druckgefälle, zur relativen Massendifferenz der beiden Komponenten, zum Produkt ihrer Molenbrüche und zum Produkt aus Gesamteilchendichte und Diffusionskonstante<sup>1,4</sup>. Wird einem zu trennenden Isotopengemisch ein leichteres Gas beigemischt, so wächst infolge der Erniedrigung der mittleren Masse auch die auf das Gemisch bezogene relative Massendifferenz der Isotope. Außerdem wird für die Diffusion der Isotope im Gesamtgemisch das Produkt aus Teilchendichte und Diffu-

<sup>1</sup> E. W. BECKER, W. BEYRICH, K. BIER, H. BURGHOF U. F. ZIGAN, Z. Naturforsch. **12 a**, 609 [1957].

<sup>2</sup> E. W. BECKER u. R. SCHÜTTE, Z. Naturforsch. **15 a**, 336 [1960].

<sup>3</sup> Vgl. die kurze Originalmitteilung: E. W. BECKER, K. BIER u. W. BIER, Z. Naturforsch. **16 a**, 1393 [1961].

<sup>4</sup> Dissertation F. ZIGAN, Marburg 1958; G. NARDELLI u. A. REPANAI, Energia Nucleare **5**, 247 [1958].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

sionskonstante durch die Anwesenheit des leichten Gases vergrößert. Andererseits führt die Verminderung der Molenbrüche der Isotope durch den Zusatz des leichten Gases zu einer Verkleinerung der Diffusionsstromdichte der Isotope. Bei geeigneter Wahl des leichten Gaszusatzes sollte dieser Effekt jedoch durch die erstgenannten, den Druckdiffusionsstrom der Isotope vergrößernden Einflüsse des Zusatzgases überkompensiert werden.

Quantitativ ist die Wirkung eines leichten Zusatzgases wegen der Kompliziertheit der Diffusionsvorgänge in Mehrkomponentengemischen allerdings schwer zu übersehen. Außerdem kann durch den verhältnismäßig starken Trenneffekt zwischen Zusatzgas und Isotopengemisch die räumliche Verteilung der Druck- und Temperaturgradienten beeinflusst werden. Darüber hinaus war nicht ganz sicher, ob die Wirtschaftlichkeit des Trennverfahrens durch ein leichtes Zusatzgas tatsächlich verbessert werden kann, weil zwar ein Anstieg des Trenneffektes zu erwarten ist, die Notwendigkeit zur Mitkompression des Zusatzgases aber auch einen zusätzlichen Aufwand bedingt.

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß eines leichten Zusatzgases auf den räumlichen Verlauf der Entmischung sowie auf die spezifischen Aufwandsgrößen am Beispiel der Entmischung der *Argon-isotope* mit *Helium als Zusatzgas* experimentell untersucht.

### Räumlicher Verlauf der Entmischung bei großem Expansionsverhältnis

Die Untersuchungen über den Einfluß eines leichten Zusatzgases auf den räumlichen Verlauf der Entmischung wurden mit einer runden konvergenten Düse mit 0,30 mm Mündungsdurchmesser durchgeführt. Die Mündungsdurchmesser der konischen Abschälblenden lagen zwischen 0,4 und 3,5 mm.

Neben der Wirkung des leichten Zusatzgases auf die Isotopenentmischung des schweren Gases interessierte aus systematischen Gründen auch die Wirkung des schweren Gases auf die Isotopenentmi-

schung des leichten Zusatzgases. Bei der Verwendung von Helium als leichtes Zusatzgas<sup>5</sup> hätte eine solche Untersuchung die Zumischung von He<sup>3</sup> erfordert. Da dieses Isotop nicht in der erforderlichen Menge zur Verfügung stand, wurde dem Helium eine kleine Menge Wasserstoff zugesetzt. Der Wasserstoffanteil wurde so niedrig gehalten ( $\leq 2\%$ ), daß er praktisch keinen Einfluß auf den Adiabatenexponenten und damit auf die gasdynamischen Eigenschaften der verschiedenen Gemische hatte. Die Zusammensetzung und das mittlere Molekulargewicht der verwendeten Gase sind in Tab. 1 angegeben.

Versuchsgas	Molenbrüche			mittleres Molekulargewicht $m_0$
	$n_0$ (Ar)	$n_0$ (He)	$n_0$ (H <sub>2</sub> )	
I	1	—	—	40,0
II	0,48	0,51	0,01	21,3
III	0,11	0,87	0,02	8,4
IV	—	0,98	0,02	3,96

Tab. 1. Zusammensetzung und mittleres Molekulargewicht der bei der Untersuchung des räumlichen Verlaufs der Entmischung verwendeten Gase.

Alle Gas- und Isotopenanalysen wurden mit einem Massenspektrometer ausgeführt<sup>6</sup>.

Als Maß für die Entmischung von zwei herausgegriffenen Komponenten „l“ und „s“ eines Gemisches wird aus den Molenbrüchen dieser Komponenten im Mantel- und im Kernstrom [ $n_M(l)$ ,  $n_M(s)$ ,  $n_K(l)$ ,  $n_K(s)$ ] der *Trennfaktor*

$$A(l, s) = [n_M(l) n_K(s)] / [n_M(s) n_K(l)] \quad (1)$$

bzw. bei kleinen Häufigkeitsverschiebungen der *Elementareffekt der Trennung*

$$\varepsilon_A(l, s) = A(l, s) - 1 \quad (2)$$

gebildet.

