

Abtrennung von radioaktivem Xenon aus Wasserstoff und Deuterium mittels Thermodiffusion

Von D. HEYMANN

F.O.M.-Laboratorium voor Massaspektrografie, Amsterdam, Nederland

(Z. Naturforsch. 14 a, 603—609 [1959]; eingegangen am 19. März 1959)

In Suspensionsreaktoren entweichen die Spaltprodukte kontinuierlich aus dem Brennstoff in die Moderatorflüssigkeit sowie in die Gasphase. Radioxenon und Radiokrypton lassen sich im Prinzip durch Absorption oder radioaktiven Zerfall entfernen, jedoch verspricht die Thermodiffusionsmethode einige Vorteile.

Die Thermodiffusionsfaktoren von Xe in H₂ und D₂ wurden im Temperaturgebiet von 300—700 °K gemessen. ¹³³Xe diente als Tracer zur Bestimmung der Konzentration. Die Diffusionskonstanten D_{Xe-H_2} sowie D_{Xe-D_2} wurden mit Hilfe der CHAPMANSchen Formel für harte Kugeln abgeschätzt.

Es wurde ein Drahtrohr gebaut, dessen optimaler Druck etwa bei Atmosphärendruck liegt. Trennfaktor, Anfangstransport und Relaxationszeit des Rohres wurden bestimmt in Abhängigkeit vom Druck und von der mittleren Gastemperatur.

Die Ergebnisse zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie.

Bei höheren Drucken sollte es möglich sein, etwa 3,7 l D₂ (N.T.P.) pro Stunde und cm² der Oberfläche einer Röhrenkolonne (Radius 5 cm, Länge 50 cm) zu reinigen. Im „reinen Gas“ ist die Xenonkonzentration dabei etwa 10-mal kleiner als im Speisegas.

Die Theorie des Trennrohres wird meistens für isotope Gemische angegeben, da sich diese Gemische für eine annähernd exakte Rechnung am besten eignen. So sind die beiden großen Arbeiten von FLEISCHMANN und JENSEN¹ und FURRY und JONES² der Trennung isotoner Gase gewidmet. Für andere als isotope Gemische wird die Rechnung schwierig wegen des starken Verlaufs der physikalischen Größen entlang dem Rohr.

Ein besonderer Fall tritt auf, wenn in einem Zweikomponentengas die Konzentration der einen Komponente vernachlässigbar klein ist. Für Dichte, Viskosität und Wärmeleitfähigkeit sind dann praktisch die Werte des reinen „Trägergases“ einzusetzen. Auch den Thermodiffusionsfaktor, der im allgemeinen noch vom Mischungsverhältnis abhängig ist, kann man hier als konstant betrachten. Den Diffusionskoeffizienten D_{12} kann man allerdings nicht einfach gleich dem Selbstdiffusionskoeffizienten $D_{11} \approx 1,3 \eta / \rho$ (η = Viskosität, ρ = Dichte) setzen, sondern man muß D_{12} selbst kennen.

Gasmischungen des genannten Typus trifft man in Kernreaktoren. Obgleich die Abtrennung der radioaktiven Gase durch Absorption oder den radioaktiven Zerfall geschehen kann, und man in erster Linie nicht an Thermodiffusion denkt, erschien es

uns dennoch angebracht, den eventuellen Möglichkeiten in dieser Richtung nachzugehen.

Wir haben zunächst die Thermodiffusionsfaktoren des radioaktiven ¹³³Xe in den Gasen H₂, D₂, He, Ne, N₂ und A gemessen im Temperaturbereich von 300—700 °K³. Abb. 1 zeigt für Xe—H₂ und

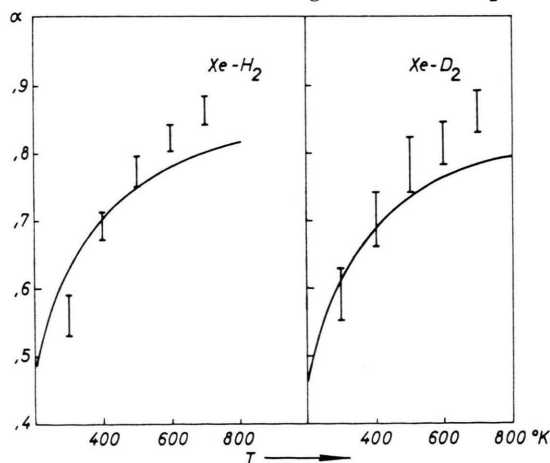


Abb. 1. Thermodiffusionsfaktoren der Systeme ¹³³Xe—H₂ und ¹³³Xe—D₂.

Xe—D₂ die gemessenen zusammen mit den theoretisch berechneten Werten. Letztere wurden mit der ersten Näherung der CHAPMANSchen Theorie⁴ und den Daten HIRSCHFELDERS⁵ für die Stoßintegrale des

¹ R. FLEISCHMANN u. H. JENSEN, *Ergebn. Exakt. Naturwiss.* **20**, 121 [1942].

