

Einfluß der Strömungsform des Gases auf die chemischen Transportprozesse in Halogenglühlampen

Gerhard M. Neumann

OSRAM-Forschung, München

(Z. Naturforsch. **29 a**, 1471–1477 [1974] ; eingegangen am 17. Juli 1974)

Influence of the Type of Gas Flow on Chemical Transport Processes in Halogen Incandescent Lamps

By raising the inert gas pressure and thus changing the type of gas flow chemical transport processes in tubular halogen incandescent lamps may be influenced. At medium pressures in the region of laminar flow separation of halogen and inert gas due to thermodiffusion occurs, the halogen cycle breaks down, and bulb blackening of the lamp is observed. At low and high pressure, where the streaming behaviour of the gas phase is dominated by diffusion or turbulence, separation of halogen and inert gas is overcome and the lamps stay clean. Observed pressures for changing from laminar to turbulent flow are 3.5 atm in xenon, 5.5 atm in krypton, and >8 atm in argon in good accord with the well-known Reynolds' criterion.

Einleitung

In der modernen Halogenglühlampentechnologie wird dem Füllgas der Glühlampen ein geringer Halogenzusatz beigegeben, um eine Schwärzung des Lampenkolbens zu verhindern und eine über die Lebensdauer der Lampe konstante Lichtleistung zu erreichen. Der Halogenzusatz bewirkt dabei in der Glühlampe eine chemische Transportreaktion, den sog. Halogenkreisprozeß¹, in deren Verlauf das von der Glühwendel verdampfende Wolfram infolge Verbindungsbildung in der Gasphase sozusagen in Lösung gehalten wird und schließlich wieder in Richtung von kalt nach heiß auf die Wendel zurücktransportiert wird.

Bei der Betrachtung der chemischen Reaktionsgleichgewichte in Halogenglühlampen und bei ihrer thermodynamischen Berechnung² wurde der Einfluß der Art der Gasströmung sowie der Einfluß der Thermodiffusion auf das Transportgeschehen nicht weiter berücksichtigt, da dieser Einfluß bei den meisten Lampentypen vernachlässigbar ist. Nicht zu vernachlässigen ist jedoch der Einfluß der Strömungserscheinungen bei Soffittenlampen, deren Länge ein Vielfaches ihres Durchmessers beträgt und die bei einer von der Waagerechten abweichenden Brennlage mehr oder weniger als Trennröhr wirken. Bei diesen Lampen führt der Thermodiffusionseffekt zu einer Entmischung der Komponenten, in deren Verlauf die Halogenverteilung schließlich derart verändert werden kann, daß der Halogenkreisprozeß

zum Erliegen kommt und eine Schwärzung des Lampenkolbens erfolgt.

Dieser Thermodiffusionseinfluß auf das Brennverhalten von Halogenglühlampen ist mehrfach in der Literatur^{3–7} beschrieben worden. Dabei wurde von Coaton und Philips^{5,6} für den Zusatz von elementarem Jod und Brom zum Füllgas beobachtet, daß der Trenneffekt u. a. wesentlich vom Druck des Füllgases beeinflusst wird. Eine Entmischung von Jod und inertem Füllgas tritt danach nur dann auf, wenn der von ihnen definierte Trennungskoeffizient $\gamma > 1$ besitzt. Damit böte sich eine Möglichkeit an, durch geeignete Wahl des Füllgasdruckes die Lampenschwärzung in Soffitten bei senkrechter Brennlage zu verhindern.

In den heutigen kommerziellen Halogenglühlampen wird als Zusatz meist Dibrommethan oder Bromwasserstoff verwendet, so daß als reaktive Komponenten Brom, Bromwasserstoff und Wasserstoff in den Lampen enthalten sind.

Die vorliegenden Untersuchungen an Halogenglühlampen mit diesem üblichen Zusatz von Dibrommethan wurden durchgeführt, um Aufschluß zu erhalten über den Einfluß des Füllgasdruckes auf den durch die Thermodiffusion bedingten Trenneffekt und die damit verbundene Beeinflussung des Halogenkreisprozesses.

Versuchsdurchführung

Die Untersuchungen wurden, wie auch früher beschrieben⁷, an Halogenglühlampen 220–230 V/1000 W für Flutlichtbeleuchtung durchgeführt. Die Lampendaten und die Füllbedingungen sind in

Sonderdruckanforderungen an Dr. G. M. Neumann, OSRAM GmbH, D-8000 München 90, Postfach 90 06 20.



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.

Tab. 1 zusammengestellt. Die Lampen wurden einheitlich 100 Stunden in senkrechter Brennlage betrieben. Pro Versuch wurden 2 bis 4 Lampen gebrannt.