Als Abschälverhältnis des gesamten Strahlgases,  $\vartheta$ , oder einer Gaskomponente,  $\vartheta(\text{Ar})$  bzw.  $\vartheta(\text{He})$ , wird wie in den früheren Arbeiten das molare Verhältnis von Mantelstrom zu Einstrom für das gesamte Gasgemisch bzw. für die betreffende Komponente bezeichnet.

<sup>5</sup> Als Zusatzgas wurde Helium und nicht der leichtere Wasserstoff gewählt, weil in H<sub>2</sub>/Ar-Mischungen mit großem Wasserstoffanteil die genaue massenspektrometrische Bestimmung des Mischungsverhältnisses von Ar<sup>36</sup> zu Ar<sup>40</sup> wegen der Bildung von störenden Ionen der Masse 36 erschwert ist. Außerdem sollten durch das Zusatzgas der Adiabatenexponent und damit die gasdynamischen Strömungseigenschaften möglichst nicht geändert werden.

<sup>6</sup> Es wurde ein Gerät der Consolidated Electrodynamics Corporation, Pasadena, USA, Typ 21-103 C, verwendet. Für die Durchführung der massenspektrometrischen Analysen danken wir den Herren K. MAURER und G. SCHÜLER. Für die Hilfe bei der Durchführung der Entmischungsversuche danken wir Fr. B. GEBAUER.

Der Druck in der Düsenzuleitung wird  $p_0$ , der Druck im Mantelgasraum  $p_M$  und der Druck im Kerngasraum  $p_K$  genannt<sup>7</sup>.

Um einen systematischen Vergleich der Entmischung der Argonisotope in Strahlen aus reinem Argon und aus He/Ar-Gemischen zu ermöglichen, wurde für reines Argon und für die He/Ar-Gemische II und III der räumliche Verlauf der Gaszusammensetzung sowie des Abschälverhältnisses der einzelnen Komponenten ermittelt. Die Versuche wurden beim Expansionsverhältnis  $p_0/p_M = 10^3$  ohne Rückstau des Kerngases durchgeführt ( $p_K = p_M$ ). Für jedes Strahlgas wurden bei einem bestimmten, jeweils konstant gehaltenen Einlaßdruck das Abschälverhältnis des gesamten Strahlgases,  $\vartheta$ , und die Molenbrüche der Komponenten  $H_2$ ,  $He^4$ ,  $Ar^{36}$  und  $Ar^{40}$  für verschiedene Abschälerweiten  $f$  in Abhängigkeit vom Abstand  $d$  zwischen Düse und Abschäler gemessen. Die Einlaßdrucke der He/Ar-Gemische II und III wurden mit  $p_0 = 24$  Torr bzw. 60 Torr so gewählt, daß der Argondurchsatz mit dem eines reinen Argonstrahls beim Einlaßdruck  $p_0 = 16$  Torr übereinstimmte.

Durch Interpolation der Meßwerte wurden zunächst der räumliche Verlauf der Flächen mit konstantem Abschälverhältnis des Gemisches und der Verlauf des mit den Molenbrüchen  $n(Ar^{40})$  und  $n(He)$  gebildeten Trennfaktors  $A(He/Ar)$  auf diesen Flächen ermittelt (Abb. 1). Weiterhin wurde für jeden Trennversuch aus dem Abschälverhältnis des Gemisches und den Molenbrüchen der  $Ar^{40}$ -Komponente im Kern- und Mantelgas mit der aus der Materialbilanz folgenden Beziehung

$$\frac{1}{\vartheta(Ar)} = 1 + \frac{1-\vartheta}{\vartheta} \cdot \frac{n_K(Ar^{40})}{n_M(Ar^{40})} \quad (3)$$

das Abschälverhältnis des Argonanteils,  $\vartheta(Ar)$ , berechnet<sup>8</sup>. Durch Interpolation wurden die in Abb. 2 dargestellten Kurven gewonnen, die den räumlichen Verlauf der Flächen mit konstantem Abschälverhältnis des Argonanteils und, auf diesen Flächen, den Elementareffekt der Trennung für die Argonisotope,  $\varepsilon_A(Ar)$ , wiedergeben. Außerdem enthält Abb. 2 das entsprechende Ergebnis für den reinen Argonstrahl.

Schließlich wurden aus  $\vartheta$  und  $n_K(He)/n_M(He)$  analog zu Gl. (3) das Abschälverhältnis des Zusatzgases,  $\vartheta(He)$ , berechnet und der räumliche Verlauf der Flächen  $\vartheta(He) = \text{const}$  und der Verlauf des Trennfaktors  $A(H_2/He)$  auf diesen Flächen aufgetragen (Abb. 3). Zum Vergleich enthält Abb. 3 die entsprechenden Kurven für das als Zusatzgas verwendete  $H_2/He$ -Gemisch. Der Einlaßdruck wurde dabei mit 36 Torr so gewählt, daß sich derselbe Heliumdurchsatz wie bei dem He/Ar-Gemisch mit 11% Ar ergab.

### 1. Strahlform

Die Flächen für konstantes Abschälverhältnis des gesamten Strahlgases können als Molstromflächen des expandierenden Strahls interpretiert werden<sup>1</sup>. Da sich die Adiabatenexponenten der verschiedenen Strahlgase praktisch nicht unterscheiden, wäre im Fall einer isentropen gasdynamischen Strömung ohne Entmischung kein Unterschied im Stromlinienverlauf zu erwarten. Man bemerkt jedoch, daß die Molstromflächen der He/Ar-Gemische (Abb. 1) stärker aufgeweitet sind als die des reinen Argons (Abb. 2) bzw. des fast reinen Heliums (Abb. 3). Ein solcher Effekt ist für frei expandierende Gasgemische mit großer Massendifferenz der Komponenten bei starker Entmischung zu erwarten, da mit fortschreitender Expansion die Strömungsgeschwindigkeit des an schwerer Komponente angereicherten Strahlkerns hinter der des leichteren Strahlmantels zurückbleibt. Es ist verständlich, daß dadurch die Mantelzone des Strahls nach außen abgedrängt wird<sup>9</sup>.