² W. H. FURRY u. R. C. JONES, *Rev. Mod. Phys.* **18**, 151 [1946].

³ D. HEYMANN u. J. KISTEMAKER, im Druck.

⁴ S. CHAPMAN u. T. G. COWLING, *Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*. Cambridge University Press 1952.

⁵ J. O. HIRSCHFELDER, C. F. CURTIS u. R. B. BIRD, *Molecular Theory of Gases and Liquids*. John Wiley and Sons Inc., New York 1954.



LENNARD-JONESSchen 6-12-Potentialmodells erhalten. Dabei wurden folgende Potentialkonstanten verwendet:

$$(\varepsilon/k)_{\text{H}_2} = (\varepsilon/k)_{\text{D}_2} = 37,0^\circ \text{K}, \quad (\varepsilon/k)_{\text{Xe}} = 229,8^\circ \text{K}.$$

$$\sigma_{\text{H}_2} = \sigma_{\text{D}_2} = 2,298 \text{ \AA} \quad \text{und} \quad \sigma_{\text{Xe}} = 3,937 \text{ \AA}.$$

Der folgende Schritt war der Bau eines Drahtrohres, das bei totalem Rücklauf und etwa bei Atmosphärendruck Xenon von Wasserstoff oder Deuterium trennen sollte. Die Dimensionen des Rohres wurden dabei durch Einsetzen der bekannten Daten der Dichte und Viskosität¹ abgeschätzt. Die Diffusionskonstanten $D_{\text{Xe-H}_2}$ und $D_{\text{Xe-D}_2}$ wurden mit der CHAPMANSchen Formel⁴ für harte Kugeln abgeschätzt. Es ergaben sich folgende Abmessungen:

Röhrenradius R	=	1,30 cm
Drahtradius r	=	0,02 cm
oberer Behälter V_1	=	143 cm ³
unterer Behälter V_2	=	131 cm ³
Kolonnenvolumen V_3	=	400 cm ³

Die Kolonne selber (Abb. 2) besteht aus zwei konzentrischen Glasröhren. Diese ergeben dabei den üblichen Kühler. Das innere Rohr trägt an beiden Enden die Behälter. In der Mitte des inneren Rohres befindet sich ein Platin-Iridium Heizdraht, der mit aus demselben Material hergestellten Dreieckchen zentriert worden ist. Am oberen Behälter war der Heizdraht mittels einer Kovar-Glasverbindung durchgeführt. Am unteren Ende des Heizdrahtes ist ein Kupfergewicht durch Löten befestigt. Die Verbindung mit der Stromquelle wird dort von einer Kupferdrahtspirale besorgt.

Beide Behälter tragen Seitenrohre, an deren Ende sich ein flacher Glasflansch befindet. Auf die beiden Flansche sind 0,06 mm dicke Aluminiumscheibchen mit Aralditharz angeklebt. Sie dienen als Zählfenster für die Strahlung des ^{133}Xe (β^- von 0,35 MeV, Halbwertszeit 5,27 Tage).

Am unteren Behälter befindet sich auch ein Seitenstutzen, durch den das Rohr evakuiert und mit Gas beschickt werden kann. Durch Anschluß eines Manometers läßt sich der Druck im Rohr auf 1 mm genau ablesen.

Eine Umlaufleitung mit Heizkörper verbindet die Behälter und erlaubt eine rasche Mischung der Gase nach der Trennung.

Die Aktivität an beiden Fenstern wird mit Hilfe von zwei Zählrohren gemessen. Ihre Impulse werden einem integrierenden Meßgerät zugeführt, dessen Ausgangsspannung nach Abschwächung einen Schreiber bedient. In dieser Weise läßt sich die Trennung graphisch verfolgen, und man kann so schnelle Änderungen der Aktivität leicht erfassen.

Es muß aber der Trägheit des Meßsystems Rechnung getragen werden.

Abb. 3 zeigt den zeitlichen Verlauf einer Xe-H₂-Trennung am oberen Behälter. Infolge der Aufwär-

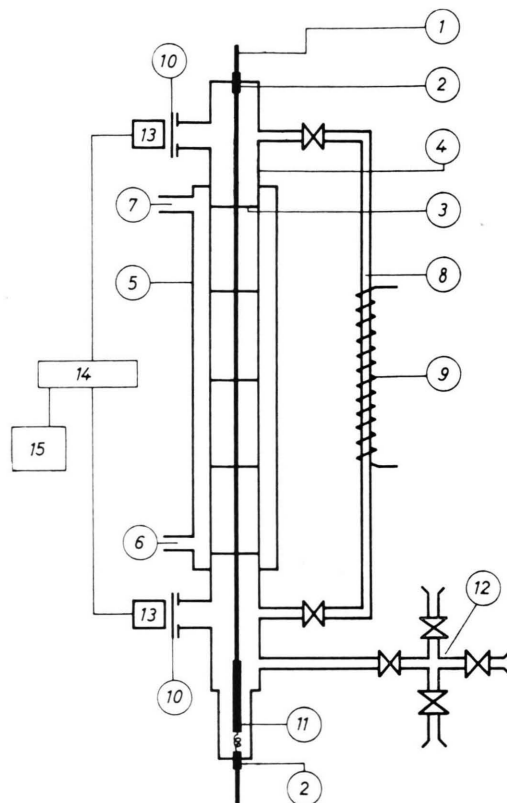


Abb. 2. Das Trennrohr.