Tab. 1. Daten der Versuchslampen.

| | |
|------------------------|--|
| Lampentyp | 220–230 V/1000 W Flutlichtlampen |
| Kolbeninnendurchmesser | 0,8 cm |
| Wendeldurchmesser | 0,138 cm |
| Wendellänge | 12,6 cm |
| Kolbentemperatur | 600 °C |
| Wendeltemperatur | 2720 °C |
| Grundgas | Argon/Krypton/Xenon |
| Grundgasdruck | 120–6000 Torr |
| Halogenzusatz | Phosphornitrilbromid 100 µg Dibrommethan 1,5 Torr |

Zur Untersuchung des Einflusses des Füllgasdruckes auf den Trenneffekt der Thermodiffusion und die damit zusammenhängende Kolbenschwärzung wurden die Füllgasdrücke der Lampen von 120 Torr bis 6000 Torr variiert. Als Maß für den Füllgasdruck wurde die Einfülldichte des jeweiligen Grundgases betrachtet.

Versuchsergebnisse

Die Versuchsergebnisse sind in schematischer Form in Tab. 2 und Tab. 3 zusammengestellt. Der

jeweilige Grad der Kolbenschwärzung ist dabei durch folgende Symbole dargestellt:

- keine Schwärzung, Kolben klar,
- ▼ Schwärzung im oberen Kolbenteil,
- ▲ Schwärzung im unteren Kolbenteil,
- Schwärzung über den ganzen Kolben verteilt.

Bei zunächst relativ geringen Füllgasdichten unter $2 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ bleibt die Wandung der Lampenkolben nahezu klar und sauber. Lediglich bei einigen Lampen war ein schwacher, punktförmiger Belag zu beobachten. Mit steigender Füllgasdichte nimmt dann die Schwärzung der Lampenkolben in der durch den Thermodiffusionseffekt bekannten Form zu, d. h. bei Argon und Krypton als Grundgas: Schwärzung im oberen Kolbenteil, bei Xenon als Grundgas: Schwärzung im unteren Kolbenteil. Bemerkenswert ist dabei die interessante Beobachtung, daß mit zunehmender Einfülldichte des Grundgases die Kolbenschwärzung auf engere Zonen beschränkt wird und bei hohen Einfülldichten schließlich vollständig verschwindet: Die Lampen mit den höchsten Einfülldichten bleiben wieder sauber und klar.

Eine entsprechende Reihe von Versuchslampen mit Krypton als Grundgas ist in Abb. 1 * gezeigt.

Tab. 2. Versuchsergebnisse an Lampen mit Dibrommethanzusatz.

| Einfülldichte ρ g/cm^3 | Argon Fülldruck Torr | Schwärzung | Krypton Fülldruck Torr | Schwärzung | Xenon Fülldruck Torr | Schwärzung |
|---|----------------------------|------------|------------------------------|------------|----------------------------|------------|
| $1,0 \cdot 10^{-3}$ | 426 | ■ ▼ ▼ ▼ | 203 | □ □ □ □ | 129 | □ □ |
| $1,5 \cdot 10^{-3}$ | 639 | ■ ■ ■ | 304 | □ □ □ | 193 | □ □ □ |
| $2,0 \cdot 10^{-3}$ | 852 | ■ ■ | 406 | □ □ | 258 | ▼ □ □ □ |
| $2,5 \cdot 10^{-3}$ | 1065 | — | 507 | □ ■ | 322 | ▼ □ □ □ |
| $3,0 \cdot 10^{-3}$ | 1278 | — | 609 | ■ ■ | 387 | ■ □ ▼ |
| $3,5 \cdot 10^{-3}$ | 1491 | — | 710 | ■ ■ | 451 | ■ ■ □ |
| $4,0 \cdot 10^{-3}$ | 1704 | — | 812 | ■ ■ | 516 | — |
| $4,5 \cdot 10^{-3}$ | 1917 | — | 913 | ■ ■ | 584 | — |
| $5,0 \cdot 10^{-3}$ | 2130 | — | 1015 | □ ■ | 644 | — |
| $6 \cdot 10^{-3}$ | 2556 | — | 1218 | ■ ■ | 773 | — |
| $7 \cdot 10^{-3}$ | 2982 | — | 1421 | ■ ■ | 902 | — |
| $8 \cdot 10^{-3}$ | 3408 | — | 1624 | ■ ■ | 1031 | — |
| $9 \cdot 10^{-3}$ | 3825 | — | 1827 | ■ ■ | 1160 | — |
| $10 \cdot 10^{-3}$ | 4260 | — | 2030 | ■ ■ | 1289 | — |
| $12 \cdot 10^{-3}$ | 5113 | — | 2436 | ■ ■ | 1547 | — |
| $14 \cdot 10^{-3}$ | 5965 | Zerplatzer | 2842 | ■ ■ | 1805 | — |
| $16 \cdot 10^{-3}$ | 6816 | Zerplatzer | 3248 | ■ ■ | 2062 | ■ ▼ |
| $18 \cdot 10^{-3}$ | 7669 | — | 3654 | □ ▼ | 2320 | ▼ □ |
| $20 \cdot 10^{-3}$ | 8522 | — | 4060 | □ ▼ | 2578 | □ □ |

* Abbildung 1 auf Tafel S. 1474 a.