Wegen der Anreicherung des Argonanteils im Strahlkern liegen die Flächen  $\vartheta(Ar) = \text{const}$  weiter innen, die Flächen  $\vartheta(He) = \text{const}$  weiter außen als die entsprechenden Molstromflächen des Gemisches (Abb. 1 bis 3). Beispielsweise stimmt die Molstromfläche  $\vartheta = 0,5$  in dem He/Ar-Gemisch mit 11% Ar im untersuchten Entfernungsbereich ungefähr mit der Fläche  $\vartheta(Ar) = 0,25$  überein.

<sup>7</sup> Bei einem Teil der früheren Veröffentlichungen über das Trenndüsenverfahren wurden diese Drucke mit  $p_B$ ,  $p_F$  und  $p_G$  bezeichnet. Wir benutzen die neue Bezeichnung, da sie die Zuordnung zu den Molenbrüchen  $n_0$ ,  $n_M$  und  $n_K$  unmittelbar erkennen läßt. Alle Drucke sind Totaldrucke.

<sup>8</sup> Wegen der geringen natürlichen Häufigkeit des leichten Argonisotops ( $3,7 \cdot 10^{-3}$ ) stimmt das Abschälverhältnis für den ganzen Argonanteil innerhalb der experimentellen

Fehlergrenze mit dem für das Hauptisotop  $Ar^{40}$  gültigen Wert überein.

<sup>9</sup> Bei einer quantitativen Erklärung der unterschiedlichen Strahlform der verschiedenen Strahlgase ist auch zu berücksichtigen, daß bei niedrigen Gasdichten Abweichungen von der gasdynamischen Strahlform auftreten, die auf den Übergang zum molekularen Strömungsverhalten bzw. auf den Reibungseinfluß zurückzuführen sind.

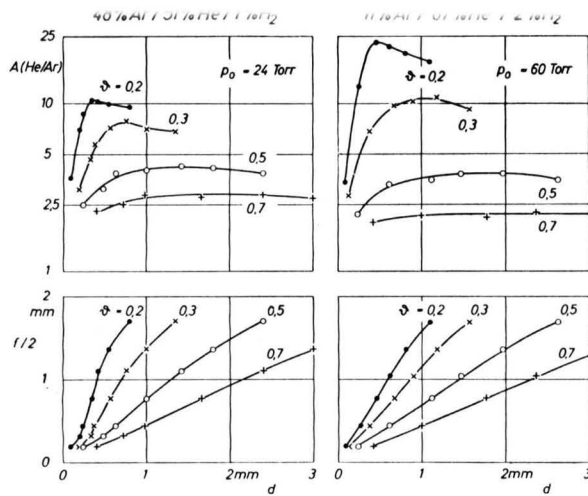


Abb. 1. Die Flächen für konstantes Abschälverhältnis des gesamten Strahlsgases,  $\vartheta$ , und der Verlauf des Gemischtrennfaktors  $A(\text{He}/\text{Ar})$  auf diesen Flächen für zwei He/Ar-Strahlen mit konstantem Argondurchsatz [ $L(\text{Ar}) = 0,23 \text{ ncm}^3/\text{sec}$ ].  $f/2$  = Abschälerradius;  $d$  = Abstand Düse/Abschäler; Düsendurchmesser  $a = 0,3 \text{ mm}$ ; Expansionsverhältnis  $p_0/p_M = 10^3$ ;  $p_K = p_M$ .

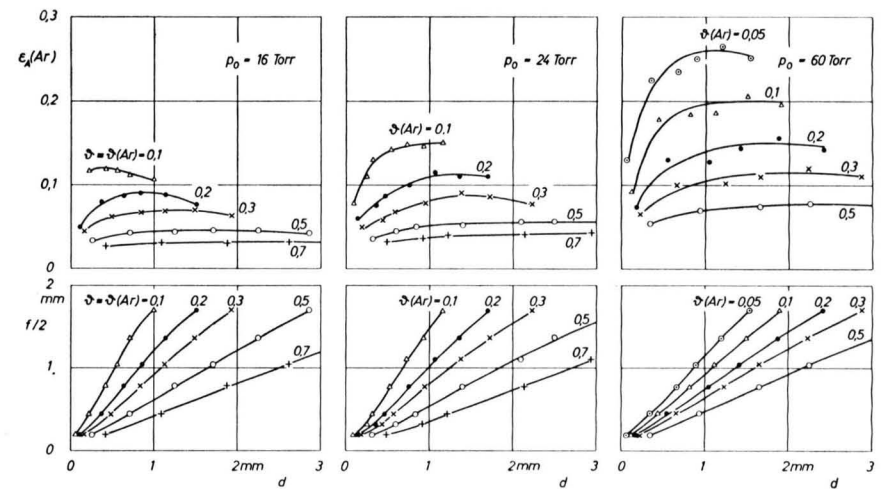


Abb. 2. Die Flächen für konstantes Abschälverhältnis des Argonanteils,  $\vartheta(\text{Ar})$ , und der Verlauf des Elementareffektes der Argonmischung,  $\epsilon_A(\text{Ar})$ , auf diesen Flächen für reines Argon und für zwei He/Ar-Gemische mit gleichem Argondurchsatz. Versuchsbedingungen wie in Abb. 1.