- | | |
|------------------------------|-------------------|
| 1 Heizdraht | 9 Heizkörper |
| 2 Kovar-Glasverbindung | 10 Zählfenster |
| 3 Dreieckchen | 11 Gewicht |
| 4 inneres Rohr | 12 Seitenstutzen |
| 5 äußeres Rohr | 13 G. M. Zählrohr |
| 6 Kühlwasser Zufuhr | 14 Meßgerät |
| 7 Kühlwasser Abfuhr | 15 Schreiber |
| 8 Seitenrohr für Gasmischung | |

mung der Gase in der Kolonne selber steigt anfänglich der Druck und somit die Zahl der Stöße. Nach etwa 100–200 sec setzt die Abnahme der Aktivität durch die Wirkung des Trennrohres ein. Die Aktivität nähert sich schließlich einem stationären Wert.

Indem wir nun im Gleichgewichtszustand die Zahl der Stöße an beiden Fenstern messen unter der Annahme, daß diese den spezifischen Aktivitäten in

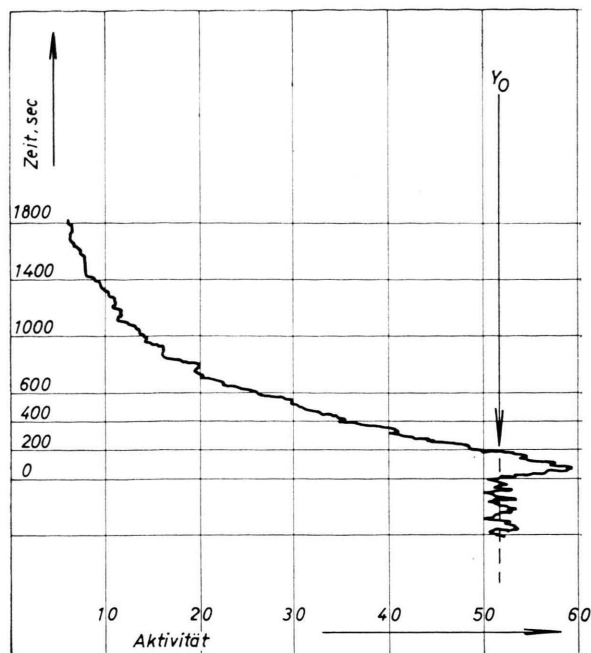


Abb. 3. Zeitlicher Verlauf einer ¹³³Xe-H₂-Trennung am oberen Behälter.

den Behältern proportional ist (die Behälter haben annähernd gleiche Temperatur), können wir nach Korrektur mit den Anfangswerten folgende Kolonnenparameter errechnen:

1. Trennfaktor Q_s . Dieser ist erklärt durch die Gleichung:

$$Q_s = \left(\frac{\text{Spez. Aktivität im unteren Behälter}}{\text{Spez. Aktivität im oberen Behälter}} \right)$$

im Gleichgewicht.

Bei einigen Experimenten sank jedoch die Aktivität am oberen Behälter so stark, daß sie dem Nulleffekt des Zählers gleich wurde. Deshalb sind die Trennfaktoren dieser Trennungen unsicher, jedenfalls aber sehr groß. Wir zeigen in den Abb. 4 und 5 die Trennfaktoren der Kolonne für Xe-H₂ bzw. für Xe-D₂ in Abhängigkeit vom Druck.

2. Anfangstransport τ_0 . Dieser folgt aus der Transportgleichung und ist in diesem Fall gleich:

$$\tau_0 = \frac{N}{y_0} \left(\frac{\partial y}{\partial t} \right)_{t=0}, \quad (1)$$

wobei N = Zahl der Grammoleküle „Trärgas“ im Behälter, y_0 = Anfangskonzentration des Xenons, $(\partial y / \partial t)_{t=0}$ = Tangente der Kurve $y(t)$ zu Beginn der Trennung.