Tab. 3. Versuchsergebnisse an Lampen mit (PNBr₂)-Zusatz.

| Einfüllldichte ϱ g/cm ³ | Argon Fülldruck Torr | Schwärzung | Krypton Fülldruck Torr | Schwärzung | Xenon Fülldruck Torr | Schwärzung |
|---|----------------------------|------------|------------------------------|------------|----------------------------|------------|
| 1,0 · 10 ⁻³ | 426 | ▼ □ □ | 203 | ▲ ▲ | 129 | □ □ |
| 1,5 · 10 ⁻³ | 639 | — | 304 | ▲ □ | 193 | — |
| 2,0 · 10 ⁻³ | 852 | ▼ □ | 406 | — | 258 | ▲ □ |
| 3,0 · 10 ⁻³ | 1278 | ■ ■ | 609 | ■ ■ | 387 | — |
| 4,0 · 10 ⁻³ | 1704 | — | 812 | — | 516 | ▲ ▲ |
| 5,0 · 10 ⁻³ | 2130 | — | 1015 | ▲ ▲ | 644 | — |
| 7 · 10 ⁻³ | 2982 | — | 1421 | — | 902 | ▲ □ |
| 8 · 10 ⁻³ | 3408 | ■ ■ | 1624 | ▲ □ | 1031 | — |
| 10 · 10 ⁻³ | 4260 | ▲ ▲ | 2030 | — | 1289 | — |
| 16 · 10 ⁻³ | 6816 | — | 3248 | — | 2062 | ▲ ▲ |

Theoretische Behandlung

Der Einfluß der Einfüllldichte resp. des Gasdruckes auf den durch die Thermoeffusion bedingten Trenneffekt ist für den Zusatz von elementarem Jod zu Halogenglühlampen in Soffittenform von Coaton und Philips⁵ behandelt worden. Ihre Betrachtungen wurden dabei auf der Grundlage der Arbeiten von Onsager, Jones und Furry⁸ zunächst für eine einfache Geometrie zwischen einer heißen und einer kalten Wand durchgeführt.

Coaton und Philips kommen zu dem Ergebnis, daß eine Entmischung der Halogenkomponente und des Grundgases nur dann zu erwarten ist, wenn der von ihnen definierte Trennungskoeffizient γ einen Wert $\gamma > 1$ besitzt. Dieser Trennungskoeffizient ist gegeben durch den Ausdruck

$$\gamma = \frac{H L \varrho^2}{k_c \varrho^4 + k_D} \quad (1)$$

mit L = Länge des wirksamen Lampenkolbens,

ϱ = Einfüllldichte des Grundgases

(Ar: 1,7837 · 10⁻³ g/cm³; Kr: 3,744 · 10⁻³ g/cm³; Xe: 5,896 · 10⁻³ g/cm³),

sowie

$$H = \frac{b a g w^3}{96 \eta} \left(\frac{\Delta T}{T} \right)^2 \quad (2)$$

$$k_c = \frac{3,617 \cdot 10^{-4} b g^2 w^7 \sigma_{GS}^2 \Omega_{GS}^{(2,2)*} (T_{GS}^*)}{\eta^3 A_{GS}^* \sigma_G^2 \Omega_G^{(2,2)*} (T_G^*)} \cdot \left(\frac{\Delta T}{T} \right)^2 \left(\frac{2 M_S}{M_G + M_S} \right)^{1/2} \quad (3)$$

$$k_D = \frac{12 b w \eta A_{GS}^* \sigma_G^2 \Omega_G^{(2,2)*} (T_G^*)}{5 \sigma_{GS}^2 \Omega_{GS}^{(2,2)*} (T_{GS}^*)} \left(\frac{M_G + M_S}{2 M_S} \right)^{1/2} \quad (4)$$

und den Größen:

α = Thermodiffusionskoeffizient,

g = Erdbeschleunigung 980,665 cm/sec²,

w = halber Abstand zwischen heißer Wand, T_1 , und kalter Wand, T_2 ; d. h. mit r_1 = Kolbeninnendurchmesser und r_2 = Wendedurchmesser: $2w = (1/2)(r_1 - r_2)$.

$$\Delta T = T_1 - T_2,$$

$$\bar{T} = (1/2)(T_1 + T_2),$$

η = Viskosität des Grundgases,

M_S, M_G = Molekulargewicht des Spurengases und des Grundgases

und den von Hirschfelder, Curtiss und Bird⁹ definierten Größen A_{ij}^* , T_{ij}^* und $\Omega_{ij}^{(2,2)*}$. Die Parameter σ_{GS} und ε_{GS} berechnen sich mit Hilfe der einfachen Kombinationsgesetze $\sigma_{GS} = 1/2(\sigma_G + \sigma_S)$ und $\varepsilon_{GS} = (\varepsilon_G \cdot \varepsilon_S)^{1/2}$. Die Kraftkonstanten (im vorliegenden Fall für die Annahme eines Lennard-Jones⁶⁻¹²-Potentials) ε_i und σ_i sind den Tabellen von Svehla¹⁰ zu entnehmen.

