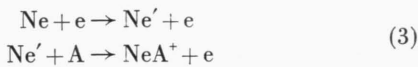


Term	$\tau_{\text{theor}}(\text{s})$	$\tau_{\text{exp}}(\text{s})$	Term	$\tau_{\text{theor}}(\text{s})$	$\tau_{\text{exp}}(\text{s})$	Term	$\tau_{\text{theor}}(\text{s})$	$\tau_{\text{exp}}(\text{s})$
3 ³ S	$5,8 \cdot 10^{-8}$	—	3 ³ P	$9,7 \cdot 10^{-8}$	$1,15 \cdot 10^{-7}$	3 ³ D	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$
4 ³ S	$6,4 \cdot 10^{-8}$	$6,75 \cdot 10^{-8}$	4 ³ P	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,53 \cdot 10^{-7}$	4 ³ D	$3,2 \cdot 10^{-8}$	—
5 ³ S	$1,1 \cdot 10^{-7}$	—	5 ³ P	$2,2 \cdot 10^{-7}$	—	5 ³ D	$6,0 \cdot 10^{-8}$	—
6 ³ S	$1,8 \cdot 10^{-7}$	—	6 ³ P	$\sim 4 \cdot 10^{-7}$	—	6 ³ D	$1,1 \cdot 10^{-7}$	—

Tab. 1. Mittlere Lebensdauer einiger Zustände des Orthoheliums gegenüber elektrischen Dipolübergängen. τ_{theor} ist nach Unterlagen von HYLLEAAS ⁶, BATES und DAMGAARD ⁷ berechnet worden, τ_{exp} ist einer Arbeit von HERON, McWHIRTER und RHODERICK ⁸ entnommen.

liegenden Fall einen Wirkungsradius $r \approx 0,8 \cdot 10^{-8}$ cm, der recht gut mit den aus gaskinetischen Messungen erhaltenen Atomradien für He vergleichbar ist, die zwischen $1,03 \cdot 10^{-8}$ und $1,33 \cdot 10^{-8}$ cm liegen ¹¹. Wegen der Aufblähung der Elektronenwolke durch die für den Ablauf der Reaktion (1) notwendige Anregung des Atoms sollte man eher einen größeren mittleren Atomradius erwarten. Dabei muß darauf hingewiesen werden, daß ein Einsetzen der von uns bestimmten mittleren Lebensdauer in den von DAHLER, FRANKLIN, MUNSON und FIELD gemessenen $k_T \tau$ -Wert nur dann erlaubt ist, wenn die Anregungsbedingungen bei beiden Versuchsanordnungen gleich waren. Dies ist wahrscheinlich nur näherungsweise, sicher aber nicht exakt der Fall.

Bei der ebenfalls von uns untersuchten Bildung des NeA⁺-Ions nach der Reaktion



ergibt sich für die angeregten Reaktanten eine effektive Lebensdauer von etwa 8 μ s. Will man aber die zeit-

liche Verteilung der Sekundärionen über Zeiten von mehreren Mikrosekunden und länger verfolgen, so darf die Abnahme der Dichte der angeregten Reaktanten infolge Abwanderung aus dem Ioneneinzugsgebiet nicht mehr vernachlässigt werden. Bei unserer Versuchsanordnung hat das Elektronenbündel senkrecht zum Ziehfeld die Abmessungen 1×2 cm². Ein Ne-Atom hat bei einer Temperatur im Ionisierungsraum von etwa 500 °K eine mittlere Geschwindigkeit von $7,3 \cdot 10^4$ cm s⁻¹. Es durchläuft die Abmessungen des Elektronenbündels also in einer Zeit von der Größenordnung 10 μ s. Die zur Zeit $t=0$ im Elektronenbündel gebildeten Ne'-Atome sind nach dieser Zeit schon beträchtlich auseinandergefallen, d. h. daß ihre Dichte im Ioneneinzugsgebiet selbst bei sehr großer mittlerer Lebensdauer des Anregungszustandes allein auf Grund der Abwanderung abnimmt. Berücksichtigt man diesen Effekt bei der Beobachtung der zeitlichen Verteilung der NeA⁺-Ionen, so folgt, daß ein wesentlicher Teil der angeregten Reaktanten eine mittlere Lebensdauer $\tau > 10^{-4}$ s hat und somit metastabil ist. In Verbindung mit dem für NeA⁺ beobachteten Auftrittspotential von ca. 16,5 V kann es sich dabei nur um metastabile Ne-Atome handeln ³, wie dies bereits von FUCHS und KAUL vermutet wurde.