Wie man aus Abb. 3 ersieht, war es unmöglich, $(1/y_0) \cdot (\partial y / \partial t)_{t=0}$ genau zu Beginn der Trennung zu bestimmen. Unseres Erachtens wurde die beste Näherung erhalten, wenn wir diese Größe in dem Moment bestimmten, da der Aktivitätsabfall im Behälter einsetzt. Mit der zu messenden Relaxationszeit kann man dann errechnen, wie stark τ seit Beginn der Trennung theoretisch vermindert sein kann. Die Rechnung ergab eine Verminderung des Transports von 20–25%. Eine starke Vergrößerung der Behälter erschien uns nicht wünschenswert angesichts der relativ kurzen Halbwertszeit des Xenons. N folgt einfach aus Druck, Temperatur und Volumen des Behälters. In den Abb. 6 und 7 zeigen wir für Xe-H₂ und Xe-D₂ den Anfangstransport τ_0 in Abhängigkeit vom Druck bei verschiedenen mittleren Gastemperaturen.

3. Relaxationszeit t_r . Die Konzentrationsänderung in den Behältern läßt sich annähernd beschreiben durch die Gleichung

$$\Delta y(t) = \Delta y_e (1 - e^{-t/t_r}), \quad (2)$$

wobei

$$\begin{aligned} \Delta y(t) &= y_t - y_0 = \text{Konzentrationsänderung zur Zeit } t, \\ \Delta y_e &= y_e - y_0 = \text{Konzentrationsänderung im Gleichgewicht,} \\ t &= \text{Zeit.} \end{aligned}$$

Aus Abb. 3 ersieht man, daß die $y(t)$ -Kurve die Bestimmung von $\Delta y(t)$, Δy_e sowie von t erlaubt. t_r folgt dann graphisch aus der Funktion

$$\ln \left[1 - \frac{\Delta y(t)}{\Delta y_e} \right] (t).$$

In den Abb. 8 und 9 zeigen wir die Druckabhängigkeit der Relaxationszeit der Kolonne für Trennungen von Xe-H₂ und Xe-D₂ bei verschiedenen mittleren Gastemperaturen.

Diskussion. Die Abb. 3 und 4 zeigen experimentelle Daten sowie theoretische Kurven des Trennfaktors der Kolonne. In der Nähe des optimalen Druckes wurden sehr große Trennfaktoren gemessen, deren Absolutwert aber, wie gesagt, unsicher ist. Die theoretischen Kurven wurden errechnet mit den Gln. (17) und (20) der FLEISCHMANN'SCHEN Arbeit¹ sowie mit den Gln. (115), (116) und (117) der FURRYSCHEN Arbeit². Das Maximum der Trennfaktoren liegt in beiden Fällen in dem von der Theorie verlangten Druckgebiet. Beim Deuterium erscheint das Maximum bei niedrigerem Druck

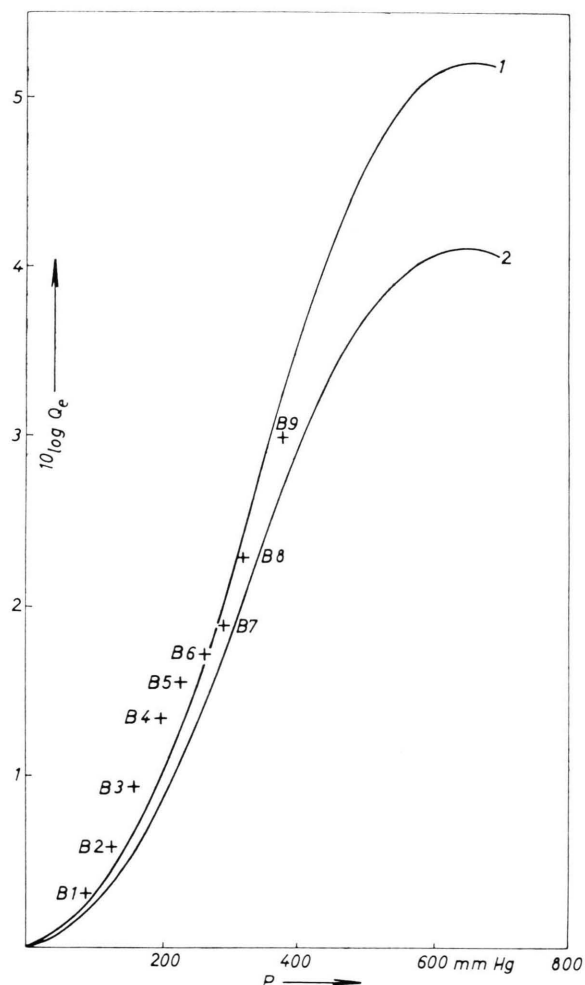


Abb. 4. Trennfaktor der Kolonne für $^{133}\text{Xe}-\text{H}_2$ in Abhängigkeit vom Druck. (Mittlere Gastemperatur 386°K .) 1 theoretisch nach FURRY-JONES¹, 2 theoretisch nach FLEISCHMANN-JENSEN², + experimentell.