Im stationären Zustand ist dann die Konzentrationsverteilung des Spurengases in Richtung parallel zu den Begrenzungsflächen gegeben durch den Ausdrück (x_i = Molenbruch)

$$\frac{\partial x_s}{\partial z} = \frac{x_s(1-x_s)H\varrho^2}{k_c\varrho^4 + k_D} \quad (5)$$

resp. mit Hilfe des Trennungskoeffizienten (1)

$$\frac{\partial x_s}{\partial z} = \gamma \frac{x_s(1-x_s)}{L} \quad (6)$$

Separiert man abweichend von Coaton und Philips aus der Größe H den Thermodiffusionsfaktor α , um den individuellen Einfluß der durch das Mole-

kulargewicht bestimmten Thermodiffusion zu eliminieren, so kann man Gl. (6) auch schreiben

$$\partial x_s / \partial z = \alpha \varepsilon x_s (1 - x_s) \quad (7)$$

mit dem hier neu definierten Druckkoeffizienten der Thermodiffusion

$$\varepsilon \equiv H' Q^2 / (k_c Q^4 + k_D) \quad (8)$$

Aus der Abhängigkeit des Trennungskoeffizienten γ bzw. des Druckkoeffizienten ε von der Einfüll-dichte des Grundgases ergeben sich dann Aussagen über den Einfluß des Gasdruckes auf den Entmischungseffekt der Thermodiffusion.

Zur Diskussion der experimentellen Ergebnisse wurden der Trennungskoeffizient γ nach (1) und der Druckkoeffizient ε nach (8) für die das Reaktionsgeschehen hauptsächlich bestimmenden Systemkomponenten Wasserstoff H_2 , atomares Brom Br und Bromwasserstoff HBr in den Grundgasen Argon, Krypton und Xenon berechnet.

Der Einfachheit halber wurde dabei die Wendeltemperatur zu $T_1 = 3000$ K und die Wandtemperatur zu $T_2 = 1000$ K angenommen, so daß man erhält: $\Delta T = 2000$ K und $\bar{T} = 2000$ K.

Die Viskosität der Grundgase bei der Temperatur T wurde nach Hirschfelder e. a.⁹ berechnet zu: Ar $\eta = 843,56 \mu P$; Kr $\eta = 994,75 \mu P$; Xe $\eta = 990,61 \mu P$.

Die Berechnungsergebnisse sind zusammen mit den experimentellen Befunden in graphischer Form in Abb. 2–5 dargestellt. Da die Ergebnisse für Bromwasserstoff als Spurengas nur unwesentlich von denen für atomares Brom abweichen, wurde auf eine gesonderte Darstellung dieser Kurvenzüge verzichtet.

Diskussion

Wie sich am Schwärzungsverhalten der Soffittlampen zeigt, existieren zwei Bereiche des Einfülldruckes bzw. der Einfüll-dichte des Grundgases, in denen der durch die Thermodiffusion bedingte Trenneffekt offensichtlich gestört wird: Bei niedrigen und bei sehr hohen Einfüll-dichten bleiben die Lampenkolben klar, während im mittleren Bereich der Einfüll-dichte die bekannte Kolbenschwärzung beobachtet wird.

Zur Deutung dieses Effektes ist von Coaton und Philips⁵ der von ihnen definierte Trennungskoeffizient γ herangezogen worden. Für Werte von $\gamma < 1$ findet danach keine Trennung statt, und der

Lampenkolben bleibt damit klar, während für Werte $\gamma > 1$ eine Trennung mit resultierender Kolbenschwärzung stattfindet. Beide Bereiche sind durch ein Übergangsgebiet bei Werten von $\gamma \approx 1$ getrennt.

Eine analoge Betrachtung des Trennfaktors γ für Wasserstoff, Brom bzw. Bromwasserstoff – die Hauptreaktionskomponenten im vorliegenden Fall eines Zusatzes von Dibrommethan – führt jedoch zu keinem Ergebnis.