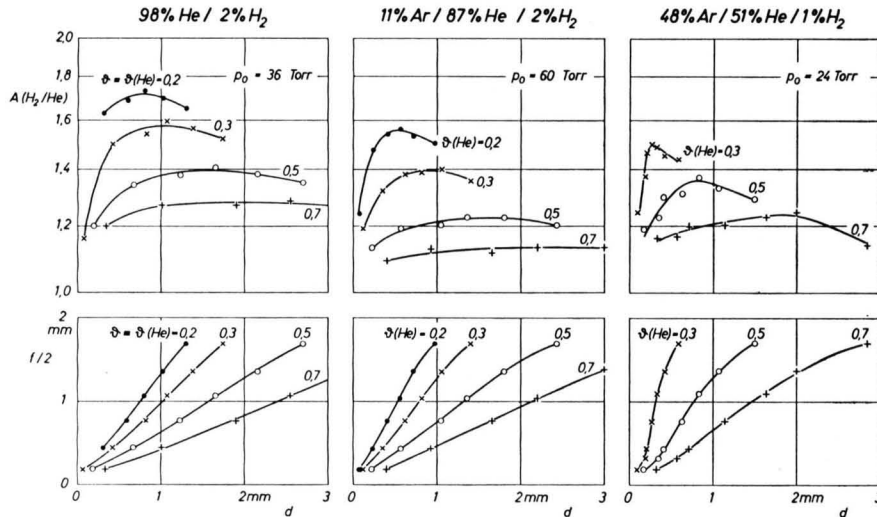


Abb. 3. Die Flächen für konstantes Abschälverhältnis des Heliumanteils,  $\vartheta(\text{He})$ , und der Verlauf des Trennfaktors  $A(\text{H}_2/\text{He})$  auf diesen Flächen für das als Zusatzgas verwendete  $\text{H}_2/\text{He}$ -Gemisch und für zwei He/Ar-Gemische. Der Heliumdurchsatz für das  $\text{H}_2/\text{He}$ -Gemisch und für das He/Ar-Gemisch mit 11% Ar war konstant [ $L(\text{He}) = 1,79 \text{ ncm}^3/\text{sec}$ ]. Übrige Versuchsbedingungen wie in Abb. 1.

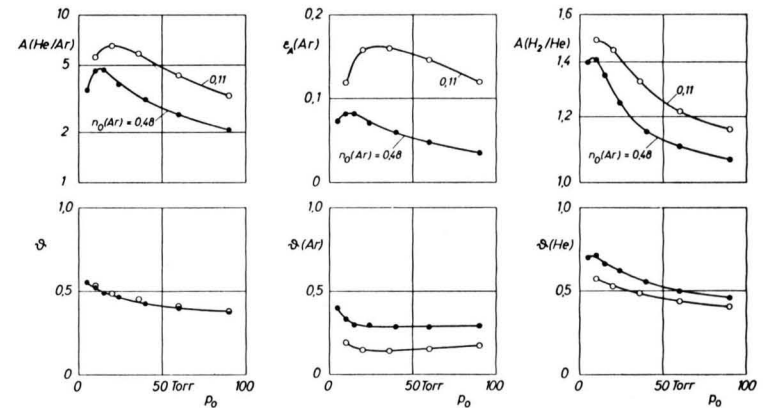


Abb. 4. Die Entmischung von He/Ar,  $\text{Ar}^{36}/\text{Ar}^{40}$  und  $\text{H}_2/\text{He}$  sowie die Abschälverhältnisse des gesamten Strahlsgases,  $\vartheta$ , des Argonanteils,  $\vartheta(\text{Ar})$ , und des Heliumanteils,  $\vartheta(\text{He})$ , in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$  für die He/Ar-Gemische mit 48% bzw. 11% Argon bei konstanter Abschälgeometrie und konstantem Expansionsverhältnis ( $a = 0,3 \text{ mm}$ ;  $f = 0,9 \text{ mm}$ ;  $d = 0,5 \text{ mm}$ ;  $p_0/p_M = 10^3$ ;  $p_K = p_M$ ).



## 2. Entmischung von He und Ar

In Übereinstimmung mit den früheren Untersuchungen steigt der Trennfaktor für die Entmischung der Gaskomponenten He und Ar auf einer Stromfläche mit zunehmender Entfernung von der Düse zunächst stark an<sup>10</sup> und durchläuft bei weiterer Vergrößerung des Abstandes ein Maximum (Abb. 1). Die Wiederabnahme des Trennfaktors dürfte hauptsächlich darauf beruhen, daß die auf der Stromfläche senkrecht stehende Komponente des relativen Druckgefälles das Vorzeichen wechselt, was in Abb. 1 an dem Vorzeichenwechsel der Stromlinienkrümmung zu erkennen ist<sup>4</sup>. Für Abschälverhältnisse  $\vartheta \leq 0,4$  ist der Trennfaktor in dem Gemisch mit 11% Argon trotz des etwa um den Faktor 4 höheren Gasdurchsatzes merklich größer als in dem Gemisch mit 48% Argon. Bei  $\vartheta = 0,2$  wird ein maximaler Gemischtrennfaktor von 24 erreicht.