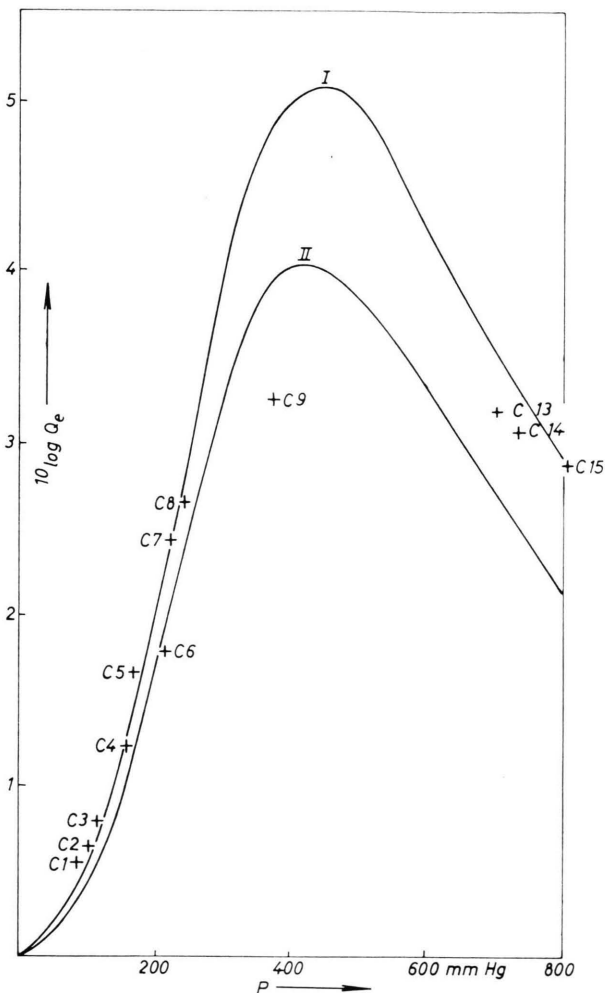
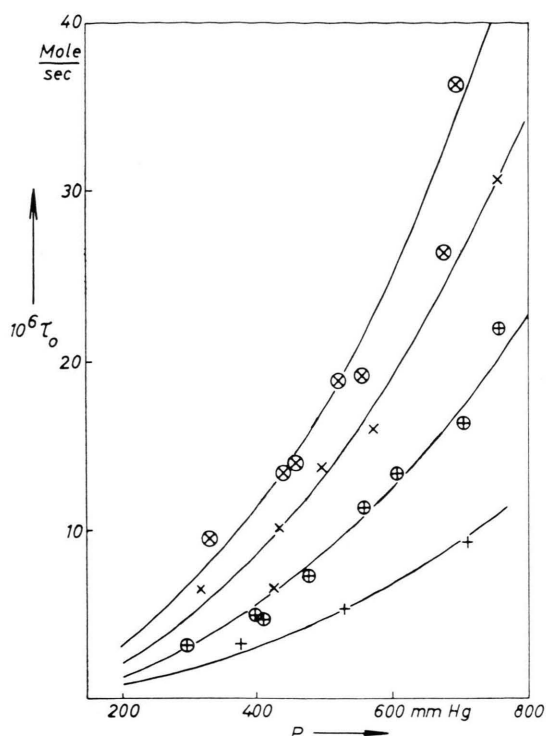


Abb. 5. Trennfaktor der Kolonne für $^{133}\text{Xe}-\text{D}_2$ in Abhängigkeit vom Druck. (Mittlere Gastemperatur 386°K .) I theoretisch nach FURRY-JONES¹, II theoretisch nach FLEISCHMANN-JENSEN², + experimentell.

wegen der größeren Gasdichte. Angesichts der Unsicherheit in der Messung der mittleren Gastemperatur T (aus der Drucksteigung) und der Temperaturdifferenz zwischen Draht und Kühler ΔT ($\bar{T} = T_{\text{kalt}} + 0,25 \Delta T$) möchten wir der Differenz zwischen der Theorie und dem Experiment beim Deuterium keine besondere Bedeutung beimessen. Wir schließen auf eine sehr befriedigende Übereinstimmung experimenteller und berechneter Q_s -Werte.

Die ausgezogenen Kurven der Abb. 6 und 7 sind keine theoretischen Kurven, sondern Parabeln, welche so gut wie möglich alle Meßpunkte bei derselben

mittleren Gastemperatur verbinden. Die Theorie fordert $\tau_0 \sim P^2$, und man sieht, daß die Wirkung der Kolonne dieser Anforderung sehr gut entspricht. Hingegen ist der Absolutwert des gemessenen Anfangstransports etwa halb so groß wie er von der FURRYSchen Theorie gefordert wird, und etwa dreiviertel der FLEISCHMANNschen Rechnung. Man bedenke aber, daß die Anlaufzeit von 100–200 sec stets etwa $1/3 - 1/4$ der Relaxationszeit ist. Hieraus ergibt sich, daß der gemessene Anfangstransport kleiner erscheinen kann, als er in Wirklichkeit zu Beginn der Trennung war. Diesen Effekt schätzen


 Abb. 6. Anfangstransport der Kolonne für ¹³³Xe—H₂ in Abhängigkeit vom Druck.