In Abb. 2 und 3 sind die Trennungskoeffizienten γ für Wasserstoff und Brom für die verschiedenen Grundgase Argon, Krypton und Xenon als Funktion der Einfüll-dichte dargestellt. Gleichzeitig sind die Untersuchungsergebnisse in schematischer Form (offenes Viereck: saubere Lampe; schwarzes Viereck: geschwärzte Lampe) in die Diagramme mit eingetragen. In keinem Fall läßt sich ein Grenzwert von γ angeben, mit dessen Hilfe sich die Untersuchungsergebnisse deuten lassen. Entnimmt man für den Trennungskoeffizienten γ im Falle von Wasserstoff im Bereich niedriger Einfüll-dichten z. B. einen kritischen γ -Wert von 0,1 oder 0,2, so liegen die entsprechenden Werte im Bereich hoher Einfüll-dichten bei γ -Werten von etwa 3, also um eine Größenordnung höher. Betrachtet man die Trennungskoeffizienten im Fall von atomarem Brom (oder auch Bromwasserstoff), so ist gar keine Erklärung möglich, warum bei den Lampen mit Krypton als Grundgas überhaupt eine Schwärzung zu beobachten ist. Infolge des niedrigen Wertes des Thermodiffusionskoeffizienten α von Brom in Krypton nimmt nämlich hier der Trennungskoeffizient γ sehr kleine Werte an, so daß eigentlich eine Kolbenschwärzung nicht zu erwarten sein sollte. Der theoretische Ansatz von Coaton und Philips zur Deutung der Druckabhängigkeit des Thermodiffusionseffektes bzw. der durch diesen verursachten Trenneffekte führt bei dem hier untersuchten Fall eines Dibrommethanzusatzes in Halogenglühlampen zu keinem Ergebnis.

Separiert man abweichend von Coaton und Philips in schon erwähnter Weise den Thermodiffusionskoeffizienten α aus dem Trennungskoeffizienten γ , so erhält man mit dem Druckkoeffizienten ε eine Größe, die nicht mehr derart spezifisch von den Thermodiffusionseigenschaften des Zusatzgases abhängt. Doch auch für diesen Koeffizienten lassen sich keine festen Grenzwerte für das Einsetzen resp. Ausbleiben eines Trenneffektes angeben. In Abb. 4

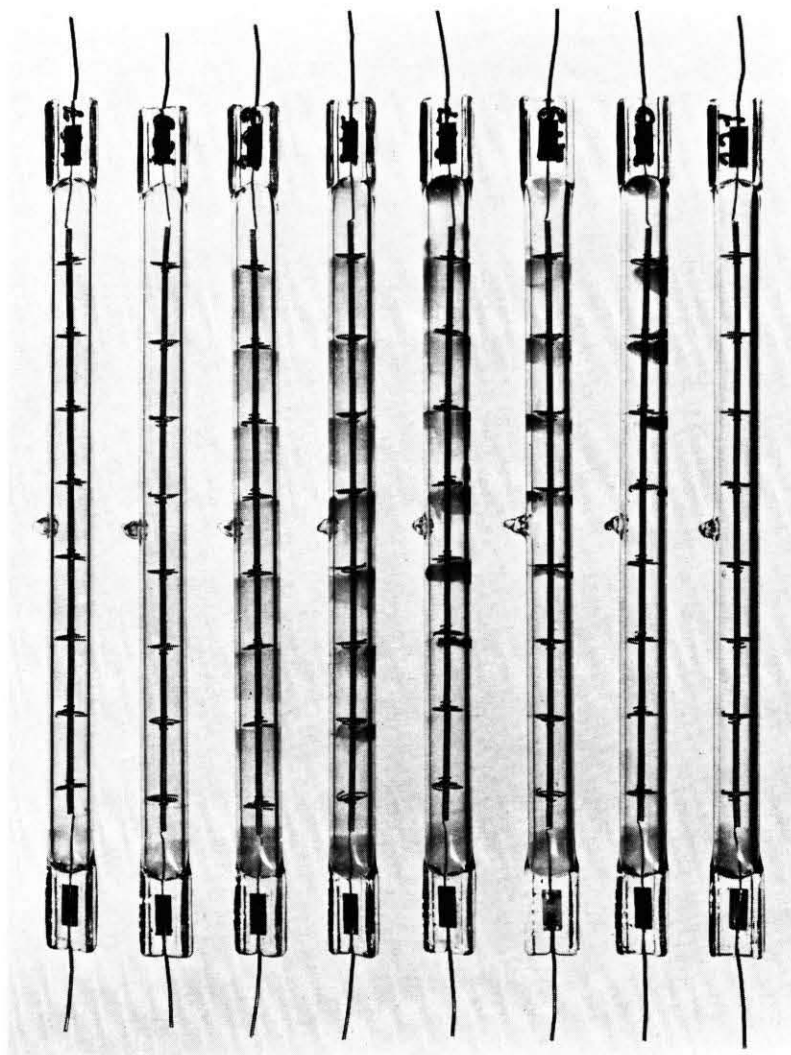


Abb. 1. Reihe von Versuchslampen mit ansteigender Einfüllddichte und typischer Kolbenschwärzung (Krypton: 304 Torr/406 Torr/710 Torr/1827 Torr/2842 Torr/3248 Torr/3654 Torr/4060 Torr).