## 3. Entmischung der Argonisotope

Abb. 2 zeigt, daß der Elementareffekt der Trennung der Argonisotope für gleiches Abschälverhältnis des Argonanteils bei dem Gemisch mit 48% Ar im Mittel um den Faktor 1,3, bei dem Gemisch mit 11% Ar im Mittel um den Faktor 1,7 größer ist als beim reinen Argon. Diese Steigerung des Trenneffektes tritt ein, obwohl der Einlaßdruck, zur Konstanthaltung des Argondurchsatzes, von 16 Torr beim reinen Argon auf 24 bzw. 60 Torr für die Gemische erhöht wurde.

Bei dem Gemisch mit 11% Ar sind wegen der starken Trennung von Helium und Argon in den äußeren Strahlbereichen auch die Flächen für sehr kleine Argon-Abschälverhältnisse noch relativ weit vom Strahlrand entfernt. In diesem Fall war es daher möglich, die Entmischung der Argonisotope noch für sehr kleine  $\vartheta(\text{Ar})$ -Werte ohne wesentliche Störungen durch Randeffekte zu beobachten. Es ergaben sich z. B. die Maximalwerte  $\varepsilon_A(\text{Ar}) = 0,32 \pm 0,03$ , für  $\vartheta(\text{Ar}) = 0,03$  bzw.  $\varepsilon_A(\text{Ar}) = 0,45 \pm 0,10$ , für  $\vartheta(\text{Ar}) = 0,01$  (in Abb. 2 nicht enthalten).

<sup>10</sup> Auf Grund der früheren Untersuchungen kann angenommen werden, daß in der Düsenmündung praktisch noch keine Entmischung vorliegt.

<sup>11</sup> Als KNUDSEN-Zahl in der Düsenmündung wird das Verhältnis der gaskinetischen mittleren freien Weglänge in der Düsenmündung zum Mündungsdurchmesser der Düse bezeichnet. Zur Berechnung der KNUDSEN-Zahl für die He/Ar-Gemische wurde die mit den Molenbrüchen gemittelte freie

## 4. Entmischung von H<sub>2</sub> und He

Analog zur Vergrößerung des Trenneffektes der Argonisotope durch einen Heliumzusatz war zu erwarten, daß der Trenneffekt des leichten Zusatzgases, gemessen als Trennfaktor  $A(\text{H}_2/\text{He})$ , durch eine Argonbeimischung verkleinert wird. Ein Vergleich der Ergebnisse für die Gase IV und III in Abb. 3 zeigt, daß die Entmischung innerhalb des leichten Zusatzgases bei gleichem Durchsatz und Abschälverhältnis des Zusatzgases durch die Argonbeimischung tatsächlich vermindert wird. Daß der Effekt nicht nur auf der Erhöhung des Einlaßdruckes beruht, geht aus einem Vergleich mit dem Ergebnis für das stärker Argon-haltige Gemisch in Abb. 3 hervor: Man bemerkt, daß der Trennfaktor  $A(\text{H}_2/\text{He})$  in diesem Gemisch, trotz des kleineren Einlaßdruckes, geringer als in dem reinen Zusatzgas ist.

## 5. Einfluß des Einlaßdruckes

Der Einfluß des Einlaßdruckes auf die Entmischung der verschiedenen Komponenten der He/Ar-Gemische wurde bei konstanter Abschälgeometrie ( $f = 0,9$  mm;  $d = 0,5$  mm) und konstantem Expansionsverhältnis ( $p_0/p_M = 10^3$ ;  $p_K = p_M$ ) untersucht. Abb. 4 zeigt die Druckabhängigkeit der Abschälverhältnisse  $\vartheta$ ,  $\vartheta(\text{Ar})$ ,  $\vartheta(\text{He})$  sowie der zugehörigen Trennfaktoren für die Gemische mit 11% Ar und mit 48% Ar.

Die Maximalwerte von  $A(\text{He/Ar})$  werden für das Gemisch mit 11% Ar bei einem Einlaßdruck von etwa 20 Torr und für das Gemisch mit 48% Ar bei etwa 12 Torr erreicht. Der zugehörige Wert der KNUDSEN-Zahl in der Düsenmündung beträgt in beiden Fällen etwa  $1/30$ ; das ist ungefähr der gleiche Wert, wie er früher für runde, konvergente Düsen im Fall von Isotopengemischen mit kleiner relativer Massendifferenz gefunden wurde<sup>11</sup>. Bemerkenswert ist, daß das Maximum der Argonentmischung bei einem größeren, das Maximum der H<sub>2</sub>/He-Entmischung dagegen bei einem kleineren Einlaßdruck erreicht wird als das Maximum der He/Ar-Entmischung. Dieser Sachverhalt kann folgendermaßen

Weglänge

$$\bar{\lambda} = n_0(\text{He}) \lambda(\text{He}) + n_0(\text{Ar}) \lambda(\text{Ar})$$

benutzt. Dabei wurden die freien Weglängen der einzelnen Komponenten näherungsweise nach der für ein binäres Gemisch starrer Kugeln gültigen Formel berechnet. Vgl. z. B. S. CHAPMAN u. T. G. COWLING, *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, Cambridge University Press, London 1952, S. 89 ff.

erklärt werden: Nach dem Modell der Druckdiffusion ist eine Vergrößerung der Argonentmischung durch den Heliumzusatz bzw. eine Verkleinerung der  $H_2/He$ -Entmischung durch den Argonanteil nur unter gasdynamischen, aber nicht unter molekularen Strömungsbedingungen zu erwarten. In dem fraglichen Druckbereich sollte daher in dem Maße, wie mit steigendem Einlaßdruck der Übergang von der molekularen zur gasdynamischen Strömungsform erfolgt, die Entmischung der Argonisotope vergleichsweise ansteigen, die  $H_2/He$ -Entmischung dagegen abnehmen, was die beobachtete Verschiebung der zum Maximum der jeweiligen Entmischung führenden Einlaßdrucke zur Folge hat<sup>12</sup>.