	+	⊕	×	⊗
mittlere Gastemperatur °K	345	375	415	475

wir auf 20–25%. Weiterhin ist es möglich, daß die Diffusion des Xenons in die Zählfenster-Seitenrohre einen Fehler veranlaßt, besonders, da die Trennung in unserem Falle ziemlich schnell vor sich geht. Indem wir voraussetzen, daß das Gas in den Behältern stets vollständig gemischt ist, errechnen wir, daß im ungünstigsten Fall ein Fehler von etwa 40% auftreten kann. So möchten wir aus dem Ergebnis den Schluß ziehen, daß der Anfangstransport die von der Theorie geforderte Größenordnung hat und daß er auch qualitativ den geforderten Druckverlauf aufweist. Schließlich zeigen wir in Abb. 10 die theoretische sowie experimentelle Abhängigkeit des Anfangstransports von der mittleren Gastemperatur bei einem Druck von 500 Torr. Auch hier möchten wir hervorheben, daß qualitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment existiert.

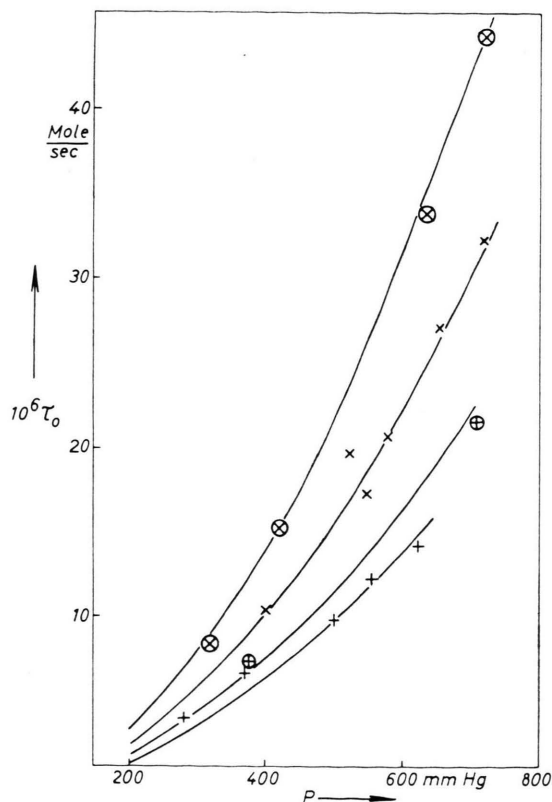
Die Relaxationszeit wurde gemessen, um den oben genannten Fehler abschätzen zu können. In

den Abb. 8 und 9 sind auch errechnete Werte der Relaxationszeit eingetragen. Diese sind nicht mit den üblichen Gleichungen erhalten, sondern mit folgender Annäherung:

$$t_r = \frac{Z}{\frac{1}{2} S [(R/R_0)^6 + 2] D_{12}} \cdot \frac{V_1 V_2}{V_1 + V_2} \cdot \frac{\bar{T}}{T_{\text{Behälter}}}, \quad (3)$$

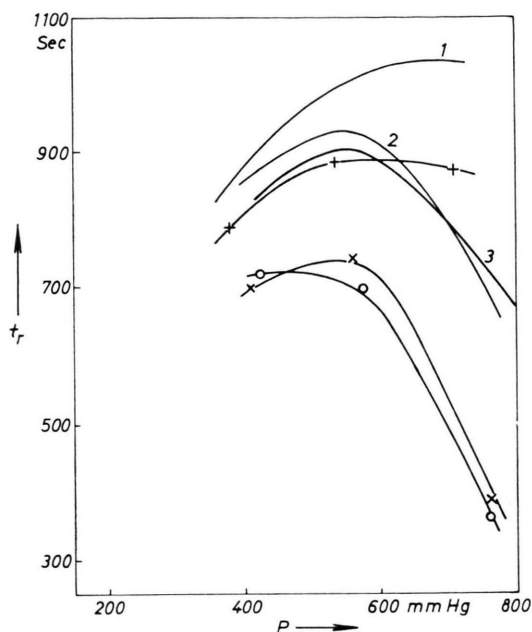
wobei Z = Länge der Kolonne, S = Querschnitt der Kolonne, R_0 = reduzierter Röhrenradius der FLEISCHMANN'schen Theorie.