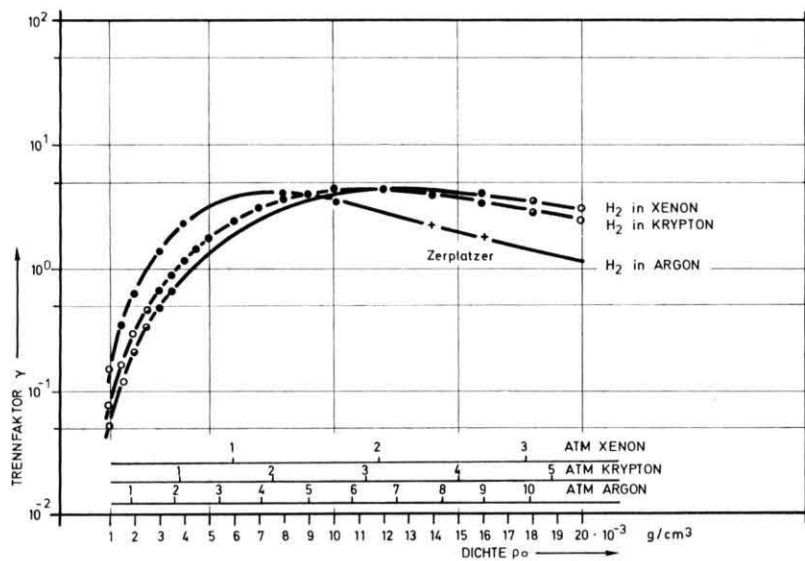


Abb. 2. Trennungskoeffizient γ für Wasserstoff in Abhängigkeit von der Gasdichte.

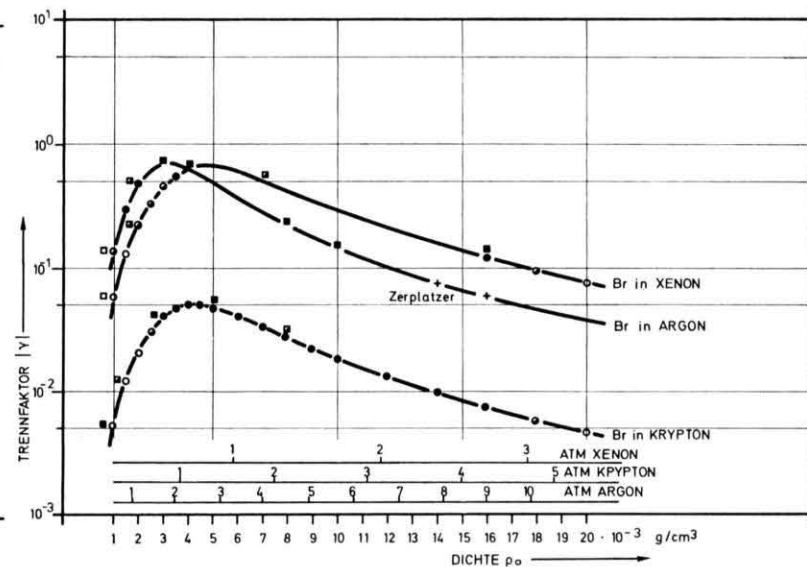


Abb. 3. Trennungskoeffizient γ für atomares Brom in Abhängigkeit von der Gasdichte.

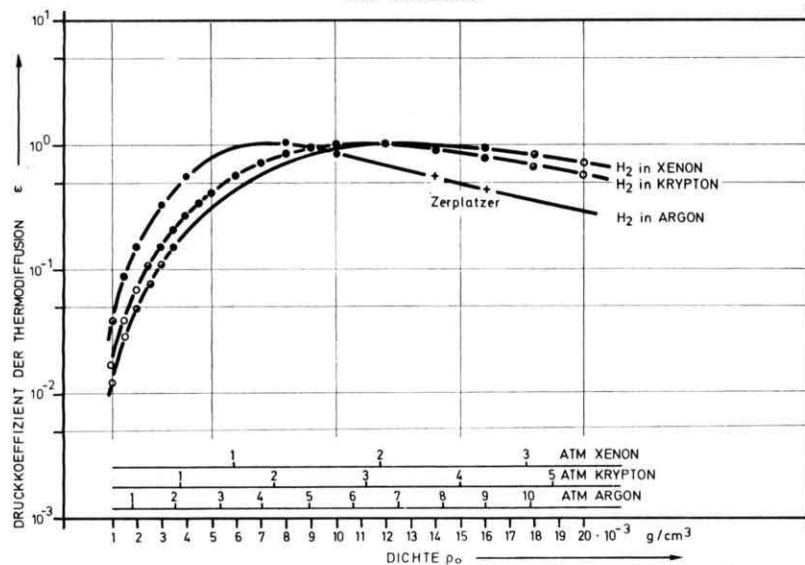


Abb. 4. Druckkoeffizient ϵ für Wasserstoff in Abhängigkeit von der Gasdichte.