¹¹ LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen, Verlag Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950, Bd. I, 1. Teil, S. 325.

Diffusion von Neon durch Glas

Von H. L. ESCHBACH *, R. JAECKEL und D. MÜLLER

Physikalisches Institut der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. **18 a**, 434—435 [1963]; eingegangen am 16. Februar 1963)

Bisherige Untersuchungen ^{1, 2, 3, 4} über die Gasdurchlässigkeit von Glas zeigen in guter Übereinstimmung eine verhältnismäßig hohe Permeation von Helium durch Glas, die mit dem Gehalt an Glasbildnern (SiO₂+B₂O₃), d. h. mit steigender Quarzähnlichkeit des Glases, zunimmt. Außerdem konnte die Diffusion und Permeation von Wasserstoff durch Glas quantitativ verfolgt werden, während für Neon nur wenige Angaben vorliegen. In der vorliegenden Arbeit werden einige

Messungen über die Diffusion von Neon durch Duranglas in Abhängigkeit von der Temperatur angegeben. Entsprechende Messungen mit schwereren Gasen dürften mit den zur Verfügung stehenden Nachweisgeräten nur schwer durchführbar sein ².

Die Bestimmung des Diffusionskoeffizienten und der Löslichkeit und damit der Durchlässigkeit von Neon in Glas erfolgte nach einer von ROGERS, BURITZ und ALPERT ¹ angegebenen Methode.

Das Prinzip der Meßanordnung zeigt Abb. 1. Die Diffusionsmembran ist ein zylindrischer Glasfinger Z, dessen äußere Seite mit Neon begast wird und dessen Inneres mit einem UHV-Rezipienten V in Verbindung steht. Letzterer kann von den Diffusionspumpen durch ein UHV-Ventil AV aus Metall abgetrennt werden. Zur Druckmessung dient eine ALPERT-Röhre AR, und zur

* Jetzt: Zentralbüro für Kernmessungen, Geel (Belgien).
¹ W. A. ROGERS, R. S. BURITZ u. D. ALPERT, J. Appl. Phys. **25**, 868 [1954].

² F. J. NORTON, J. Appl. Phys. **28**, 34 [1957].
³ H. L. ESCHBACH, Advances in Vacuum Science and Technology, Vol. I, Pergamon Press, Oxford 1960, S. 373.
⁴ C. C. LEIBY u. C. L. CHEN, J. Appl. Phys. **31**, 268 [1960].



Partialdruckanalyse, also zum Neon-Nachweis, ein Omegatron Om. Die Diffusionsmembran kann mit Hilfe eines elektrischen Ofens auf Temperaturen bis etwa 500 °C gebracht werden.

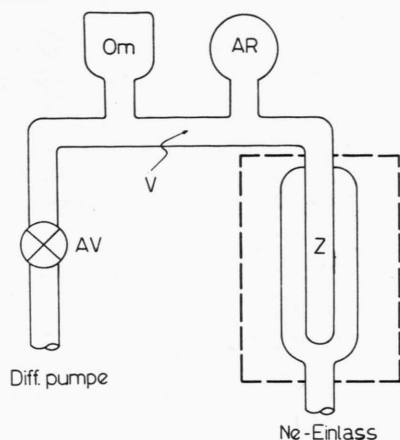


Abb. 1. Meßanordnung.