Diese Gleichung setzt ein unendlich langes Trennrohr voraus, und es ist deshalb nicht zu erwarten, daß sie eine exakte Voraussage der Relaxationszeit

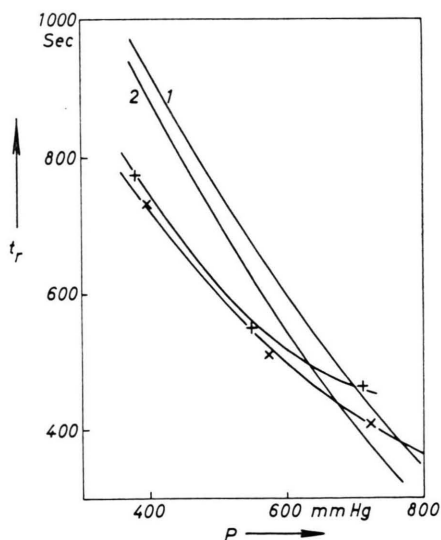

 Abb. 7. Anfangstransport der Kolonne für ¹³³Xe—D₂ in Abhängigkeit vom Druck.

	+	⊕	×	⊗
mittlere Gastemperatur °K	360	375	415	480

erlaubt. Immerhin ist es erstaunlich, daß die berechnete Zeit meist nur um einen Faktor 2 von der gemessenen abweicht. Wir haben diese Formel auch auf andere Trennrohre angewandt und fanden stets die richtige Größenordnung des Experimentes.

Abb. 8. Relaxationszeit der Kolonne für ¹³³Xe-H₂ in Abhängigkeit vom Druck.

	1 + theor. exp.	2 o theor. exp.	3 x theor. exp.
mittl. Gastemperatur	350 °K	380 °K	415 °K

Abb. 9. Relaxationszeit der Kolonne für ¹³³Xe-D₂ in Abhängigkeit vom Druck.

	1 + theor. exp.	2 x theor. exp.
mittl. Gastemperatur	380 °K	410 °K

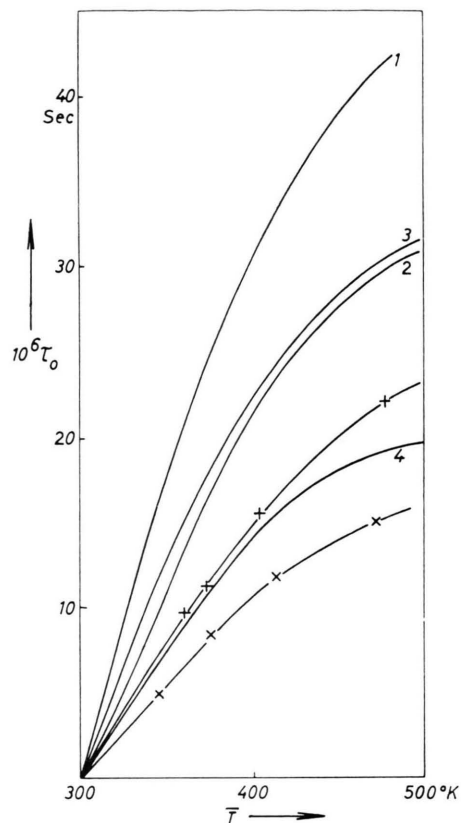


Abb. 10. Anfangstransport der Kolonne in Abhängigkeit von der mittleren Gastemperatur bei 500 mm Hg.

1 theor. ¹	2 theor. ¹	3 theor. ²	4 theor. ²	+ exp.	x exp.
¹³³ Xe-D ₂	¹³³ Xe-H ₂	¹³³ Xe-D ₂	¹³³ Xe-H ₂	¹³³ Xe-D ₂	¹³³ Xe-H ₂

Die Ergebnisse unserer Arbeit beweisen, daß eine Messung des Thermoeffusionsfaktors zusammen mit einer Abschätzung der Diffusionskonstanten eine Voraussage der Trennwirkung einer Thermoeffusionskolonne erlaubt für den Fall, daß diese Kolonne eine Mischung trennt, in der die Konzentration einer Komponente besonders gering ist. In unserem Falle war das Verhältnis H₂/Xe etwa 1 : 10⁻⁵. Im oberen Behälter ist dieses Verhältnis mindestens auf 1 : 10⁻⁸ reduziert worden, und für die Experimente im Bereich des optimalen Druckes müssen es ein oder zwei Zehnerpotenzen mehr gewesen sein. Es wären also bequem Versuche an extrem reinem Wasserstoff im oberen Behälter einer trennenden Kolonne durchzuführen!

Zum Schluß wollen wir die Produktion eines Doppelrohres von 5 cm Durchmesser abschätzen. Es

wird ein Druck von 40 at. und eine mittlere Gas-temperatur von 410 °K gefordert. Weiter soll die Xenonkonzentration im „reinen Gas“ 1/10 der Konzentration im Speisegas sein. Wir nehmen an, daß der Thermodiffusionsfaktor bei 40 Atm. dem bei Atmosphärendruck gleich ist. Dichte und Viskosität von Deuterium entnehmen wir der Arbeit SCHIPPERS⁶. Es folgt ein Wandabstand von 1,4 mm und eine praktische Länge von etwa 50 cm. Die Produk-

tion könnte dann etwa 3,7 l (N.T.P.) Deuterium pro Stunde sein.