Die Einlaßdrucke von 24 bzw. 60 Torr, die für die beiden  $He/Ar$ -Gemische bei den in Abb. 1 bis 3 dargestellten Messungen verwendet wurden, sind nach Abb. 4 jeweils um etwa den Faktor 2 größer als der Druck, bei dem in dem betreffenden Gemisch der Trenneffekt der Argonisotope maximal ist. Der für reines Argon verwendete Einlaßdruck von 16 Torr entspricht bei der benutzten Düse nach früheren Untersuchungen<sup>13</sup> ebenfalls dem doppelten Optimaldruck.

Aus Abb. 4 geht weiterhin hervor, daß der Wert von  $\varepsilon_A(Ar)$  bei den Einlaßdruck  $p_0 = 24$  bzw. 60 Torr um 10 bis 15% kleiner als der jeweilige Maximalwert ist. Eine entsprechende Abnahme der Entmischung beim Übergang zum doppelten Wert des optimalen Einlaßdruckes wurde auch bei reinem Argon gefunden<sup>13</sup>. Die für konstanten Argondurchsatz gewonnene Aussage über die Steigerung der Isotopenentmischung durch das leichte Zusatzgas dürfte demnach angenähert auch für maximale Entmischung bei jeweils optimalem Einlaßdruck gültig sein.

### Die spezifischen Aufwandsgrößen

Auch bei der Verwendung eines Zusatzgases ist es zweckmäßig, die Trennelemente in einer Trennkaskade so zusammenzuschalten, daß sich nur Ströme mit gleichem Häufigkeitsverhältnis der zu entmischenden Isotope vermischen. Eine Abtrennung des Zusatzgases, etwa durch Ausfrieren des Isotopengemisches, ist dabei jeweils nur am Ende eines mit

konstantem Gasdurchsatz arbeitenden Kaskadenabschnittes erforderlich. Das abgetrennte Zusatzgas wird dem Isotopengemisch am Anfang des Kaskadenabschnittes zugesetzt. Da ein mit konstantem Gasdurchsatz arbeitender Kaskadenabschnitt in der Praxis aus vielen hintereinandergeschalteten Trennelementen bestehen wird, kann der Aufwand für das einmalige Abtrennen des Zusatzgases gegenüber den übrigen Aufwendungen vernachlässigt werden.

Unter diesen Voraussetzungen läßt sich die Wirtschaftlichkeit des Verfahrens, wie in den früheren Arbeiten<sup>1, 2</sup>, durch die für das Einzelement ermittelten spezifischen Aufwandsgrößen charakterisieren. Bezeichnet man mit  $\varepsilon_A^*$ ,  $\vartheta^*$  und  $L^*$  den Elementareffekt der Trennung, das Abschälverhältnis und den molaren Durchsatz des zu trennenden Isotopengemisches und mit  $L$ ,  $\vartheta$ ,  $p_0$ ,  $p_M$  und  $p_K$  den molaren Durchsatz, das Abschälverhältnis, den Einlaßdruck und die Gegendrucke des gesamten Gemisches, so ergibt sich für die Aufwandsgrößen:

Spezifische Kompressionsarbeit:

$$E_s = \frac{2 R T}{\varepsilon_A^{*2} \vartheta^* (1 - \vartheta^*)} \cdot \frac{L}{L^*} \left\{ \vartheta \ln \frac{p_0}{p_M} + (1 - \vartheta) \ln \frac{p_0}{p_K} \right\}. \quad (4)$$

Spezifisches Ansaugvolumen:

$$V_s = \frac{2 R T}{\varepsilon_A^{*2} \vartheta^* (1 - \vartheta^*)} \cdot \frac{L}{L^*} \left\{ \frac{\vartheta}{p_M} + \frac{1 - \vartheta}{p_K} \right\}. \quad (5)$$

Spezifische Schlitzlänge:

$$l_s = 2 \cdot \text{Schlitzlänge} / [\varepsilon_A^{*2} \vartheta^* (1 - \vartheta^*) L^*]. \quad (6)$$

Die Versuche wurden mit einer 20 mm langen, 0,09 mm weiten konvergenten Schlitzdüse durchgeführt. Der Abstand zwischen Düse und Abschäler war innerhalb der Fehlergrenze gleich der Düsenweite, während die Abschälerweite innerhalb der Fehlergrenze gleich der doppelten Düsenweite war. Es wurde ein Gemisch aus 18 Mol-Proz. Argon und 82 Mol-Proz. Helium verwendet.

#### 1. Einfluß des Einlaßdruckes und des hinteren Gegendruckes

Um einen Überblick über die Abhängigkeit der spezifischen Aufwandsgrößen vom Einlaßdruck  $p_0$  und vom hinteren Gegendruck  $p_K$  zu erhalten, wurde

<sup>12</sup> Die Tatsache, daß  $\vartheta(He)$  im gesamten untersuchten Druckbereich wesentlich größer als  $\vartheta(Ar)$  ist, dürfte für den Unterschied der Optimaldrucke der Argon- bzw.  $H_2/He$ -Entmischung keine wesentliche Rolle spielen, da der Op-

timaldruck nach früheren Messungen<sup>13</sup> innerhalb der Fehlergrenze vom Abschälverhältnis unabhängig ist.