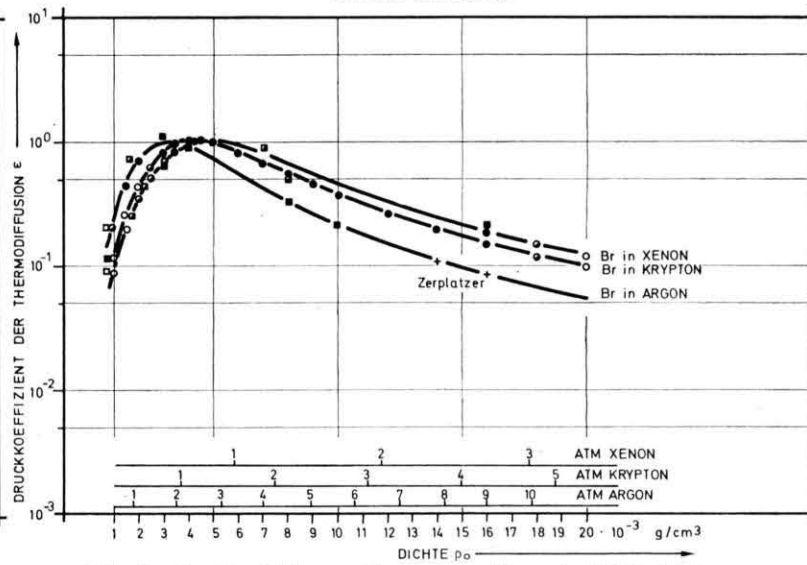


Abb. 5. Druckkoeffizient ϵ für atomares Brom in Abhängigkeit von der Gasdichte.

und 5 sind die Druckkoeffizienten ε der Thermoeffusion für Wasserstoff und elementares Brom für die verschiedenen Grundgase als Funktion der Einfüllhöhe dargestellt. Immerhin zeigt sich bei einer Betrachtung des Druckkoeffizienten für atomares Brom, daß diese Größe zur Diskussion des Druckeinflusses auf die Thermoeffusionseffekte besser geeignet ist als der Trennungskoeffizient. So verschwindet zwanglos die vorherige Unerklärbarkeit des Auftretens einer Kolbenschwärzung für Krypton als Grundgas. Die Angabe eines relevanten Grenzwertes von ε für eine Kolbenschwärzung ist jedoch auch mit diesem Druckkoeffizienten nicht möglich.

Zur Deutung der experimentellen Untersuchungsergebnisse bleibt nur die Möglichkeit der phänomenologischen Erklärung der Beobachtungen, wie sie auch von Coaton und Philips in einer anderen Arbeit⁶ vorgeschlagen wird. Das unterschiedliche Schwärzungsverhalten der Soffittenlampen läßt sich danach zurückführen auf die in den verschiedenen Druck- bzw. Dichtebereichen unterschiedliche Wirksamkeit der einzelnen Transportmechanismen in der Gasphase.

Im Bereich niedriger Drücke — unterhalb etwa 400 Torr — ist die Strömungsgeschwindigkeit der an der heißen Wendel aufwärts gerichteten Gasströmung relativ gering. Die normale thermische Diffusion der Gasteilchen reicht noch aus, um eine annähernd homogene Verteilung der Reaktionspartner des Halogenkreisprozesses — in der Hauptsache Wasserstoff, Bromwasserstoff und atomares Brom — in der gesamten Lampe zu erreichen. Obwohl eine geringe Anreicherung des Halogens in der Nähe der kalten Wand infolge der Thermoeffusion möglich ist, findet jedoch keine weitergehende Trennung infolge des Fehlens einer ausreichenden Gasströmung statt.

Mit ansteigendem Druck bildet sich in der Lampe allmählich eine in der Nähe der heißen Wendel nach oben gerichtete und in der Nähe der kalten Kolbenwand nach unten gerichtete Strömung aus, die zur Ausbildung von Konzentrationsunterschieden der Spurengase innerhalb der Lampe und zum Auftreten ausgesprochener Trenneffekte führt. Infolge dieser Entmischung von Halogen und Grundgas kommt in bestimmten Bereichen der Lampe der Halogenkreisprozeß zum Erliegen, und der Lampenkolben wird geschwärzt. Bei weiterer Drucksteigerung wird die Gasströmung immer heftiger und geht schließlich

von einem laminaren in einen turbulenten Charakter über. Mit dem Auftreten von Turbulenzen wird aber die Thermoeffusionströmung gestört und wieder ausgeglichen, so daß im Lampenkolben wieder eine annähernd homogene Verteilung der Reaktionspartner des Halogenkreisprozesses vorliegt und keine Kolbenschwärzung mehr auftritt. Da die Strömungsgeschwindigkeit mit zunehmender Gasdichte ansteigt, wird dieser Übergang zum turbulenten Strömungsverhalten entweder durch einfache Erhöhung des Gasdruckes oder aber durch Verwendung eines Grundgases höherer Dichte erreicht.