Nachdem das ganze System gut ausgeheizt und auf Drücke $\leq 10^{-9}$ Torr evakuiert ist, wird das Ventil geschlossen, die Membran mit Neon bei etwa 100 Torr begast, und mit dem Omegatron wird der infolge des durch die Membran diffundierenden Neons zeitlich ansteigende Neonpartialdruck in V verfolgt.

Nach den von ALPERT et al.¹ beschriebenen Verfahren, das sich aus der Lösung der Fick'schen Gleichungen mit den dem vorliegenden Fall entsprechenden Rand- und Anfangsbedingungen ergibt, läßt sich aus dem gemessenen Druck-Zeit-Verlauf der Diffusionskoeffizient bestimmen. Der Vorteil des Verfahrens besteht darin, daß es nicht nötig ist, den stationären Endzustand abzuwarten, in dem der Druckanstieg konstant wird. Dadurch ist die Ermittlung auch relativ kleiner Diffusionskoeffizienten möglich.

Abb. 2 zeigt die so erhaltenen Diffusionskoeffizienten D in Abhängigkeit von der Temperatur der Diffusionsmembran. Zum Vergleich ist auch der Verlauf des Diffusionskoeffizienten von He und H_2 in Duranglas nach ESCHBACH³ mit eingezeichnet.

Es gilt $D = D_0 e^{-Q/RT}$, und für die Aktivierungsenergie Q der Diffusion berechnet man

$$Q = 15,5 \text{ kcal/mol} \approx 0,68 \text{ eV.}$$

Die durch die Membran diffundierende Gasmenge ist proportional der treibenden Druckdifferenz und umge-

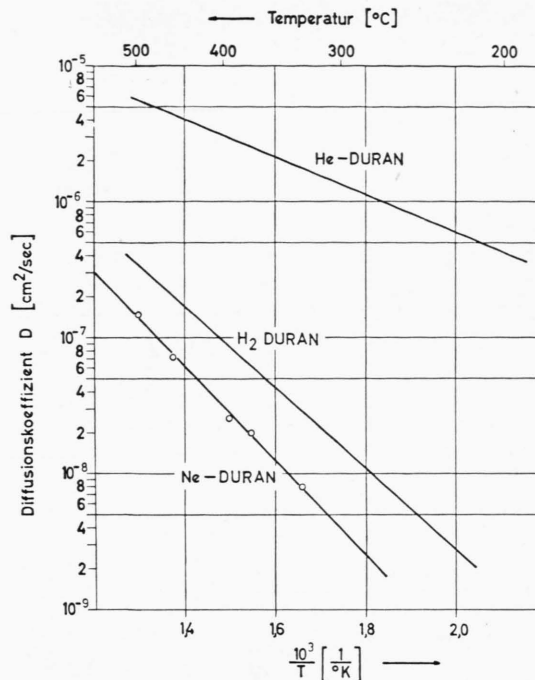


Abb. 2. Diffusionskoeffizient D in Abhängigkeit von der Temperatur T .

kehrt proportional der Dicke der Membran. Die Durchlässigkeit K [$\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$] gibt die Gasmenge in Torr $\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$ an, die pro cm^2 einer 1 cm dicken Membran bei einem Druckunterschied von 1 Torr hindurchdiffundiert.

Es gilt $K = D S$, wobei S die Löslichkeit des Gases in der Membran ist. S ist dimensionslos, wenn man K und D in den Einheiten $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ angibt. Die aus den beschriebenen Messungen bestimmte Löslichkeit von Neon in Duranglas ergibt sich zu

$$S = 2,9 \cdot 10^{-3}.$$

Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie die Löslichkeiten von He und H_2 ³. Eine Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit kann nicht festgestellt werden.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung danken wir für die Bereitstellung von Mitteln zur Durchführung der vorliegenden Arbeit.