<sup>13</sup> P. TUROWSKI, Diplomarbeit, Marburg 1958.

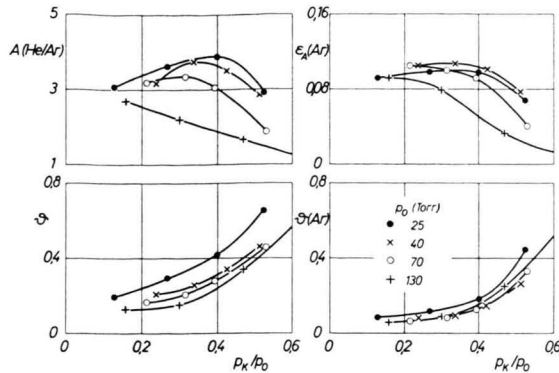


Abb. 5. Die Entmischung von He/Ar und  $\text{Ar}^{36}/\text{Ar}^{40}$  sowie die Abschälverhältnisse des gesamten Strahlgas und des Argonanteils,  $\theta$  bzw.  $\theta(\text{Ar})$ , für ein Gemisch aus 82% He und 18% Ar in Abhängigkeit vom Druckverhältnis  $p_K/p_0$  für verschiedene Einlaßdrücke  $p_0$  bei konstantem Expansionsverhältnis für das Mantelgas ( $p_0/p_M=12,7$ ). Konvergente Schlitzdüse mit 0,09 mm Düsenweite und 20 mm Schlitzlänge; Abschälerweite  $f=0,18$  mm; Abstand Düse/Abschäler  $d=0,09$  mm.

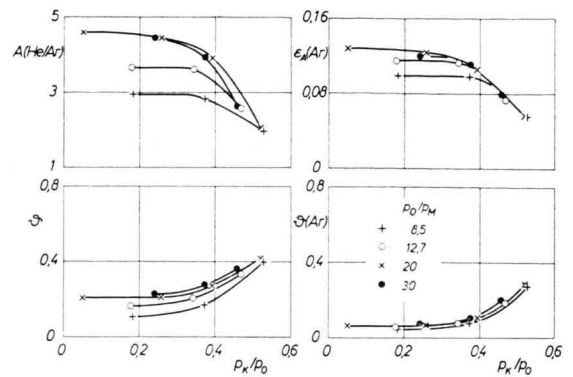


Abb. 7. Die Entmischung von He/Ar und  $\text{Ar}^{36}/\text{Ar}^{40}$  sowie die Abschälverhältnisse des gesamten Strahlgas und des Argonanteils,  $\theta$  bzw.  $\theta(\text{Ar})$ , für ein Gemisch aus 82% He und 18% Ar in Abhängigkeit vom Druckverhältnis  $p_K/p_0$  für einen Einlaßdruck von 70 Torr bei verschiedenen Expansionsverhältnissen für das Mantelgas. Düsen- und Abschälergeometrie wie in Abb. 5.

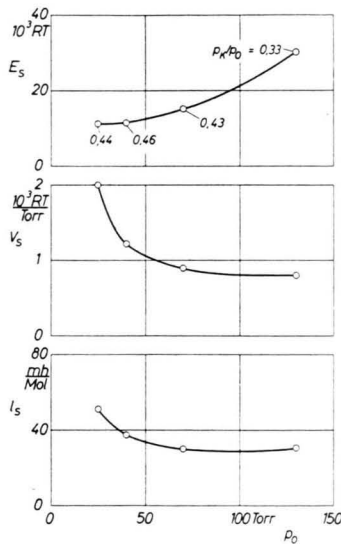


Abb. 6. Die aus Abb. 5 folgende Abhängigkeit der spezifischen Aufwandsgrößen vom Einlaßdruck  $p_0$  bei konstantem Expansionsverhältnis für das Mantelgas ( $p_0/p_M=12,7$ ) und jeweils optimalem Druckverhältnis  $p_K/p_0$  (vgl. die angegebenen Zahlenwerte)<sup>14</sup>.

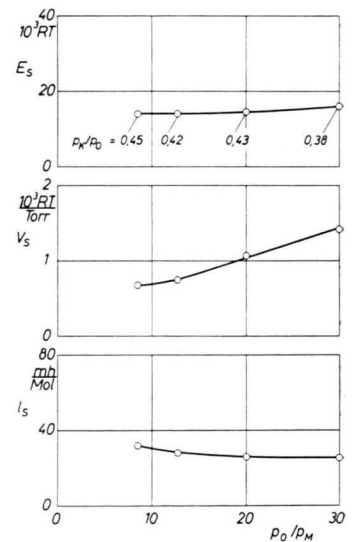


Abb. 8. Die aus Abb. 7 folgende Abhängigkeit der spezifischen Aufwandsgrößen vom Expansionsverhältnis für das Mantelgas,  $p_0/p_M$ , bei konstantem Einlaßdruck ( $p_0=70$  Torr) und jeweils optimalem Druckverhältnis  $p_K/p_0$ .

bei konstantem Expansionsverhältnis für das Mantelgas ( $p_0/p_M=12,7$ ) für Einlaßdrücke  $p_0$  zwischen 25 und 130 Torr der hintere Gegendruck  $p_K$  variiert. Abb. 5 zeigt die experimentellen Ergebnisse, Abb. 6 die daraus berechneten Aufwandsgrößen bei jeweils optimalem Verhältnis  $p_K/p_0$ <sup>14</sup>.