Ein allgemein benutztes Kriterium für den Übergang von laminarem Strömungsverhalten zu turbulentem Strömungsverhalten ist die Reynoldssche Zahl

$$Re = v \rho l / \eta \quad (9)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit v und der für das Problem charakteristischen Länge l .

Setzt man für die Geschwindigkeit v die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} nach Jones und Furry⁸ und für die charakteristische Länge die Größe w ein, so erhält man für die Reynoldssche Zahl

$$Re = \frac{w^3 g \rho^2}{48 \eta^2} \frac{\Delta T}{T} \quad (10)$$

Nach experimentellen Untersuchungen von Onsager und Watson¹¹ kann man bei Systemen mit planarer Geometrie mit dem Einsetzen spontaner Turbulenzen rechnen für Reynoldssche Zahlen

$$Re_{\text{Turb.}} > 25. \quad (11)$$

Nimmt man diese Grenze auch für die in den hier betrachteten Soffittenlampen vorliegende Geometrie an, so erhält man für die entsprechende kritische Dichte

$$\rho_{\text{krit.}} = \sqrt[3]{Re_{\text{Turb.}} \frac{48 \eta^2}{w^3 g} \frac{T}{\Delta T}} \quad (12)$$

in den Füllgasen Argon, Krypton und Xenon die folgenden Werte:

$$\rho_{\text{krit.}}(\text{Ar}) = 13,31 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3,$$

$$\rho_{\text{krit.}}(\text{Kr}) = 15,70 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3,$$

$$\rho_{\text{krit.}}(\text{Xe}) = 15,63 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3.$$

Ein Vergleich dieser Daten mit den experimentellen Ergebnissen zeigt zufriedenstellende Übereinstimmung mit dem aus dem Strömungsverhalten zu erwartenden Schwärzungsverhalten der Lampen. Das Nichtauftreten einer Kolbenschwärzung bei

Soffittenlampen mit hohen Einfülldichten ist konsistent mit dem aus dem Reynoldsschen Kriterium abzulesenden Strömungsverhalten der Gase in den Lampen.

Schlußfolgerung

Die Untersuchungen zeigen, daß die bei Soffittenlampen in von der Waagerechten abweichenden Brennlage auftretende Schwärzung des Lampenkolbens im Prinzip auch bei einem Dibrommethanzusatz zum Füllgas durch Anwendung sehr niedriger oder hoher Füllgasdrücke vermieden werden kann.

Einer praktischen Anwendung steht bei niedrigen Fülldrücken die Lebensdauerverkürzung der Lampen entgegen. Bei hohem Füllgasdruck muß die Druckfestigkeit der Lampenkolben beachtet werden.

Daneben zeigen die Untersuchungen, wie das Reaktionsgeschehen des Wolfram-Halogenkreisprozesses nicht nur durch die verschiedenen chemischen Reaktionsgleichgewichte der einzelnen Komponenten bestimmt wird, sondern wie es gleichzeitig von den Strömungs- und Transportprozessen in der Gasphase abhängt.

Für die Durchführung der Lampenexperimente danke ich Herrn D. Schmidt.

¹ G. M. Neumann, Lichttechnik **24**, 605 [1972].

² G. M. Neumann et al., Z. Naturforsch. **26 a**, 863, 870, 882, 1046 [1971] und Z. Metallkunde **64**, 26, 117, 193, 379, 444 [1973].

³ E. J. Covington, Ill. Engng. **64**, 134 [1968].

⁴ E. J. Covington u. D. H. Green, Ill. Engng. **67**, 196 [1971].

⁵ J. R. Coaton u. N. J. Philips, J. Phys. **B 4**, 248 [1971].

⁶ J. R. Coaton u. N. J. Philips, Proc. IEE **118**, 871 [1971].

⁷ G. M. Neumann, Z. Naturforsch. **29 a**, 750 [1974].

⁸ R. C. Jones u. W. H. Furry, Rev. Mod. Phys. **18**, 151 [1946].

⁹ J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss u. R. B. Bird, Molecular Theory of Gases and Liquids, John Wiley, New York 1954, S. 514 ff.

¹⁰ R. A. Svehla, NASA Technical Report R 132 (1962).

¹¹ L. Onsager u. W. W. Watson, Phys. Rev. **56**, 474 [1939].