Diese Arbeit wurde durchgeführt im Rahmen des Programms der Organisation F.O.M. (Stichting Fundamenteel Onderzoek der Materie) und wurde finanziell gestützt von der Organisation Z.W.O. Wir danken Herrn Prof. J. WENT und Drs. TH. v. D. PLAS für ihre Anregungen. Die Isotopenkommission des Instituts für Kernphysik (I.K.O.) besorgte das Xenon. Wir schulden weiterhin Herrn J. v. WEL vielen Dank für den schnellen Bau der Kolonne und Frl. J. BLOM für die Durchführung der Experimente.

⁶ A. C. J. SCHIPPER, Dissertation, Amsterdam 1954.

Zum γ -Spektrum von RaC' (Po²¹⁴)*

VON C. MAYER-BÖRICKE

Aus dem Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

(Z. Naturforschg. 14 a, 609—627 [1959]; eingegangen am 10. März 1959)

Es wird ein Szintillationspaarspektrometer mit Graukeilanalysator und Energiediskriminierung in den Seitenzweigen beschrieben, das zur Spektroskopie von γ -Strahlung oberhalb 1,1 MeV diene. Mit diesem Gerät wurden die γ -Übergänge von RaC' (Po²¹⁴) untersucht und die einzelnen Linien bezüglich Energie und Intensität vermessen (Em²²²-Quelle). Zur Auswertung der Graukeilspektren diene ein empfindliches photometrisches Verfahren. Sämtliche von anderen Autoren bisher direkt nachgewiesenen γ -Linien mit $E_\gamma > 1150$ keV wurden durch die vorliegenden Messungen bestätigt. Außerdem wurde noch eine Anzahl neuer, insbesondere schwacher hochenergetischer γ -Übergänge gefunden. Insgesamt wurden 40 γ -Linien oberhalb 1 MeV beobachtet, von denen einige noch komplexe Struktur haben können. Das Konversionselektronenspektrum von RaC' wird auf Grund der gemessenen γ -Strahlungen analysiert. Es wird ein Termschema angegeben, in das sämtliche bis jetzt bekannten γ -Strahlen des RaC' eingeordnet werden können. Spin und Parität einzelner Niveaus werden diskutiert. Einige Niveaus werden als kollektive Vibrationszustände interpretiert, und zwar als Ein-Phononen- und Zwei-Phononenanregung einer Quadrupolschwingung.

1. Ziel der Untersuchung

Das γ -Spektrum von RaC' (Po²¹⁴), das beim natürlichen Beta-Zerfall von RaC (Bi²¹⁴) emittiert wird, ist außerordentlich kompliziert. Es gehört mit zu den ersten Spektren, die nach der Entdeckung der Radioaktivität untersucht wurden. In der Zwischenzeit ist es oft und mit Hilfe verschiedenster Spektroskopiemethoden gemessen worden, wobei nach und nach immer neue Linien entdeckt wurden. Trotzdem ist dieses linienreiche Spektrum noch immer nicht so vollständig bekannt, wie es zur Aufstellung eines detaillierten Termschemas für RaC' notwendig wäre. Insbesondere ist die Existenz einer größeren Anzahl von γ -Übergängen, die auf Grund neuerer Messungen vermutet werden können, noch nicht gesichert⁸. Außerdem hat man Ursache anzunehmen, daß noch eine Gruppe intensitätsärmerer γ -Übergänge, besonders vom energiereichen *Cross-over*-Typ existiert, die dem Nachweis bisher aus Intensitätsgründen entgangen sind.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen Beitrag zur Kenntnis des γ -Spektrums von RaC' zu leisten, um dadurch eine Klärung der das Termschema von RaC' betreffenden Fragen herbeizuführen.

Es empfiehlt sich, eine Spektroskopiemethode zu benutzen, die sich von den bisher angewandten vor allem durch größere Nachweiswahrscheinlichkeit für die hochenergetische γ -Strahlung und durch geringen Untergrund im Spektrum auszeichnet. Daher kam für die vorliegende Untersuchung praktisch nur die bisher noch wenig benutzte Methode der Szintillations-Paarspektrometrie in Frage.

2. Methode

Zur Spektroskopie höherenergetischer γ -Strahlung verwendet man heutzutage fast ausschließlich Szintillationspektrometer, die mit NaJ(Tl)-Kristallen ausgerüstet

* Vorgetragen auf der Physikertagung in Karlsruhe am 2. 5. 1958; vgl. Phys. Verh. 5, 73 [1958] und Dissertation, Heidelberg 1958.