Die spezifische Kompressionsarbeit steigt im un-

tersuchten Bereich mit zunehmendem Einlaßdruck an. Das spezifische Ansaugvolumen nimmt dagegen mit steigendem Einlaßdruck ab. Die spezifische Schlitzlänge scheint zwischen  $p_0=70$  und 120 Torr ein schwach ausgeprägtes Minimum zu durchlaufen. Bei dem für die folgenden Versuche benutzten Einlaßdruck von 70 Torr liegt die spezifische Kom-

<sup>14</sup> Vgl. die angegebenen Zahlenwerte für  $p_K/p_0$ . Bei gegebenem Einlaßdruck werden die Minimalwerte der drei spezifischen Aufwandsgrößen  $E_s$ ,  $V_s$ ,  $I_s$  nahezu beim gleichen Gegendruck  $p_K$  angenommen. Als optimales Verhält-

nis  $p_K/p_0$  konnte daher bei jedem Einlaßdruck ein gemeinsam für alle drei Aufwandsgrößen gültiger Wert festgelegt werden.

sionsarbeit um etwa 30% und das spezifische Ansaugvolumen um etwa 10% über den erreichten Minimalwerten.

## 2. Einfluß des Expansionsverhältnisses

Die Versuche zur Ermittlung des günstigsten Expansionsverhältnisses  $p_0/p_M$  wurden bei einem Einlaßdruck von 70 Torr wieder unter Variation des hinteren Gegendruckes  $p_K$  durchgeführt. Abb. 7 zeigt das experimentelle Ergebnis, Abb. 8 die daraus berechneten Aufwandsgrößen bei jeweils optimalem Verhältnis  $p_K/p_0$ , das auch in diesem Fall für alle drei Aufwandsgrößen gemeinsam festgelegt wurde (vgl. Anm. 14).

Im untersuchten Bereich nimmt die spezifische Kompressionsarbeit schwach, das spezifische Ansaugvolumen dagegen verhältnismäßig stark mit steigendem Expansionsverhältnis zu. Die spezifische Schlitzlänge nimmt mit steigendem  $p_0/p_M$  schwach ab. Bei  $p_0/p_M = 10$  scheinen sowohl die spezifische Kompressionsarbeit als auch das spezifische Ansaugvolumen annähernd ihre Minimalwerte erreicht zu haben. Unter diesen Bedingungen dürfte die spezifische Schlitzlänge etwa um 20% größer als der bei höheren Expansionsverhältnissen liegende Minimalwert sein. Das zugehörige optimale Expansionsverhältnis für das Kerngas beträgt  $p_0/p_K = 2,3$ .

## 3. Vergleich mit den Ergebnissen für reines Argon

In Tab. 2 sind die bei einem Einlaßdruck von 70 Torr mit einem Expansionsverhältnis von 10 erreichten Minimalwerte der spezifischen Aufwandsgrößen mit den früher beim reinen Argon erzielten Werten verglichen. Da sich das spezifische Ansaugvolumen bei den früheren Untersuchungen als wirtschaftlich entscheidende Größe erwiesen hatte, sind

zum Vergleich diejenigen Werte herangezogen, die sich früher unter der Forderung eines möglichst kleinen spezifischen Ansaugvolumens ergeben hatten.

Man bemerkt, daß durch den Heliumzusatz von etwa 400 Mol-Proz. das spezifische Ansaugvolumen auf etwa 1/4, die spezifische Schlitzlänge auf etwa 1/5 und die spezifische Kompressionsarbeit auf etwa 3/4 der Werte für reines Argon vermindert wird. Durch das leichte Zusatzgas lassen sich also die Investierungskosten erheblich senken. Da die Einstellzeit der Trennkaskade proportional zur spezifischen Schlitzlänge und zum mittleren Partialdruck des Isotopengemisches ist, die beide durch das Zusatzgas vermindert werden, kann auch mit einer erheblichen Verminderung der Einstellzeit gerechnet werden.

Strahlgas	82% He 18% Ar	reines Ar
Düsenweite $a$ (mm)	0,09	0,09
Abstand Düse/Abschäler $d$ (mm)	0,09	0,05
Abschälerweite $f$ (mm)	0,18	0,30
Einlaßdruck $p_0$ (Torr)	70	36
Expansionsverhältnis		
für das Mantelgas $p_0/p_M$	10	36
für das Kerngas $p_0/p_K$	2,3	6,5
Gesamt-Abschälverhältnis $\theta$	0,27	—
Argon-Abschälverhältnis $\theta$ (Ar)	0,14	0,14
Elementareffekt der Trennung $\epsilon_A$ (Ar) $\cdot 10^2$	9,0	4,3
Gesamtdurchsatz (Mol/h $\cdot$ m)	386	—
Argondurchsatz (Mol/h $\cdot$ m)	70	64,3
spezif. Kompressionsarbeit $\bar{E}_s$ (kWh/Mol)	9,5	12,6
spezif. Ansaugvolumen $\bar{V}_s$ ( $10^4$ m <sup>3</sup> /Mol)	1,2	4,8
spezif. Schlitzlänge $l_s$ (mh/Mol)	30	140

Tab. 2. Die mit Helium als leichtem Zusatzgas erreichten spezifischen Aufwandsgrößen für die Entmischung der Argon-isotope im Vergleich zu den früher für reines Argon unter der Forderung nach kleinstem spezifischen Ansaugvolumen ermittelten Minimalwerten.